А. Н. Климов

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ЯДЕРНЫЕ РЕАКТОРЫ

ИЗДАНИЕ ВТОРОЕ, ПЕРЕРАБОТАННОЕ И ДОПОЛНЕННОЕ

Допущено Министерством высшего и среднего специального образования СССР в качестве учебника для студентов инженерно-физических специальностей высших учебных заведений

МОСКВА ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ 1985

ББК 31.46
К49
УДК 621.039.5 : 539.1 (075.8)

Рецензент: кафедра АЭС МЭИ (зав. кафедрой проф. Н. Г. Рассохин)

К $\frac{2304000000\text{-}065}{051(01)\text{-}85}$ 207-85

© Энергоатомиздат, 1985

ПРЕДИСЛОВИЕ КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ

Со времени завершения работы над первым изданием прошло более 15 лет. За это время изменились учебные программы и ушла вперед ядерная техника. Поэтому многие разделы учебника были подвергнуты существенной переработке, а гл. 8 и 9 написаны заново. Их объем увеличен за счет сокращения материала гл. 1. Кроме того, во многих случаях изменены тексты в целях их улучшения или уточнения описываемых понятий и явлений, а также исправлены обнаруженные опечатки.

Вместе с тем общий план учебника сохранился и целиком определяется существующими учебными программами Московского инженерно-физического института.

Рецензенты — сотрудники кафедры атомных электростанций Московского энергетического института Г. Г. Бартоломей, М. С. Алхутов, В. Д. Байбаков провели разностороннее рассмотрение рукописи. Их огромная работа заслуживает не просто благодарности, а глубокого уважения, поскольку прямо способствовала улучшению качества учебника.

А. КЛИМОВ

ВВЕДЕНИЕ

Существование индустриального общества невозможно без потребления больших количеств энергии. В настоящее время примерно треть производственных усилий человека затрачивается на обеспечение промышленности, транспорта и быта энергией.

Но в свете закона сохранения энергии возникает вопрос, что значит потреблять энергию? Ответ оказывается простым, если надлежащим образом классифицировать полный запас энергии в природе. Следует различать энергию связанную, или энергию покоя, пропорциональную массе тела, и энергию свободную, или энергию относительного движения тел. Поведение во времени энергии связанной и энергии свободной совершенно различно. Связанная энергия во времени неизменна и локализована в пространстве там, где размещена масса. Какие-либо изменения связанной энергии возможны лишь тогда, когда возбуждаются искусственно или происходят самопроизвольно процессы, приводящие к изменению массы тел. Напротив, благодаря передаче и сохранению импульса при столкновениях свободная энергия сама по себе стремится равномерно распределиться между взаимодействующими телами, быстро рассеиваясь в пространстве. Вот как раз эта особенность свободной энергии и используется для получения полезных эффектов. Если в каком-то объеме получается избыток свободной энергии, на первой стадии рассеяния обычно бесконтрольно обращающейся в энергию теплового движения микрочастиц вещества, то в процессе ее дальнейшего рассеяния возможно получение разных температур, необходимых для производственных или бытовых нужд, обращение тепла в полезную работу, выработка электроэнергии и т. д.

Следовательно, потреблять энергию — это значит рассеивать свободную энергию. А поскольку приведенная классификация включает всю имеющуюся в природе энергию, то ясно, что получать свободную энергию можно только за счет убыли связанной. Другими словами, нужно уметь вызывать процессы, которые приводят к убыли массы тел и эквивалентному выигрышу свободной энергии. Других способов получения, как обычно говорят, энергии нет. При сжигании угля или урана энергия выделяется только потому, что масса молекулы углекислого газа или атомов продуктов деления урана меньше масс исходных частиц.

И, наконец, поскольку свободная энергия рассеивается сама по себе, то запас ее создать нельзя. А так как рассеивается она очень бы-

стро, то тепловые и любые другие установки, вырабатывающие энергию, должны работать непрерывно. Сколько производится энергии в единицу времени, столько же и рассеивается потребителями. Образование какого-либо резерва энергии возможно только через обратный процесс перевода свободной энергии в связанное состояние.

Конечно, выработка энергии возможна лишь при условии, что в природе имеются запасы топлива. Микрочастицы вещества топлива действительно находятся в состоянии с энергией E_1 большей, чем энергия E_2, другого возможного состояния, переход в которое существует. Однако этому переходу обязательно препятствует энергетический барьер $E_б$. Другими словами, переход в конечное состояние возможен не непосредственно, а через некоторое промежуточное состояние с энергией E' большей, чем E_1, так что $E_б = E' - E_1$. Если бы барьера не было, то само существование топлива оказалось бы невозможным, поскольку любые частицы или системы частиц самопроизвольно переходят в состояния с меньшей потенциальной энергией, т. е. с меньшей массой.

Напротив, самопроизвольные переходы в состояния с большей энергией невозможны. Поэтому процесс сжигания топлива должен быть инициирован внешним возбуждением. А способов возбуждения может быть два, весьма разных по своей природе.

Первый способ — за счет кинетической энергии сталкивающихся частиц. Если энергия относительного движения частиц выше энергетического барьера, то при неупругом столкновении возможна передача частицам топлива энергии активации $E_{акт}$, большей или равной $E_б$. Из возбужденного состояния $(E_1 + E_{акт}) \geqslant E'$ произойдет самопроизвольный переход с подавляющей вероятностью в состояние E_2, а не назад в E_1, так как по условию $E_2 < E_1$. При этом выделится энергия реакции $E_1 - E_2$ и возвратится энергия активации $E_{акт}$. Это и будет означать элементарный акт горения топлива. Правда, для возбуждения каждого акта реакции нужна ускоренная частица. Ускорение каких-то частиц даст актов реакции не больше, а из-за потерь частиц обычно много меньше числа ускоренных частиц. В итоге суммарный выигрыш в энергии оказывается ниже энергетических затрат на ускорение. Поэтому механизм внешнего ускорения не может быть физическим принципом действия тепловой машины.

Чтобы обеспечить сжигание большого количества топлива, нужно ускорить если не все, то хотя бы некоторую долю частиц топлива. Это достигается при разогреве вещества. И здесь важно начать процесс, так как дальнейшее повышение температуры будет идти за счет собственного выделения энергии. Такой способ представляет собой сжигание топлива с тепловым возбуждением. При его описании к названиям реакций добавляется приставка термо: термохимические, термоядерные реакции. И если для возбуждения химических, т. е. межмолекулярных реакций, в условиях поверхности нашей планеты необходим разогрев всего лишь на 10^2 К, то для возбуждения ядерных реакций из-за очень больших кулоновских барьеров нужны температуры не менее 10^7 К. Поэтому посредством теплового возбуждения ядерные реакции получены только для самых легких ядер. Такие реакции ока-

зываются экзоэнергетическими при образовании более сложных ядер, и процесс получил название термоядерного синтеза. Он осуществлен в неконтролируемом устройстве — водородной бомбе. Первоначальный разогрев до высокой температуры дает взрыв урановой бомбы, а когда начинает гореть смесь легких ядер, температура возрастает до 10^8 К, что позволяет использовать в таких устройствах не только ядра тяжелого водорода, но и гелия, и лития.

Осуществление управляемого термоядерного синтеза натолкнулось на трудности, определяемые поведением плазмы — состояния вещества при высоких температурах, представляющего собой смесь несвязанных ядер и электронов. Тем не менее, соответствующие исследования продолжаются и считается что в начале следующего века будет создан демонстрационный термоядерный реактор. Создание промышленных термоядерных реакторов в сильнейшей степени расширит энергетические ресурсы человека, поскольку природные запасы легких ядер, пригодных для сжигания в таких реакторах, очень велики.

Преимущество процессов с тепловым возбуждением состоит в их универсальности. Ограничения порождаются только возможностью соответствующего разогрева вещества. Если бы были достижимы температуры порядка 10^{12} К, то в термоядерном процессе можно было бы сжигать и уран, и многие другие тяжелые ядра. И хотя не видно путей получения таких температур, не надо забывать, что еще в начале 30-х годов единодушное мнение физиков состояло в том, что термоядерный синтез, уже обнаруженный в звездах, в земных условиях неосуществим.

Другой способ возбуждения реакций — за счет энергии связи присоединяющихся частиц, когда необходимая для преодоления порога энергия возбуждения появляется вследствие работы присущих частицам сил притяжения. Правда, для возбуждения реакций нужны активные частицы, и актов реакций происходит не больше, а обычно меньше, чем число направленных в вещество частиц. Следовательно, внешняя выработка частиц и здесь приведет только к показательному эксперименту.

Большое количество вещества может испытать превращение лишь при условии возникновения цепной самоподдерживающейся реакции. Строго говоря, это процесс, в основе которого лежит та или иная реакция, обладающая следующим уникальным свойством. Акт реакции должен возбуждаться при поглощении частицы, а в результате реакции должны появляться вторичные активные частицы. Последнее весьма вероятно в экзоэнергетических реакциях, где часть освобождающейся энергии может пойти на отделение от фрагментов реакции активных частиц. При этом и возникают цепи, состоящие из повторяющихся звеньев: частица—реакция. Правда, самоподдерживающейся может стать только разветвленная цепная реакция, а для ветвления цепей среднее число вторичных частиц должно быть больше единицы.

Указанным специфическим свойством обладают многие химические реакции, и цепные процессы среди них широко распространены. Там роль активных частиц выполняют свободные атомы и радикалы,

имеющие неиспользованные химические связи. Носителем цепного процесса при ядерных превращениях может служить нейтрон, не имеющий электрического заряда и поэтому беспрепятственно сближающийся с атомными ядрами. Правда, среди огромного количества известных ядерных реакций только одна обладает отмеченным уникальным свойством. Это реакция деления тяжелых ядер, легко возбуждаемая нейтроном и дающая после деления несколько вторичных нейтронов. Другой такой ядерной реакции, вероятно, найдено не будет. Поэтому получение энергии при ядерных превращениях в настоящее время возможно только в ядерных реакторах деления.

При делении освобождается очень много вторичных нейтронов, в среднем 2,5 на акт деления. Поэтому возбудить цепной процесс на основе реакции деления очень просто. Основную трудность ядерной техники составляет сложная и дорогостоящая технология получения чистых делящихся материалов.

Цепным реакциям присущи критические явления. Поэтому не в любом количестве вещества можно возбудить цепной процесс и никогда нельзя сжечь топливо полностью. Зато скорости цепных реакций не зависят от температуры среды, что составляет их главное преимущество перед процессами с тепловым возбуждением и что особенно важно для ядерных реакций, где энергетические барьеры необычайно велики. Цепной процесс может идти даже при температуре вблизи абсолютного нуля. Но этот механизм не универсальный, в его основе могут лежать только специальные реакции.

Глава 1

СТРОЕНИЕ АТОМА И ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

1.1. Атомы и атомное электричество

1. *Атомная масса.* Представление об атоме как о мельчайшей частице вещества возникло в глубокой древности в качестве альтернативы представления о непрерывном строении материи. В новое время не только сохранился интерес к атомам древних, но атомизм даже приобрел характер научной гипотезы. Многие естествоиспытатели, и в частности Ньютон, были сторонниками атомистических представлений. Однако открытие реальных атомов связано с именем английского исследователя Дальтона, который в 1803 г. впервые обосновал способ определения относительных масс атомов простых веществ, или *атомных масс* A_r [1]. Идея Дальтона состояла в том, что отношение масс двух простых веществ, получающихся при разложении сложного вещества, есть отношение масс их атомов, если молекула сложного вещества содержит по одному атому каждого простого вещества. Если массу самого легкого атома принять за единицу, то можно построить шкалу атомных масс. Оказалось, что атомная масса A_r является индивидуальной характеристикой простого вещества, т. е. атомы простых веществ можно различать по массе. Когда у предполагаемых атомов была найдена характерная, измеряемая на опыте величина, которая позволила по ее численным значениям отличать атомы разных веществ друг от друга, атомы стали реальностью и предметом исследования естественных наук.

Успеху Дальтона способствовали достижения химического количественного анализа. В свою очередь открытие атомов стимулировало прогресс химии XIX в., венцом которого явился периодический закон, открытый русским химиком Д. И. Менделеевым в 1869 г. Обнаруженная периодичность химических свойств элементов в функции возрастающей по величине атомной массы позволила Менделееву построить систему элементов, которая завершила определение природного многообразия атомов и образовала строгий порядок в расположении и классификации химических элементов. Все недостающие для заполнения первоначального варианта периодической системы элементы впоследствии были либо обнаружены в естественном виде, либо получены искусственным путем. Самым тяжелым из встречающихся в природе оказался элемент уран с атомной массой 238,03 и порядковым номером 92. В настоящее время получен ряд трансурановых элементов вплоть до порядкового номера 106.

Относительные массы атомов A_r определялись в опытах с макроскопическими телами, т. е. телами, состоящими из огромного числа

атомов. Чтобы получить данные об абсолютных массах и размерах отдельных атомов, нужно было уметь находить их число в единице объема или единице массы вещества. Решение этой фундаментальной задачи дала кинетическая теория газов.

2. *Число Лошмидта.* По кинетической теории газ — это скопление большого числа частиц, атомов или молекул, находящихся в непрерывном хаотическом движении. Исходя из законов движения и взаимодействия микроскопических частиц кинетическая теория объясняет физические свойства газов и позволяет выразить макроскопические константы газа через размеры и массы отдельных частиц, их концентрацию (число частиц в единице объема) и среднюю скорость движения. Выводами кинетической теории для определения числа молекул в единице объема газа и радиуса молекулы впервые воспользовался австрийский физик Лошмидт в 1865 г.

Коэффициент вязкости газа может быть выражен через радиус молекулы и концентрацию молекул, т. е. через две неизвестные величины. С теми же неизвестными Лошмидт связал другую измеряемую макроскопическую константу — отношение плотностей газообразного и сжиженного газа, сделав некоторые предположения относительно размещения молекул в объеме жидкости. Два соотношения, содержащих два неизвестных, позволили Лошмидту определить радиус молекулы газа и число молекул в 1 $см^3$ газа (число Лошмидта).

3. *Число Авогадро.* Поскольку число частиц в единице объема зависит от агрегатного состояния вещества, его плотности и температуры, а число частиц в единице массы обратно пропорционально молекулярной или атомной массе вещества, то за стандартное число молекул или атомов обычно принимают число частиц, содержащихся в одной килограмм-молекуле или одном килограмм-атоме вещества. Это число одинаково для всех веществ и называется числом Авогадро по имени итальянского ученого, впервые указавшего, что в равных объемах любых газов содержится одинаковое число частиц, если давление и температура газов одинаковы (закон Авогадро). Правда, число Авогадро зависит от выбора единицы атомной массы, поскольку от такого выбора зависят численные значения атомных масс. С 1962 г. за единицу атомной массы принята одна двенадцатая часть массы атома углерода ^{12}C. В современной шкале атомных масс число Авогадро

$$N_A = 6{,}022045 \cdot 10^{26} \text{ 1/кмоль}. \qquad (1.1)$$

Трудно переоценить важность константы (1.1) для атомной физики. Фактически, только располагая этой константой, можно получить такие характеристики атомов, как их абсолютные массы и размеры. Поэтому число Авогадро многократно измеряли самыми разнообразными методами, большинство из которых, как и метод Лошмидта, косвенные. Прямые методы основаны на наблюдении макроскопических эффектов, вызываемых хаотическим движением молекул и являющихся функцией числа молекул, участвующих в движении [2]. Однако, как это часто бывает в физике, прямыми методами не удается определить константу N_A с высокой степенью точности. Наиболее точное значение числа Авогадро получается при измерениях шага кристалличе-

ской решетки в дифракционных экспериментах и плотности кристалла.

4. *Число атомов в единице объема.* В соответствии с определением числа Авогадро абсолютная масса атома равна массе килограмм-атома, деленной на число Авогадро. Масса самого легкого атома — атома водорода равна $1{,}67 \cdot 10^{-27}$ кг, а самого тяжелого из встречающихся в природе — урана $3{,}95 \cdot 10^{-25}$ кг. Атомную концентрацию, или число атомов в единице объема вещества, N, используемую в последующих формулах, также нетрудно вычислить с помощью числа Авогадро:

$$N = \frac{\rho}{A_r} N_A, \tag{1.2}$$

где A_r — масса килограмм-атома, кг/кмоль, численно равная атомной массе вещества, а ρ — плотность вещества, кг/м^3. Если атомы входят в состав химического соединения, то их концентрация равна

$$N = \frac{\rho}{M_r} N_A x, \tag{1.3}$$

где M_r — масса килограмм-молекулы, численно равная молекулярной массе, а x — число атомов данного сорта в одной молекуле соединения.

5. *Размеры атомов.* Абсолютные размеры атомов определяются на основе выводов кинетической теории газов, а также при изучении структуры молекул и кристаллов. Радиусы атомов не обнаруживают систематического роста при увеличении атомной массы и у всех атомов имеют значения порядка 10^{-10} м с небольшими отклонениями от этого значения вследствие периодической зависимости радиуса от атомной массы [4].

6. *Атомное электричество.* Открытие атомного строения вещества способствовало обнаружению дискретной природы электричества. В 1834 г. закончил свои работы по изучению переноса электричества в растворах электролитов английский физик Фарадей, который установил, что при осаждении из раствора электролита килограмм-молекулы одновалентного вещества через раствор проходит количество электричества, равное $9{,}648 \cdot 10^7$ Кл (число Фарадея). Если перенос электричества осуществляется двухвалентными ионами вещества, то количество электричества, связанное с той же массой вещества, удваивается, при трехвалентных ионах — утраивается и т. д. Когда стало известно число Авогадро, на основании закона Фарадея было получено значение единичного электрического заряда минимально заряженного иона. Заряд иона, образующегося в газе, оказался равным заряду иона в растворе, что указало на независимость значения заряда от способа ионизации атома. Однако, несмотря на обнаружение минимальной порции электрического заряда, окончательный вывод о дискретной природе электричества был сделан лишь после открытия структурных частиц атома — носителей электрических зарядов.

Первой такой частицей атома был электрон. Эксперименты с катодными лучами, образующимися при электрическом разряде в разре-

женном газе, выполненные рядом исследователей и завершенные английским физиком Дж. Дж. Томсоном в 1897 г., показали, что эти лучи представляют собой поток частиц очень малой массы, несущих единичные электрические заряды. Абсолютное значение единичного заряда как результат деления числа Фарадея на число Авогадро уже имело свое наименование — *электрон* [1], и этот термин был присвоен открытой частице как носителю такого заряда. В соответствии с определениями положительного и отрицательного электричества, сложившимися еще при изучении электризации макроскопических тел трением [1], заряд электрона оказался отрицательным в отличие от положительного заряда иона водорода, абсолютное значение которого также равно единичному заряду. Заряд электрона является важнейшей константой атомной физики, его многократно измеряли, и по современным данным он равен

$$e = 1{,}60219 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}.$$

Попытки найти носитель положительного электричества, аналогичный электрону, успеха не имели. При ионизации атомов положительный заряд всегда был связан с целым атомным ионом, масса которого практически равнялась массе нейтрального атома, так как отделение от атома одного или нескольких электронов малой массы не меняло массу атома. Таким образом, положительное электричество атома могло быть связано с массой разного значения в отличие от отрицательного, носителем единичного заряда которого являлся электрон, имеющий определенную массу и входящий в состав всех атомов.

7. *Атом Томсона.* Накопленные к концу XIX в. данные об атомах и атомном электричестве позволили Дж. Дж. Томсону построить (1904 г.) первую модель атома. Томсон предполагал, что атом представляет собой сферическое тело радиусом около 10^{-10} м с равномерно распределенным положительным электричеством, в котором располагается такое число отрицательных электронов, которое необходимо для компенсации положительного заряда атома. Относительно природы положительного электричества и его связи с массой атома ничего известно не было, так же как не было известно количество электронов в каждом атоме. Правда, эксперименты по рассеянию рентгеновского излучения, открытого в 1895 г. немецким физиком Рентгеном, и некоторые другие данные указывали, что число электронов в атоме не может быть очень большим и примерно равно половине атомной массы. Кроме того, было установлено, что для быстрых электронов обычные вещества достаточно прозрачны, откуда следовало, что атомный объем не сплошь заполнен веществом.

1.2. Ядерная структура атома

1. *Альфа-частица.* В 1896 г. французским физиком Беккерелем было обнаружено явление радиоактивности, которое представляет собой процесс самопроизвольного превращения атомов одних элементов в атомы соседних по периодической системе элементов при испускании заряженных частиц. Вслед за этим начался быстрый прогресс в изучении строения атома. Этому прежде всего способствовало то обстоятельство, что в руках физиков оказался эффективный инструмент исследования атомной структуры — α-частица. С помощью α-частиц, испускаемых естественными радиоактивными веществами, были сделаны важнейшие открытия: установлена ядерная структура атома, получены первые ядерные реакции, обнаружено явление искусственной радиоактивности

и, наконец, найден нейтрон, сыгравший важную роль как при объяснении строения атомного ядра, так и в последующих исследованиях, приведших к открытию процесса деления и получению свободной ядерной энергии.

α-Частицы — это движущиеся с большой скоростью дважды ионизованные атомы гелия или ядра гелия. Измерения скоростей α-частиц естественных излучателей по отклонению в электрическом и магнитном полях дали величины порядка $(1{,}5 \div 2) \cdot 10^7$ м/с, что соответствует кинетической энергии 4,5—8 МэВ*. Такие частицы движутся в веществе прямолинейно (§ 1.7, п. 1), быстро теряют свою энергию на ионизацию атомов и после остановки превращаются в нейтральные атомы гелия.

2. *Рассеяние α-частиц.* Изучая прохождение коллимированного пучка α-частиц через тонкую металлическую фольгу, английский физик Резерфорд обратил внимание на размытие изображения пучка частиц на регистраторе — фотопластинке. Резерфорд объяснил такое размытие пучка рассеянием α-частиц. Хотя α-частицы беспрепятственно проходят через объем атомов, присутствие атомного электричества приводит к взаимодействию между атомами и заряженными частицами и некоторому искривлению их траекторий согласно модели атома Томсона. Однако детальное изучение рассеяния α-частиц показало, что в редких случаях α-частицы рассеиваются на большие углы, иногда превышающие 90°, что соответствует отбрасыванию быстродвижущихся частиц в обратном направлении. Такие случаи рассеяния в рамках модели атома Томсона объяснить было невозможно.

Тяжелая α-частица в одном акте столкновения может быть отброщена назад только при взаимодействии с телом большой массы, превосходящей массу α-частицы. Поэтому за такое рассеяние не ответственны атомные электроны. Кроме того, рассеяние в обратном направлении предполагает сильное торможение α-частицы, т. е. энергию взаимодействия с рассеивающим телом порядка кинетической энергии α-частицы. Энергия же электростатического взаимодействия α-частицы с атомом Томсона, имеющим положительный заряд, распределенный в объеме или по поверхности атома радиусом 10^{-10} м и равный в единицах элементарного заряда примерно половине атомной массы, много меньше этой величины. Поскольку, однако, энергия электростатического взаимодействия обратно пропорциональна расстоянию, то она может быть сколь угодно велика, если заряды находятся на сколь угодно малом расстоянии, при условии, что размеры объемов, занятых зарядами, всегда меньше расстояния между ними, т. е. что заряды не перекрываются. Расстояние от α-частицы до центра электрического заряда должно быть порядка 10^{-14} м, чтобы энергия электростатического взаимодействия стала равна кинетической энергии α-частицы и чтобы α-частица могла быть остановлена и отброшена назад. Такое расстояние примерно в 10 000 раз меньше радиуса атома, а радиус атомного заряда должен быть еще меньше. Предположение о малом объеме рассеивающего центра согласуется с очень малым числом случаев рассеяния на большие углы.

Для объяснения результатов своих наблюдений по рассеянию α-частиц Резерфорд предложил ядерную модель атома. Согласно этой

* 1 МэВ $= 1{,}602 \cdot 10^{-13}$ Дж и представляет собой кинетическую энергию электрона, прошедшего разность потенциалов 10^6 В.

модели в центре атома находится ядро, занимающее очень малый объем, содержащее почти всю массу атома и несущее положительный электрический заряд. Основной объем атома занят движущимися электронами, число которых равно числу элементарных зарядов ядра, поскольку атом в целом электрически нейтрален.

3. *Теория рассеяния α-частиц.* Чтобы обосновать предположение о ядерной структуре атома и доказать, что рассеяние α-частиц происходит в результате кулоновского взаимодействия с атомным ядром,

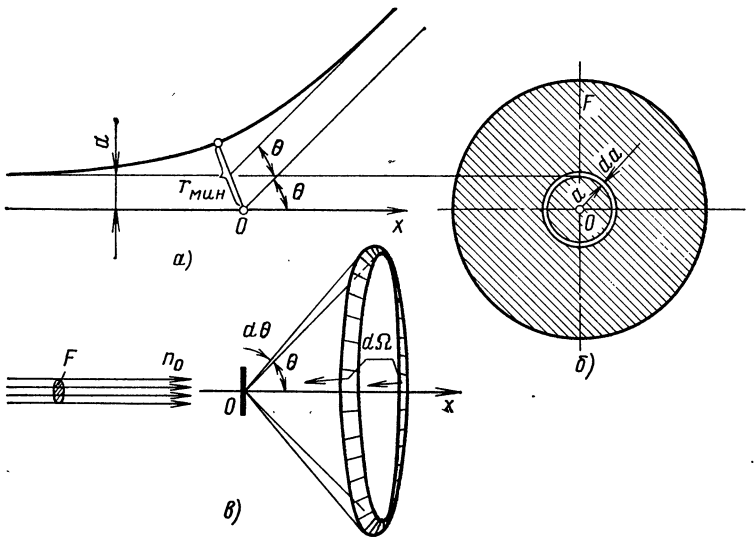


Рис. 1.1. Рассеяние α-частицы электрическим полем атомного ядра:
а — схема рассеяния в плоскости траектории частицы; *б* — кольцо *da*, из которого происходит рассеяние в *dθ* под углом θ; *в* — схема рассеяния в конический телесный угол под углом θ к оси

Резерфорд развил теорию рассеяния α-частиц точечными электрическими зарядами с большой массой и получил зависимость между углом рассеяния θ и числом частиц, рассеянных на угол θ. Если α-частица движется в направлении точечного заряда Ze, где Z — число элементарных зарядов e, и при этом ее начальная траектория отстоит от оси, проходящей через рассеивающий центр, на расстоянии a (параметр удара) (рис. 1.1, *а*), то на основании закона Кулона методами классической механики можно вычислить угол θ [3], на который отклонится α-частица вследствие электростатического отталкивания одноименных электрических зарядов:

$$\operatorname{ctg}\frac{\theta}{2} = 4\pi\varepsilon_0 \frac{Mv^2}{Zeze}\, a, \qquad (1.4)$$

где M и v — масса и скорость α-частицы; ze — ее заряд; $z = 2$; $\varepsilon_0 = 8{,}854 \cdot 10^{-12}$ Ф/м — электрическая постоянная. Доля частиц dn/n_0, имеющих параметр удара a, от полного числа частиц n_0, падающих на мишень, равна доле элементарной площадки $2\pi a da$ на полной площади

F поперечного сечения пучка α-частиц (рис. 1.1, *б*). Если на площади F имеется не один, а N_F рассеивающих центров, то соответствующая доля возрастает в N_F раз и, отнесенная к единице a, равна

$$\frac{1}{n_0}\frac{dn}{da} = 2\pi a\frac{N_F}{F} = 2\pi a N_1,$$

где N_1 — число рассеивающих центров на единице площади мишени. Зная зависимость (1.4) между a и θ, а также связь между θ и коническим телесным углом $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$, в которой рассеиваются частицы под углом θ в пространстве (рис. 1.1, *в*), можно получить долю частиц, рассеянных в единицу конического телесного угла $\frac{1}{n_0}\frac{dn}{d\Omega}$ под углом θ к оси, как $\frac{1}{n_0}\frac{dn}{da}\frac{da}{d\theta}\frac{d\theta}{d\Omega}$:

$$\frac{1}{n_0}\frac{dn}{d\Omega} = \frac{N_1}{4(4\pi\varepsilon_0)^2}\left(\frac{Zze^2}{Mv^2}\right)^2\frac{1}{\sin^4\frac{\theta}{2}}. \qquad (1.5)$$

Экспериментальная проверка полностью подтвердила зависимость (1.5) при рассеянии веществом α-частиц. Строгое выполнение закона $1/\sin^4\frac{\theta}{2}$ свидетельствует о том, что за рассеяние ответственны только электрические силы и что геометрические размеры электрических зарядов обоих тел по крайней мере меньше наименьшего расстояния в акте рассеяния $r_{мин}$ (см. рис. 1.1, *а*), так как зависимость (1.5) справедлива для точечных либо конечных, но не перекрывающихся при взаимодействии зарядов. Расстояние $r_{мин}$ тем меньше, чем больше угол рассеяния θ. При $\theta = \pi$ ($a = 0$) оно самое малое и определяется условием $Mv^2/2 = Zze^2/(4\pi\varepsilon_0 r_{мин})$, которое соответствует случаю обращения всей кинетической энергии α-частицы в потенциальную энергию электростатического отталкивания одноименных зарядов. Для подсчета $r_{мин}$ необходимо знать заряд ядра Ze, что, между прочим, не требуется для установления электрической природы рассеяния, т. е. обнаружения закона $1/\sin^4\frac{\theta}{2}$, так как при этом заряд ядра входит в константу пропорциональности соотношения (1.5).

Заряд ядра можно определить в тех же экспериментах по изучению рассеяния α-частиц. Число рассеянных α-частиц dn, их полное число n_0, а также угол рассеяния θ и телесный угол приема рассеянных α-частиц $d\Omega$ измеряются непосредственно на опыте, N_1 находится по массе рассеивателя, а M, v и z α-частицы — величины известные. Отсюда следует, что, измерив число рассеянных на любой угол θ α-частиц, можно вычислить заряд ядра Ze. Такой метод определения заряда ядра является наиболее прямым, так как основан на законе Кулона, точно установленном в экспериментах с макроскопическими телами и справедливом при рассеянии α-частиц (это следует из экспериментального подтверждения зависимости $1/\sin^4\frac{\theta}{2}$). Правда, прямой метод и в этом случае не дает точного значения измеряемой константы,

прежде всего из-за низкой статистической точности измерения числа рассеянных α-частиц. Тем не менее, сотрудники Резерфорда, проверявшие на опыте зависимость (1.5) методом счета сцинтилляций от α-частиц на экране из сернистого цинка, оценили заряды ядер атомов исследуемых веществ. В согласии с имевшимися данными значения Z оказались примерно равными половине атомной массы. Кроме того, с 1913 г. известен точный метод определения зарядов ядер на основе закона Мозли (§ 2.1), в соответствии с которым число элементарных зарядов ядра равно порядковому номеру элемента в таблице Менделеева. Исходя из значений зарядов ядер, Резерфорд оценил радиус ядра величиной порядка 10^{-14} м.

4. *Атом Резерфорда—Бора.* С открытием атомного ядра возникла проблема объяснения устойчивости атома. С точки зрения классической электродинамики атом Резерфорда вообще не может существовать в течение длительного времени. Поскольку разноименные электрические заряды притягиваются, то электроны могут находиться на определенном расстоянии от ядра только при условии движения вокруг ядра. Однако движение по замкнутой траектории является движением с ускорением, а движущийся ускоренно электрический заряд излучает энергию во внешнее пространство. Таким образом, за ничтожно малое время любой атом должен изучить запас энергии, связанный с удалением электронов на расстояние 10^{-10} м от ядра, и стянуться до объема ядра, если радиусами электронов пренебречь, считая, например, их равными классическому радиусу электрона $2{,}8 \cdot 10^{-15}$ м. Отсюда следует, что классическая электродинамика неприменима к описанию строения атома.

Первую стационарную модель простейшего атома с одним электроном предложил датский физик Бор (1913 г.). Бор связал устойчивость атома с квантовой природой излучения. Гипотеза квантов энергии, выдвинутая немецким физиком Планком (1900 г.) для объяснения спектра излучения абсолютно черного тела [3], утверждала, что микроскопические системы способны излучать энергию лишь определенными порциями — квантами с частотой ν, пропорциональной энергии кванта E : $E = h\nu$, где $h = 6{,}6262 \cdot 10^{-34}$ Дж·с — универсальная постоянная Планка. Бор предположил, что энергия атомного электрона в кулоновом поле ядра не меняется непрерывно, а принимает ряд устойчивых дискретных значений, которым соответствуют стационарные орбиты электрона. При движении по таким орбитам электрон не излучает энергию. Излучение атома возникает лишь при переходе электрона с орбиты с более высоким значением энергии на другую, стационарную орбиту. Это излучение характеризуется единственным значением частоты, пропорциональным разности начального $E_{\text{нач}}$ и конечного $E_{\text{кон}}$ значений энергии: $h\nu = E_{\text{нач}} - E_{\text{кон}}$.

Условие стационарной орбиты — это равенство механического момента количества движения электрона целому кратному числу единиц $\hbar = h/2\pi$:

$$mvr_n = n\hbar, \tag{1.6}$$

где mv — модуль импульса электрона; r_n — радиус n-й стационарной орбиты и $n = 1, 2, 3, \ldots$ — любое целое число. Введенное Бором условие квантования круговых орбит (1.6) позволило рассчитать спектр атома водорода и вычислить спектроскопическую константу Ридберга для атома водорода. Система энергетических уровней E_n одноэлектронного атома и радиусы стационарных орбит r_n являются функцией квантового числа n и следуют из (1.6) и закона Кулона:

$$E_n = -\frac{mZ^2 e^4}{2\,(4\pi\varepsilon_0)^2 n^2 \hbar^2}; \tag{1.7}$$

$$r_n = \frac{4\pi\varepsilon_0 n^2 \hbar^2}{mZe^2}. \tag{1.8}$$

При $n = 1$ и $Z = 1$ получается радиус наименьшей стационарной орбиты электрона в атоме водорода, или первый боровский радиус:

$$a_0 = \frac{4\pi\varepsilon_0 \hbar^2}{me^2} = 0{,}529177 \cdot 10^{-10}\ \text{м}. \qquad (1.9)$$

Движение электрона по орбите можно представить как замкнутый электрический ток и вычислить создаваемый им магнитный момент. Магнитный момент пропорционален механическому моменту, и, поскольку последний имеет минимальное значение на первой боровской орбите, магнитный момент первой орбиты, называемый магнетоном Бора, также имеет наименьшее значение

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m} = 9{,}27408 \cdot 10^{-24}\ \text{Дж/Тл}. \qquad (1.10)$$

Магнитный момент (1,10) обратно пропорционален массе частицы, но для частиц данного сорта, например электронов, имеет смысл единицы. Характерно, что как раз этой единице равен собственный магнитный момент электрона, связанный с его спином (§ 1.7, п. 5).

Ядерная модель атома с электронами на устойчивых орбитах называется планетарной моделью Резерфорда—Бора. Она не приводит к верным количественным результатам в приложении к атомам с более чем одним электроном, но зато очень удобна при качественной интерпретации атомных явлений. Точной теорией атома является квантовая механика.

5. *Дискретная природа микромира.* Открытие атомного строения вещества оказалось первым шагом на пути открытий дискретной природы микромира. Не только массы и электрические заряды микротел дискретны, но и динамические величины, описывающие состояния микросистем, такие как энергия, момент количества движения, также дискретны и характеризуются скачкообразным изменением своих численных значений.

1.3. Строение атомного ядра

1. *Протон-электронная модель.* Со времени открытия атомного ядра в 1911 г. ведет начало ядерная физика, изучающая строение и свойства ядер атомов. Что массы ядер примерно равны массам атомов и что с ядрами связано положительное электричество атома, стало известно сразу после открытия ядер. Самый легкий атом водорода, как показали опыты по его ионизации, а также закон Мозли (§ 2.1) и одноэлектронная теория атома водорода Бора, имеет один электрон, а также единичный заряд ядра. После обнаружения стабильных изотопов элементов, когда стало ясно, что атомные массы изотопов с большой степенью точности представляют собой целые числа, если их выражать в единицах массы атома водорода, ядру самого легкого атома была, наконец, отведена роль структурной частицы всех ядер. С 1920 г. ядро атома водорода имеет официальный термин — *протон* [1].

Строение сложных ядер, тем не менее, невозможно было объяснить, используя одну структурную частицу с единичной массой и единичным электрическим зарядом. Атомные массы легких атомов превосходят в 2 раза, а тяжелых атомов — более чем в 2 раза число единичных зарядов ядер, тогда как у протона оба эти числа равны. Но поскольку была уже известна другая структурная частица — электрон, имеющий электрический заряд, равный заряду протона и противоположный по знаку, то возникла протон-электронная модель ядра. В рамках этой модели атомная масса, округленная до целого числа, указывала на число протонов в ядре. Заряд же ядра объясняли присутствием в ядре некоторого числа электронов, нейтрализующих часть протонных зарядов, но из-за собственной малой массы не влияющих на значение атомной массы. Хотя масса и заряд

ядра удовлетворительно объяснялись протон-электронной моделью, накапливающиеся данные все же противоречили этой модели. С принципами развивающейся квантовой механики невозможно было согласовать пребывание в очень малом по размеру ядре такой легкой частицы, как электрон. Кроме того, этой модели противоречили результаты измерения спинов и магнитных моментов ядер [5].

2. *Протон-нейтронная модель.* Проблема строения атомного ядра была решена в 1932 г., когда был открыт нейтрон. Немецкие физики Боте и Беккер, продолжая опыты Резерфорда по облучению α-частицами легких атомов и наблюдению реакций, обнаружили, что в некоторых случаях, например при облучении лития, бериллия или бора, появляется сильно проникающее излучение, которое проходит через свинец легче, чем наиболее жесткое γ-излучение, испускаемое естественным радиоактивным веществом ThC″. Новым излучением заинтересовались французские физики Ирен и Фредерик Жолио-Кюри, которые открыли свойство излучения образовывать ядра отдачи с большой кинетической энергией. Если считать, что ядра отдачи возникают под действием γ-квантов, то энергия γ-квантов должна быть настолько большой, что ее невозможно согласовать с энергетическим балансом ядерной реакции, возбуждаемой α-частицей на легком ядре. Если же энергия γ-квантов невелика и сравнима с кинетической энергией ядер отдачи, то передача почти всей энергии γ-кванта телу с очень большой массой покоя оказывается в противоречии с законом сохранения импульса (§ 1.5, п. 4).

Природу загадочного излучения раскрыл англичанин Чедвик. Сначала, предполагая у нейтральных частиц излучения магнитный момент, он безуспешно пытался зарегистрировать их слабые треки в камере Вильсона. А после сообщения Жолио-Кюри обнаружил, что излучение образует ядра отдачи не только водорода, но и азота, причем вычисляемые по ионизации скорости ядер были такими, как если бы они получали импульс от частиц с массой, близкой к массе протона. Чтобы окончательно решить вопрос, Чедвик снова обратился к камере Вильсона и увидел сильноионизованные треки ядер отдачи. Открытая Чедвиком частица уже имела свое наименование — нейтрон. В связи с проблемой строения ядра Резерфорд допускал существование такой частицы и в своей бейкерианской лекции 1920 г. описал ее свойства, после чего в руководимой им лаборатории всячески поощрялись закончившиеся в конце концов успехом эксперименты по обнаружению нейтрона.

Анализ свойств новой частицы привел к заключению, что нейтрон подобно протону следует считать элементарной частицей с полуцелым спином (§ 1.7, п. 5). Это позволило сделать вывод о том, что ядро состоит из протонов и нейтронов. Теоретический анализ также показал, что ядра с таким составом должны обладать устойчивостью. При этом устойчивость обеспечивается новым классом сил — ядерными силами, действующими между протонами и нейтронами. Таким образом, нейтрон стал третьей структурной частицей атома.

В дальнейшем выяснилось, что характер взаимодействия протонов и нейтронов в любых парных комбинациях абсолютно одинаков. Правда, при взаимодействии пары протонов появляется дополнитель-

ный фактор — электростатическое отталкивание одноименных зарядов. Однако это обстоятельство никак не влияет на их взаимодействие через посредство ядерных сил. В связи с тем, что в отношении ядерных взаимодействий обе структурные частицы ядра оказались очень похожими друг на друга, они получили один термин — *нуклон*. Таким образом, протон есть электрически заряженный нуклон, а нейтрон — это нуклон без электрического заряда.

3. *Состав ядра*. Предположение о протон-нейтронной структуре ядра подтверждается всей суммой экспериментальных данных, полученных для атомных ядер. В соответствии с протон-нейтронной моделью в состав ядра атома входит столько протонов, сколько элементарных электрических зарядов содержит ядро, и такое количество нейтронов, какое необходимо, чтобы в сумме с протонами образовать массу ядра. Полное число нуклонов в ядре называется массовым числом A. Поскольку атомные массы протона и нейтрона мало отличаются от единицы, а массы связанных частиц мало отличаются от масс свободных, то атомные массы A_r примерно равны массовым числам, а будучи округленными до целых чисел — просто с ними совпадают. Число протонов в ядре равно числу его элементарных зарядов и порядковому номеру элемента в таблице Менделеева и обозначается Z. Число нейтронов в ядре, таким образом, равно разности между массовым числом и порядковым номером элемента, т. е. $A - Z$.

1.4. Квантовая механика

1. *Дифракция*. Из опыта следует, что динамические свойства микрочастиц сложнее, чем известные классической механике свойства макротел, состоящих из очень большого числа микрочастиц. Движение свободных микрочастиц, как и свободных макротел, характеризуется перемещением в пространстве в определенном направлении с какой-то скоростью. Фундаментальное же различие в свойствах тех и других состоит в том, что при взаимодействии микрочастиц наблюдается явление дифракции (рис. 1.2), которое принципиально невозможно при взаимодействии тел, подчиняющихся законам классической механики.

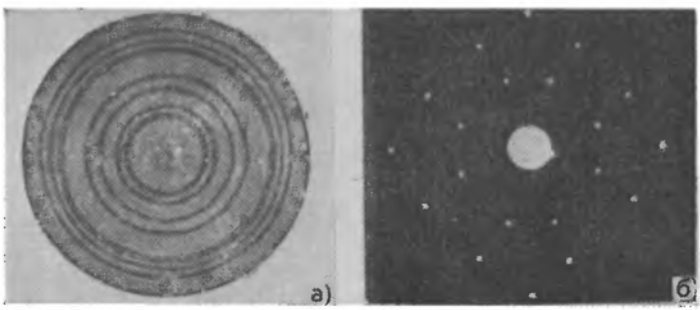


Рис. 1.2. Дифракция пучка электронов на тонком слое серебра (*а*) и нейтронов при прохождении монокристалла (*б*)

Классические тела движутся в пространстве по строго определенным траекториям, и если у многих движущихся друг за другом тел траектория одна, то и после столкновения с одной и той же покоящейся мишенью траектория движения останется единственной. При малых отклонениях в параметрах, определяющих траектории тел до столкновения, после взаимодействия наблюдается много траекторий, но всегда с различиями в параметрах, пропорциональными исходным отклонениям. Предпочтительность движения только по некоторым траекториям после столкновения не имеет никаких физических оснований в классической механике, и, следовательно, пространственная картина сгустков и разрежений траекторий многих тел невозможна. Если же наблюдается дифракция, т. е. избирательность распространения частиц по некоторым направлениям после столкновения, то понятие траектории теряет смысл и аппарат классической механики оказывается бессильным дать правильное описание явления взаимодействия.

Следует также напомнить, что взаимодействие микрочастиц характеризуется избирательностью значений и других динамических величин. Энергия и момент количества движения взаимодействующих микрочастиц всегда дискретны, причем момент количества движения имеет свою естественную единицу $\hbar = h/(2\pi)$, в целых или полуцелых числах которой выражаются механические моменты. Взаимодействия микрочастиц, обладающих указанными свойствами, описываются в рамках квантовой механики — теории более общей, чем классическая механика. Выводы классической механики имеют смысл лишь в том случае, если пренебрегают микроструктурой тел и дискретной природой динамических величин взаимодействующих частиц. Очень малое абсолютное значение элементарного кванта действия h делает такое пренебрежение фактически неизбежным при обращении с обычными телами, а наблюдаемые свойства тел — более грубыми, чем они есть на самом деле.

2. *Частица и волна.* В классической механике существуют два объекта, обладающих принципиально разными динамическими свойствами: частица и волна. Энергия, переносимая частицей, или корпускулой, локализована в пространстве. Частица движется по траектории — математической линии и в любой момент времени характеризуется энергией E и импульсом $\mathbf{p}$. Типичным процессом взаимодействия частиц является их столкновение при совпадении пространственных координат, при котором происходит обмен энергией и импульсами в соответствии с законами сохранения.

Энергия волны, напротив, распределена в пространстве, и при удалении от точечного источника плотность переносимой волной энергии снижается. Распространение волны характеризуется частотой ν и волновым вектором $\mathbf{k}$, ориентированным по направлению распространения волны и равным по модулю $1/\lambda$, где λ — длина волны. Типичным процессом взаимодействия является интерференция когерентных волн, состоящая в усилении или гашении амплитуды волны в зависимости от совпадения фаз при наложении волн. При этом обмена энергией между интерферирующими волнами не происходит. Именно распространяющимся волнам присуще явление дифракции — рас-

сеяние волн, сопровождающееся интерференцией с таким пространственным порядком расположения максимумов и минимумов амплитуды волны, который определяется только длиной волны λ и расстоянием между рассеивающими объектами.

Динамические свойства микрочастиц оказываются такими, что при их описании с определенной степенью точности приходится согласовать классические понятия частицы и волны.

3. *Постулаты де Бройля.* В экспериментах по наблюдению распространения света в течение длительного времени на первый план всегда выступали явления, согласующиеся с волновым аспектом классической механики. Явления интерференции, дифракции, рассеяния света очень хорошо соответствовали представлению о свете как о распространяющихся световых или электромагнитных волнах. Вместе с тем уже давно было известно, что если свет с большой длиной волны обнаруживает типично волновые свойства, то распространение света с малой длиной волны в пренебрежении слабо выраженным явлением дифракции может быть хорошо описано в рамках геометрической оптики, оперирующей понятием луча — некоторого аналога траектории классической материальной частицы. При этом уравнения геометрической оптики оказывались схожими с уравнениями движения материальной точки. В конце прошлого века было открыто явление фотоэффекта, состоящее в эмиссии электронов с металлических поверхностей под действием ультрафиолетового, т. е. малой длины волны, света. Большая вероятность передачи электрону энергии волны при этом процессе представлялась непонятной. Более того, оказалось, что энергия фотоэлектронов зависит не от интенсивности света, а только от длины волны. Все это означало, что явление протекает так, как если бы энергия света переносилась не волной, а частицами света — фотонами, несущими определенные порции энергии, значение которых обратно пропорционально длине волны света. Впоследствии были открыты и другие явления, объяснение которым можно было дать лишь в предположении существования фотонов. Гипотеза квантов Планка в сильнейшей степени способствовала правильной интерпретации этих явлений и пониманию подлинной природы света. Свет есть поток фотонов, обладающих как волновыми, так и корпускулярными свойствами.

Фотон оказался первой частицей, у которой были обнаружены свойства, имеющие с точки зрения классической физики двойственную природу. Впоследствии выяснилось, что эти свойства присущи всем микрочастицам. Правда, первые эксперименты с электронами и α-частицами обнаруживали только их корпускулярные особенности. Движение этих частиц в электромагнитном поле подчиняется классическим уравнениям Лоренца и Ньютона, поэтому при пропускании пучков частиц через электрические и магнитные поля удалось измерить на опыте их скорости движения и отношения e/m, а значит, вычислить массы, как обычных заряженных частиц, поскольку электрические заряды измерялись независимо. Испускаемые радиоактивными веществами α-частицы оставляли в камере Вильсона прямолинейные следы вдоль траекторий своего движения (§ 1.7, п. 1), что прямо указывало на их корпускулярную природу. Однако уже первая теория

атома водорода столкнулась с необходимостью признать своеобразное поведение электрона при взаимодействии с протоном, не согласующееся с поведением классической частицы. Бор постулировал в своей теории избирательность орбит электронов, введя условие (1.6), приводившее к согласию выводов теории с экспериментом.

На некие общие свойства микрочастиц, следствием которых является и поведение электронов в атоме Бора, указал в 1924 г. французский физик де Бройль, распространивший уже известные свойства фотона на все микрочастицы. Идея де Бройля состояла в том, что поведение микрочастиц описать невозможно, пользуясь классическими понятиями только корпускулы или только волны. Свойства микрочастиц объединяют свойства этих разных классических объектов. Подобно тому, как нельзя пренебречь корпускулярным аспектом при описании распространения и взаимодействия с веществом света, нельзя пренебрегать и волновым аспектом при описании движения и взаимодействий других микрочастиц, у которых сначала стали известны их корпускулярные свойства. Так же как частота света ν была сопоставлена с энергией E, переносимой фотоном, де Бройль сопоставил импульсу частицы $\mathbf{p}$ некоторую длину волны $\lambda = 1/k$, где k — модуль волнового вектора. Эти математические соотношения получили наименование постулатов де Бройля:

$$E = h\nu; \tag{1.11}$$

$$\mathbf{p} = h\mathbf{k}. \tag{1.12}$$

Если скорость частицы v много меньше скорости света, то импульс $p = mv$ и длина волны де Бройля равна

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2mE}}, \tag{1.13}$$

т. е. длина волны частицы с массой m может быть непосредственно выражена через кинетическую энергию частицы E.

4. *Длина волны частицы.* Соотношение (1.11) было проверено на опыте еще при изучении корпускулярных свойств фотонов. Соотношение (1.13) также подвергалось экспериментальной проверке. Впервые это сделали в 1927 г. Дэвиссон и Джермер в США, наблюдавшие дифракцию электронов с известной энергией на кристаллах никеля. Положение дифракционных максимумов позволяло найти длину волны электронов по параметрам кристаллической решетки никеля и сравнить с расчетным значением длины волны де Бройля (1.13). Полученное согласие свидетельствовало о справедливости формулы де Бройля. В последующем были получены многочисленные подтверждения гипотезы де Бройля, а в настоящее время явление дифракции рентгеновских фотонов, электронов и нейтронов широко применяется при изучении структуры вещества [6, 7]. Благодаря свойству (1.13) расстояния между атомами и ионами в молекулах и кристаллах определяются с большой точностью по той энергии частицы, при которой наблюдается ожидаемая дифракционная картина.

Условием дифракции является совпадение дебройлевской длины волны (или полуволны) частицы с характерным расстоянием между

атомами, между другими связанными частицами или плоскостями кристаллов. Длина волны однозначно связана с энергией частицы, так что дифракция наблюдается при некотором определенном значении энергии. Если энергия возрастает, что соответствует уменьшению длины волны частицы, то условия для дифракции ухудшаются и дифракционная картина рассеяния частиц быстро исчезает. Если энергия частиц ниже наиболее благоприятного значения, т. е. длина волны превосходит характерное расстояние между рассеивающими центрами, то дифракция вообще становится невозможной. При этом движущаяся микрочастица взаимодействует с объектом как с единым целым, не состоящим из отдельных частей с какой-то пространственной структурой. Частица с длиной волны большей, чем расстояние между частями объекта взаимодействия, — слишком грубый инструмент для исследования структуры объекта.

Ту же роль, что λ при взаимодействии частиц с линейными объектами, играет $\lambda\!\!\!^{-} = \lambda/(2\pi)$ при их взаимодействии с точечными объектами, т. е. при возникновении в процессе взаимодействия связанных состояний с орбитальным движением частицы. В соответствии с (1.13)

$$\lambda\!\!\!^{-} = \frac{\hbar}{mv} = \frac{\hbar}{\sqrt{2mE}}. \qquad (1.14)$$

Длина волны $\lambda\!\!\!^{-}$ в этом случае имеет смысл радиуса орбиты [см. (1.6)] или радиуса области пространства, где эффективно представлена взаимодействующая частица. Поскольку $\lambda\!\!\!^{-}$ определяет размер области пространства, в которую попадает взаимодействующая частица, и зависит только от скорости или энергии свободно движущейся частицы, ее можно рассматривать как некоторый эффективный размер движущейся частицы, который проявляется лишь при возникновении связанных состояний. В таком случае через этот эффективный размер частицы можно выражать сечения взаимодействия частиц с другими частицами при их столкновениях (§ 1.6). Поперечное сечение области радиусом $\lambda\!\!\!^{-}$ есть просто $\pi\lambda\!\!\!^{-2}$.

5. *Соотношение неопределенностей.* Постулаты де Бройля (1.11), (1.12), объединяющие корпускулярные и волновые свойства микрочастиц, послужили фундаментом теории движения и взаимодействий микрочастиц — квантовой механики. Состояние частиц в квантовой механике описывается волновой функцией $\psi(x, y, z)$, в стационарном случае зависящей только от пространственных координат. Конкретный вид волновой функции определяется решением уравнения Шредингера, включающего член, выражающий закон взаимодействия частиц. Квадрат модуля волновой функции $|\psi(x, y, z)|^2$ представляет собой распределение вероятности для частицы иметь любые пространственные координаты (xyz). Никакого указания на последовательность занятия пространственных координат со временем, как это требуется при описании движения классической частицы, волновая функция не содержит, так как это не имеет смысла для микрообъектов. Для микрочастиц не существует понятия движения по траектории, аналогичной траектории классической частицы. На это обстоятельство особенно ясно указывает одно фундаментальное следствие постулатов де

Бройля, известное как *соотношение неопределенностей Гейзенберга*. Оказывается, что для обладающей корпускулярно-волновыми свойствами микрочастицы невозможно одновременно указать ее точную координату x на некоторой оси x и проекцию импульса на эту ось p_x. Координата x может быть фиксирована только в пределах некоторого интервала Δx, если проекция импульса p_x фиксирована с точностью Δp_x, причем

$$\Delta x \Delta p_x \gtrsim h, \tag{1.15}$$

что и представляет собой соотношение неопределенностей. Для объектов, обладающих свойством (1.15), или, другими словами, имеющих корпускулярно-волновую природу, действительно не существует понятия траектории в классическом смысле, когда в каждой точке x частица обладает точным значением p_x, определяемым законом движения.

Из соотношения (1.15) следует, что точное фиксирование пространственной координаты ($\Delta x \to 0$) неизбежно ведет к полной неопределенности импульса частицы ($\Delta p_x \to \infty$) и наоборот. Так, если считать, что имеющая импульс p частица сосредоточена в области пространства размером λ ($\Delta x = \lambda$), что характерно для взаимодействующей частицы, то, так как

$$\lambda \Delta p_x \gtrsim h, \tag{1.16}$$

а $h/\lambda = p$, $\Delta p_x \gtrsim p$, и относительно проекции импульса в любой момент времени ничего нельзя сказать, поскольку она может быть любой — от нуля до p. Если (1.16) разделить на 2π, то получим

$$\lambda\!\!\!^{-} \Delta p_x \gtrsim \hbar, \tag{1.17}$$

т. е. тот же вывод получается и для частицы, взаимодействующей с точечным объектом. В этом случае результат вытекает из соотношения неопределенностей в виде

$$\Delta x \Delta p_x \gtrsim \hbar. \tag{1.18}$$

Если импульс частицы фиксирован достаточно точно, по крайней мере, так, что $\Delta p_x \ll p$ (что характерно для свободно движущейся частицы), то из (1.15) следует $\Delta x \gg \lambda$, и естественная неопределенность положения частицы в пространстве много больше ее длины волны, т. е. определяемая импульсом длина волны не имеет смысла. Таким образом, при различных обстоятельствах волновая или корпускулярная природа микрочастицы может выступать на передний план, однако при этом всегда сохраняется соотношение (1.12), связывающее волновую характеристику λ с корпускулярной p.

6. *Траектория частиц в трековых приборах*. Следует отметить, что образование следов заряженных частиц в трековых регистрирующих приборах (§ 1.7, п. 1) никак не противоречит заключению о неприменимости классического понятия траектории к движению микрочастицы. След частицы становится видимым, поскольку образуется макроскопическими телами — капельками жидкости, пузырьками пара, кристалликами серебра — и имеет большую ширину. Ширина следа не имеет отношения к неопределенности положения частицы по оси x, перпендикулярной направлению ее движения. Неопределенность положения частицы Δx всегда много меньше ширины следа, тогда как обратное прин-

ципиально невозможно. Очень малое значение кванта действия $\hbar$ позволяет регистрировать на опыте одновременно проекции импульса и соответствующие координаты с исчерпывающей точностью. Однако точность, превышающая (1.15), естественно, недостижима.

7. *Виртуальные частицы.* Соотношение неопределенностей (1.18), записанное в координатах энергия—время, имеет вид

$$\Delta E \Delta t \gtrsim \hbar. \tag{1.19}$$

Из него следует, что при как угодно точной фиксации момента времени наблюдения ($\Delta t \to 0$) энергия микрочастицы или микросистемы становится совершенно неопределенной. Если же точно фиксировать энергию, то при этом никак нельзя сказать, к какому моменту времени относится это точное значение энергии. Отсюда следует, что, хотя закон сохранения энергии всегда справедлив, постановка вопроса о соответствии энергии в какой-то момент времени ее значению, наблюдаемому в течение длительного времени, не имеет смысла. Поэтому не является противоречивым предположение о возникновении и исчезновении так называемой виртуальной частицы с большим значением полной энергии тогда, когда нет необходимого количества запасенной энергии для образования аналогичной реальной частицы. Существование мнимой частицы допустимо только в течение короткого интервала времени Δt, такого, чтобы избыток энергии ΔE, связанный с появлением виртуальной частицы, соотносился с интервалом времени Δt, как (1.19). Предположение об испускании и немедленном поглощении таких виртуальных частиц облегчает описание взаимодействий других частиц в квантовой электродинамике и мезонных теориях ядерного поля.

8. *Ширина энергетических уровней.* Другое следствие соотношения неопределенностей (1.19) касается дискретных энергетических уровней систем микрочастиц. Энергетические уровни микросистем разделены конечными интервалами, а каждый из уровней характеризуется определенной энергией. Уровень с наименьшим значением энергии соответствует основному энергетическому состоянию микросистемы. Все более высокие уровни возбуждаются только при получении энергии извне. Однако от приобретенной избыточной энергии микросистема очень быстро самопроизвольно освобождается путем испускания фотона или другой частицы. Это означает, что все высокие энергетические уровни, или уровни возбуждения, нестабильны. Переход микросистемы из возбужденного состояния в основное происходит не мгновенно, а в течение конечного времени, имеющего среднее значение τ, называемое средним временем жизни возбужденного уровня. Поскольку возбужденное состояние существует неопределенное время τ, то в соответствии с (1.19) оно не может быть строго определенным по энергии, а должно обладать некоторым разбросом ее допустимых значений ΔE, т. е. возбужденный уровень должен иметь ширину. Ширины уровней Γ обычно малы в сравнении с расстояниями между уровнями, однако очень хорошо наблюдаются на опыте при возбуждении ядерных процессов. При этом между шириной уровня Γ и его средним временем жизни τ существует соотношение (1.19), которое в новых обозначениях имеет вид

$$\Gamma\tau \approx \hbar = 6{,}6 \cdot 10^{-16} \text{ эВ} \cdot \text{с}. \tag{1.20}$$

Чем больше время жизни, тем уже энергетический уровень. Наинизший, или основной, уровень существует бесконечно долго и, как следует из (1.20), не имеет ширины. Только основное энергетическое состояние микросистемы строго определенно по энергии.

9. *Момент количества движения.* Относительное движение взаимодействующих частиц всегда характеризуется некоторым моментом количества движения, или механическим моментом, который принято выражать безразмерным числом l, показывающим, сколько единиц $\hbar$ содержит вектор-момент. Вместе с тем такое выражение условно.

Вектор-момент количества движения в квантовой механике обладает своеобразными особенностями. Во-первых, мгновенное значение вектора-момента **l** не имеет смысла, так же как не имеет смысла мгновенное значение вектора импульса частицы при ее орбитальном движении в связанном состоянии [см. формулу (1.17)]. Имеют смысл опре-

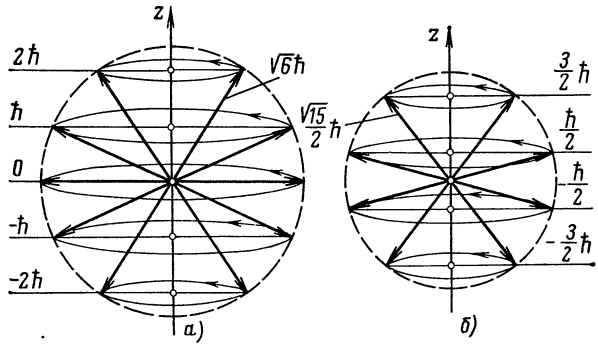


Рис. 1.3. Модель вектора-момента количества движения:
а — момент целый, $l=2$; *б* — момент полуцелый, $l=3/2$

деленные численные значения только квадрата модуля (**l**), т. е. фактически абсолютная величина вектора-момента, и одна из его пространственных проекций, обычно называемая проекцией на ось z, l_z. Во-вторых, в отличие от классического случая квадрат модуля вектора-момента равен не $l^2\hbar^2$, а $(\mathbf{l}) = l(l+1)\hbar^2$, если под векторной величиной **l** понимать не просто число, а вектор, имеющий размерность момента количества движения. Наконец, в-третьих, проекция момента количества движения на ось z, l_z может принимать либо только целочисленные $0, \pm 1, \pm 2, \ldots$ при l целом, либо только полуцелые $\pm 1/2$, $\pm 3/2$, $\pm 5/2, \ldots$ при l полуцелом значения в единицах $\hbar$, где знак плюс или минус означает ориентацию вектора-момента по или против фиксированного на оси z направления. Максимальная по абсолютной величине проекция l_z данного вектора **l** равна $l\hbar$, так что безразмерное число l показывает, сколько единиц $\hbar$ содержит максимальная проекция вектора-момента на ось z. Это число l обычно и принимается за значение момента.

Перечисленные свойства вектора-момента количества движения обычно демонстрируются на следующей классической модели. Вектор-момент представляется в виде прецессирующего вокруг оси z обычно вектора, модуль которого равен $\sqrt{l(l+1)}\,\hbar$ и который ориентируется по или против направления оси z всегда так, что его проекция на ось z равна одному из значений от $+l\hbar$ до $-l\hbar$ через единицу $\hbar$ (рис. 1.3). Поскольку абсолютное значение вектора не равно $l\hbar$, такой вектор никогда не ориентируется точно вдоль оси z, и поэтому помимо его модуля не изменяющейся во времени величиной является только одна проек-

ция вектора — проекция на ось z. Свойства такой модели находятся в определенном согласии со свойствами квантово-механического вектора-момента количества движения.

Полное число возможных проекций l_z механического момента l равно $(2l + 1)$ при l целом и полуцелом, так как проекции расположены между $+l$ и $-l$ через единицу (см. рис. 1.3). Фактически можно считать, что число $(2l + 1)$ и определяет величину l момента количества движения. Это число непосредственно наблюдается на опыте по расщеплению в магнитных полях линий атомных спектров или пучков частиц на $(2l+1)$ компонент. Расщепление вызывается связанным с моментом количества движения магнитным моментом, эффективность взаимодействия которого с магнитным полем зависит от его ориентации относительно вектора магнитной индукции, т. е. определяется проекцией 1 на направление вектора магнитной индукции. Реализация любой из возможных проекций механического момента равновероятна. Поэтому при взаимодействии многих частиц с одним и тем же моментом число случаев, соответствующих каждой из возможных проекций, одинаково, что непосредственно следует из одинаковых интенсивностей компонент расщепленных линий или пучков частиц.

Взаимодействие двух микрочастиц с собственными механическими моментами l_1 и l_2 характеризуется некоторым суммарным моментом. Векторы $\mathbf{l}_1$ и $\mathbf{l}_2$ складываются так, чтобы каждая проекция суммы на ось z выражалась в целых (или полуцелых) числах с разницей между соседними значениями только в единицу. Поэтому сложение векторов $\mathbf{l}_1$ и $\mathbf{l}_2$ есть сложение их проекций как алгебраических чисел. Поскольку любая проекция равновероятна, то при сложении возможны все попарные комбинации слагаемых проекций. Если каждую проекцию одного вектора сложить с каждой проекцией другого, то получается большой набор возможных значений суммарной проекции, в котором $(l_1 + l_2)$ и $(-l_1 - l_2)$ представлены 1 раз, $(l_1 + l_2 - 1)$ и $(-l_2 - l_2 + 1)$ — по 2 раза и т. д., всего $(2l + 1)$ $(2l_2 + 1)$ значений суммарной проекции. Этот набор проекций определяет несколько векторов величиной от $(\mathbf{l}_1 + \mathbf{l}_2)$ до $(\mathbf{l}_1 - \mathbf{l}_2)$, если $l_1 > l_2$, или до $(\mathbf{l}_2 - \mathbf{l}_1)$, если $l_2 > l_1$. Таким образом, сумма механических моментов l_1 и l_2 может быть в пределах от $(l_1 + l_2)$ до $|l_1 - l_2|$. Полное число возможных суммарных моментов будет $(2l_i + 1)$, где l_i равно меньшему из l_1 и l_2, а вероятность реализации какого-то из них определяется статистическим весом состояния с данным суммарным механическим моментом.

10. *Статистический вес.* Статистический вес характеризует вероятность реализации какого-то состояния по сравнению с вероятностью наименее вероятного состояния. Таким образом, статистические веса суть относительные числа, за наименьшее из которых всегда можно принять единицу. При таком выборе статистический вес состояния с механическим моментом l просто равен $(2l + 1)$. Каждое состояние с моментом l фактически представляет собой группу $(2l + 1)$ равновероятных состояний с отличающимися значениями проекции l_z. Число возможных состояний в группе можно принять за статистический вес состояния, если среди всех возможных групп имеется хотя бы одна с числом состояний в группе, равным единице. Таким состоянием как раз является состояние с наименьшим механическим моментом $l = 0$, который, как можно считать, имеет единственное значение проекции $l_z = 0$.

Следует иметь в виду, что полная вероятность образования состояния с каким-то значением механического момента l может в сильной степени зависеть от энергии взаимодействия, соответствующей тому или иному значению механического момента. Однако при прочих равных условиях, когда существенны лишь статистические свойства состояний или их многочисленность, соотношение вероятностей реализации состояний с разными значениями l определяется только отношением их

статистических весов. При взаимодействии частиц с механическими моментами l_1 и l_2 суммарный момент может быть любым от $(l_1 + l_2)$ до $|l_1 - l_2|$, однако в каждом конкретном случае реализуется только одно значение l' из диапазона возможных. Как отмечалось выше, полное число возможных значений суммарной проекции векторов l_1 и l_2 равно $(2l_1 + 1)(2l_2 + 1)$, и это число представляет собой статистический вес суммирующегося состояния $l_1 + l_2$. Статистический же вес одной из возможных величин суммарного вектора-момента l' есть $(2l' + 1)$. Поэтому вероятность возникновения состояния с моментом l' равна

$$g = \frac{(2l'+1)}{(2l_1+1)(2l_2+1)}. \tag{1.21}$$

Величина g называется статистическим фактором и показывает, какова доля взаимодействий частиц с механическими моментами l_1 и l_2, приводящая к возникновению состояния с механическим моментом l',

11. *Параводород и ортоводород.* Чем больше механический момент состояния микросистемы, тем больше его статистический вес и тем более вероятно само состояние. Это можно проиллюстрировать на примере молекулярного водорода. Каждая молекула водорода состоит из двух атомов, ядра которых — протоны имеют собственные механические моменты, равные 1/2 (§ 1.7). В соответствии с правилами сложения суммарный вектор ядерных моментов в составе одной молекулы может быть либо 1, либо 0. Молекула с ядерным механическим моментом $l = 1$ называется молекулой ортоводорода, а с $l = 0$ — параводорода. При обычной температуре разница в энергиях наинизших энергетических состояний молекул орто- и параводорода ничтожно мала по сравнению с энергией теплового движения, и поэтому реализуются оба состояния с $l = 1$ и $l = 0$. Но поскольку статистический вес молекул ортоводорода в 3 раза больше статистического веса молекул параводорода [статистический фактор g, как следует из (1.21), соответственно равен 3/4 и 1/4], то число молекул ортоводорода тоже в 3 раза больше числа молекул параводорода в обычном газообразном водороде. При очень низкой температуре, примерно 20 К, весь водород превращается в параводород, так как наинизшее энергетическое состояние молекулы водорода, участвующей в обмене энергией с другими молекулами, достижимо при суммарном спине ядер атомов водорода, равном нулю. Ортоводород отличается от параводорода, разумеется, лишь в явлениях, в которых существен ядерный спин молекулы водорода (§ 2.5, п. 5).

1.5. Формулы теории относительности

1. *Масса, энергия, импульс.* Масса частицы зависит от скорости движения v:

$$m' = \frac{m}{\sqrt{1-\beta^2}}, \tag{1.22}$$

где $\beta = v/c$ и c — скорость света; m называют массой покоя, а m' — релятивистской массой, хотя собственно релятивистскую массу составляет приращение массы к массе покоя. При $v \ll c$ $m' = m$, следовательно, о релятивистской массе имеет смысл говорить лишь тогда, когда скорости движения близки к скорости света. Частицы, движущиеся с такими скоростями, и сами скорости также называют релятивистскими.

В соответствии с теорией относительности полная энергия частицы равна

$$\mathscr{E} = m'c^2, \tag{1.23}$$

где m' — релятивистская масса частицы. Другое выражение полной энергии, эквивалентное (1.23),

$$\mathscr{E} = \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4}, \tag{1.24}$$

где p — импульс частицы,

$$p = m'v. \tag{1.25}$$

Если частица покоится ($v = 0$), ее полная энергия в соответствии с (1.24) или (1.23) равна энергии покоя:

$$\mathscr{E}_0 = mc^2. \tag{1.26}$$

Как следует из (1.24), полная энергия частицы включает в себя как энергию движения, или *свободную энергию*, обязанную импульсу p, так и энергию покоя, или *связанную энергию*, соответствующую массе покоя m.

Равенства (1.26) или (1.23) представляют собой соотношения эквивалентности между массой и энергией. При этом (1.26) относится к частному случаю покоящейся частицы, имеющей не равную нулю массу поля, тогда как (1.23) — общий случай эквивалентности массы и энергии. Если частица обладает массой m, то она обладает энергией $\mathscr{E}_0 = mc^2$. Наоборот, любой энергии $\mathscr{E}$ эквивалентна масса $m' = \mathscr{E}/c^2$.

Например, в ядерном реакторе при делении урана образуются новые ядра, более прочно связанные, чем исходные, и имеющие поэтому меньшие массы покоя. Если обозначить Δm уменьшение массы ядер при некотором числе делений, то ему соответствует выделение свободной энергии $\Delta\mathscr{E} = \Delta mc^2$, которая превращается в энергию теплового движения атомов среды. Если, однако, вся энергия деления $\Delta\mathscr{E}$ осталась в объеме ядерного реактора, то при этом как полная энергия, так и полная масса вещества, составляющего объем реактора, не претерпевают изменения вследствие этого числа делений. Если же из объема реактора отвести все выделившееся тепло, то полная энергия, а следовательно, и полная масса вещества реактора уменьшатся на величины $\Delta\mathscr{E}$ и Δm соответственно. Часть отведенного тепла может быть превращена в электрическую энергию. Таким образом, электрическая энергия в конечном счете появляется вследствие уменьшения массы покоя атомных ядер. Если электроэнергия вырабатывается при сжигании химического топлива, то она также получается в результате уменьшения массы прореагировавшего вещества, точнее, масс атомов, связанных в молекулы, так как свободная энергия может появляться лишь при эквивалентном уменьшении связанной энергии или массы покоя.

Другой пример относится к фотону. Фотон, или электромагнитный квант энергии, не имеет массы покоя. Однако в соответствии с (1.23) он обладает релятивистской массой $m' = h\nu/c^2$, так как энергия фотона равна $h\nu$, а значит, и импульсом

$$p = m'c = h\nu/c, \tag{1.27}$$

поскольку скорость света c и есть скорость движения фотона. Выражение (1.27) находится в согласии с соотношением де Бройля (1.12), так как $k = 1/\lambda = \nu/c$. Оно также следует из (1.24) при условии

$m = 0$. Вообще любая частица, имеющая равную нулю массу покоя, имеет импульс [см. формулу (1.24)]

$$p = \frac{\mathscr{E}}{c} = \frac{m' c^2}{c} = m' c, \tag{1.28}$$

т. е., как и фотон, всегда движется со скоростью света.

2. *Кинетическая энергия.* Кинетическая энергия E релятивистской частицы есть разность между полной энергией и энергией покоя

$$E = m' c^2 - mc^2 = mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right). \tag{1.29}$$

При $v \ll c$ выражение (1.29) обращается, как это и должно быть, в формулу для кинетической энергии классической механики $E = mv^2/2$. Если кинетическую энергию выразить в единицах энергии покоя mc^2 и обозначить E^0:

$$E^0 = \frac{E}{mc^2} = \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right), \tag{1.30}$$

то

$$\beta = \frac{\sqrt{E^0 (E^0 + 2)}}{E^0 + 1} \tag{1.31}$$

и

$$\frac{m'}{m} = E^0 + 1, \tag{1.32}$$

что непосредственно следует из (1.29) и (1.30). В табл. 1.1 приведены некоторые значения E^0 и соответствующие им величины β и m'/m.

Таблица 1.1. **Кинетическая энергия, скорость и масса частицы**

$E^0 = E/mc^2$	$\beta = v/c$	m'/m	$E^0 = E/mc^2$	$\beta = v/c$	m'/m
0,001	0,045	1,001	1	0,87	2
0,005	0,1	1,005	2	0,94	3
0,01	0,14	1,01	5	0,986	6
0,1	0,42	1,1	10	0,996	11
0,5	0,75	1,5	100	0,99995	101

Если зависящее от скорости приращение массы учитывать только тогда, когда оно превосходит 1% массы покоя, то релятивистскими частицами следует считать частицы, движущиеся со скоростями, превышающими 14% скорости света, или более $4{,}2 \cdot 10^7$ м/с. Кинетическая энергия таких частиц составляет 1% энергии покоя частицы. Поскольку энергия покоя электрона 0,5 МэВ, а нуклонов — около 1 ГэВ (см. табл. 1.2), то при выбранном критерии электрон будет релятивистским при энергии более 5 кэВ, нуклоны — при энергии более 10 МэВ, а α-частицы — с кинетической энергией более 40 МэВ. Поэтому тя-

желые частицы следует рассматривать как релятивистские только при энергиях в десятки мегаэлектронвольт, тогда как электрон практически всегда можно считать релятивистской частицей. Всегда релятивистскими являются частицы с массами покоя, равными нулю.

3. *Отдача атома при испускании электрона.* Если две частицы с массами M и m образуются в процессе распада покоящегося тела, то по закону сохранения импульса они разлетаются с равными противоположно направленными импульсами $p_M = p_m$. В нерелятивистском случае кинетическая энергия есть $p^2/(2m)$ и при одинаковых импульсах кинетические энергии обратно пропорциональны массам:

$$\frac{E_M}{E_m} = \frac{m}{M}, \tag{1.33}$$

т. е. большую часть энергии распада $E_{\text{расп}} = E_M + E_m$ уносит легкая частица. При β-распаде ядра атомов испускают электроны и не имеющие массы покоя нейтрино, так что энергия отдачи атома очень мала. Наибольшую отдачу атом получает тогда, когда электрон испускается с максимально возможной энергией (энергия нейтрино $E_\nu = 0$). Если кинетическую энергию атома обозначить E_a, электрона E_e, их массы соответственно M и m, то, поскольку релятивистским будет только электрон, отношение кинетических энергий при условии $p_a = p_e$ получится в виде

$$\frac{E_a}{E_e} = \frac{p_a^2}{2M}\frac{1}{m'c^2 - mc^2} = \frac{1}{2M}\frac{(m'v)^2}{m'c^2 - mc^2} = \frac{m}{2M}(E_e^0 + 2) =$$

$$= \frac{m + m'}{2M}, \tag{1.34}$$

где E_e^0 — кинетическая энергия электрона в единицах mc^2. В случае испускания нейтрино с максимальной энергией E_ν ($E_e = 0$) (1.34) есть отношение E_a/E_ν при $m = 0$. Если в качестве примера положить $E_e = 1$ МэВ, то $E_e^0 = 2$ и энергия атома отдачи по сравнению с энергией электрона в 2 раза больше, чем в нерелятивистском случае (1.33), и т. д. Однако существенно, что при этом релятивистская масса электрона превышает массу покоя не в 2, а в 3 раза (1.32).

Следовательно, простая замена массы электрона его релятивистской массой в выражении (1.33) незаконна.

4. *Удельный импульс.* Последнее обстоятельство определяется тем, что перенос в пространстве той части массы, которая образуется энергией движения, или собственно релятивистской массы, связан с меньшим импульсом, чем перенос массы покоя. Инерция релятивистской массы меньше инерции массы покоя. Импульс, приходящийся на единицу кинетической энергии, тем меньше, чем больше вклад релятивистской добавки к массе тела. Наименьшим импульсом в указанном смысле обладают частицы с массой покоя, равной нулю, например фотоны. Отношение импульса фотона к его энергии равно

$$x_\gamma = \frac{h\nu}{c}\frac{1}{h\nu} = \frac{1}{c}, \tag{1.35}$$

тогда как то же отношение, или импульс, приходящийся на единицу кинетической энергии частицы с не равной нулю массой покоя, составляет

$$x_m = \frac{m'v}{E} = x_\gamma \sqrt{\frac{E^0 + 2}{E^0}} = x_\gamma \chi. \tag{1.36}$$

где $\chi > 1$. При $v \ll c$ χ обращается в $2c/v$ и как угодно возрастает при снижении скорости. Напротив, при $v \to c$ $\chi \to 1$, а $x_m \to x_\gamma$, т. е. импульсы частицы с $m \neq 0$

и фотона при очень большой одинаковой энергии практически совпадают, так как при этом массы обеих частиц имеют только релятивистское происхождение ($m' \gg m$). Однако если исключить этот предельно релятивистский случай, то импульс, переносимый фотоном, значительно меньше импульса частиц с не равной нулю массой покоя и той же кинетической энергией (при $\beta = 0{,}5$ и $\chi \approx 4$; при $\beta = 0{,}98$ $\chi \approx 1{,}2$).

5. *Пороги рождения частиц.* Столкновения частиц могут сопровождаться возникновением новых частиц с отличной от нуля массой покоя. Обычно одна из частиц, участвующих в столкновении, не движется, и в энергию покоя новых частиц переходит часть кинетической энергии второй, бомбардирующей частицы. В общем случае вся кинетическая энергия не может обратиться в энергию покоя новых частиц, ибо после столкновения должен сохраняться импульс бомбардирующей частицы, а импульс связан с кинетической энергией. Следовательно, кинетическая энергия должна превосходить энергию покоя новых частиц. Ее минимальное значение, при котором возможен процесс рождения, называется пороговой энергией. Величина порога зависит от энергии покоя образующихся частиц, но также и от массы бомбардирующей частицы, поскольку при той же кинетической энергии импульс тем больше, чем больше масса покоя. Пороговая кинетическая энергия в лабораторной системе координат есть такая энергия, при которой в системе координат центра инерции, где полный импульс всегда равен нулю, энергия относительного движения двух частиц целиком переходит в энергию покоя, так что после рождения новых все частицы покоятся относительно друг друга.Для расчета пороговой энергии удобно воспользоваться инвариантом теории относительности

$$\mathscr{E}^2 - c^2 p^2 = \text{inv}. \qquad (1.37)$$

Здесь $\mathscr{E}$ и p — полные энергии и импульс произвольной системы тел, взаимодействующих только между собой. Выражение (1.37) сохраняет одно и то же значение в любой системе координат, что видно на примере одной частицы. Инвариант (1.37) для одной частицы непосредственно получается из (1.24) и представляет собой квадрат энергии покоя частицы. Энергия покоя является органическим свойством частицы и не может зависеть от системы отсчета. Если M_1 и M_2 — массы бомбардирующей частицы и частицы мишени соответственно, $E_{\text{п}}$ и p_1 — пороговая кинетическая энергия и импульс частицы с массой M_1, а $\mathcal{M}$ — сумма масс новых частиц, то при записи (1.37) в лабораторной системе координат до столкновения и в системе центра инерции после столкновения получается равенство

$$(M_1 c^2 + M_2^2 c^2 + E_{\text{п}})^2 - c^2 p_1^2 = (M_1 c^2 + M_2 c^2 + \mathcal{M} c^2)^2. \qquad (1.38)$$

До столкновения полная энергия системы двух частиц кроме энергий покоя включает кинетическую энергию первой частицы, а полный импульс системы есть p_1, так как частица с массой M_2 покоится. После столкновения частиц с массами M_1 и M_2 и образования новых с массой $\mathcal{M}$ кинетические энергии и импульсы всех частиц в лабораторной системе отсчета, конечно, отличны от нуля, но в системе центра инерции равны нулю, так как по условию $E_{\text{п}}$ — пороговая кинетическая

энергия. Если p_1 выразить через M_1c^2 и $E_п$, то получается

$$E_п = \mathcal{M}c^2\left(\frac{M_1+M_2+\frac{\mathcal{M}}{2}}{M_2}\right) \tag{1.39}$$

и

$$E_п - \mathcal{M}c^2 = \mathcal{M}c^2\left(\frac{M_1}{M_2}+\frac{\mathcal{M}}{2M_2}\right), \tag{1.40}$$

т. е. превышение $E_п$ над $\mathcal{M}c^2$ растет с увеличением $\mathcal{M}c^2$ линейно при $\mathcal{M} \ll M_1$, а вообще — быстрее [см. (1.40)].

6. *Порог эндоэнергетической ядерной реакции.* Обычные ядерные реакции происходят при столкновении двух ядер с массами M_1 и M_2, где M_2 — покоящееся ядро-мишень. В результате реакции вместо исходных ядер образуются два новых с массами M_3 и M_4. Если сумма масс M_3+M_4 больше суммы масс M_1+M_2, то избыток массы может появиться только за счет кинетической энергии ядра M_1. В этом случае реакция также является пороговой, а энергию порога $E_п$ можно определить способом, аналогичным изложенному выше. Из равенства инвариантов

$$(M_1c^2+M_2c^2+E_п)^2 - c^2p_1^2 = (M_3c^2+M_4c^2)^2 \tag{1.41}$$

следует

$$E_п = \Delta\mathcal{M}c^2\left[\frac{M_1+M_2}{M_2}+\frac{\Delta\mathcal{M}}{2M_2}\right], \tag{1.42}$$

где $\Delta\mathcal{M} = (M_3+M_4) - (M_1+M_2)$. Величина $Q = [(M_1+M_2)\times c^2 - (M_3+M_4)c^2]$ называется энергией ядерной реакции, и в данном случае она отрицательна. Далее вместо положительного сомножителя $(-Q)$ берется модуль Q и

$$E_п = Q\frac{M_1+M_2}{M_2}+\frac{Q^2}{2M_2c^2}. \tag{1.43}$$

Второй член в (1.43) обычно ничтожно мал по сравнению с первым, и поэтому

$$E_п = Q\frac{M_1+M_2}{M_2}. \tag{1.44}$$

Формулу (1.44) можно просто вывести из законов сохранения энергии и импульса классической механики. Однако малый второй член в (1.42) или (1.43) получается только из точных релятивистских соотношений для энергии и импульса. Эта малая добавка к $E_п$ связана с тем, что для переноса большей массы покоя нужен больший импульс.

1.6. Ядерные эффективные сечения

1. *Определения.* Два макроскопических шара радиусами R_1 и R_2 сталкиваются друг с другом, если центр одного из них при движении пересекает область, описанную радиусом R_1+R_2 около центра второго шара. Площадь поперечного сечения этой области равна

$\pi (R_1 + R_2)^2$, и ее абсолютное значение определяет вероятность столкновения двух шаров при движении в заданной области пространства. Хотя оба шара имеют конечный размер, указанное поперечное сечение можно приписать телу-мишени, и тогда от первого остается только центр или, другими словами, бомбардирующее тело рассматривается как точка.

Ядерные эффективные сечения, или эффективные сечения взаимодействия частиц, имеют тот же смысл: эффективное сечение есть площадь поперечного сечения такой области пространства около частицы-мишени, при пересечении которой бомбардирующей частицей-точкой со 100%-ной вероятностью возникает взаимодействие, сопровождающееся рассеянием или реакцией. Вместе с тем имеются и отличия эффективных сечений от сечений классических.

Во-первых, ни в пределах объема ядра, ни вблизи элементарной частицы нет такой области, при пересечении которой другой частицей обязательно произойдет взаимодействие. Эффективное сечение просто дает то же число взаимодействий, что наблюдается на самом деле, когда в некоторых случаях, даже при пересечении бомбардирующей частицей области эффективного сечения, взаимодействия нет, тогда как в других случаях взаимодействие происходит, несмотря на пролет частицы за пределами области эффективного сечения.

Во-вторых, эффективные сечения определяются не столько геометрическими размерами сложных микрочастиц или радиусами действия сил, сколько волновыми свойствами частиц. При возникновении связанных состояний область пространства, занятая взаимодействующей частицей, имеет радиус порядка дебройлевской длины волны $\lambda\!\!\!^{-}$ (§ 1.4, п. 4) и, следовательно, сечение порядка $\pi\lambda\!\!\!^{-2}$. Поскольку $\lambda\!\!\!^{-}$ (1.14) обратно пропорциональна скорости, сечение возрастает при убывании энергии. Однако связанные состояния образуются при строгих энергетических соотношениях, и отвечающие им сечения наблюдаются только при избранных значениях энергии. Это приводит к очень сложной картине поведения сечений в функции энергии (§ 4.6). Таким образом, эффективное сечение есть усредненная по многим случаям взаимодействия величина, которая определяет прежде всего эффективность взаимодействия сталкивающихся частиц и только при некоторых специальных условиях дает представление об их размерах или радиусах действия сил.

Ядерные эффективные сечения, которые в физике нейтронов также называются *нейтронными эффективными сечениями*, определяются экспериментально и измеряются в барнах:

$$1\ \text{б} = 10^{-28}\ \text{м}^2. \qquad (1.45)$$

Скорости ядерных реакций либо количества прореагировавших частиц вычисляются просто, если известны эффективные сечения. Процедура обращения с сечениями при расчетах, а также метод их измерения могут быть выяснены из следующих рассуждений.

2. *Плоская мишень.* Если σ — эффективное сечение взаимодействия нейтрона с ядром, или, как говорят, сечение ядра, на площадке F (м^2) находится одно ядро и точечный нейтрон (в соответствии с определением σ) при движении в направлении, перпендикулярном пло-

скости F, обязательно пересекает площадку F равновероятно в любой точке, то вероятность его взаимодействия с ядром равна отношению площадей σ и F:

$$w' = \frac{\sigma}{F}. \tag{1.46}$$

При N_F не перекрывающих друг друга ядер вероятность столкновения нейтрона с любым из них возрастает в N_F раз

$$w = \frac{\sigma}{F} N_F = \sigma N_1, \tag{1.47}$$

где N_1 — среднее число ядер на единице площади. Таким образом, вероятность столкновения нейтрона с ядром определяется только сечением и плотностью размещения ядер на плоскости бомбардируемой мишени и не зависит от полного числа частиц-мишеней. Фактически w есть доля перекрытия площади мишени сечениями ядер, которая в среднем одинакова и для единицы площади, и для всей площади. В этом смысле выражение (1.46) оказывается просто частным случаем (1.47), если вместо условия обязательного пересечения нейтроном площади F подразумевать, что на любом соседнем участке плоскости с такой же площадью F (м^2) находится также одно ядро, т. е. при условии $1/F = N_1$. Значит, рассмотрение следует ограничить единицей площади.

Поток нейтронов также относят к единице площади и, кроме того, к единице времени. Соответствующую величину Ф, 1/(м^2·с), называют плотностью потока, однако в дальнейшем она будет именоваться кратко — потоком. Поток Ф связан с нейтронной плотностью, т. е. числом нейтронов в единице объема n, и скоростью их движения v соотношением

$$\Phi = nv, \tag{1.48}$$

так как за единицу времени каждый нейтрон проходит путь, равный v.

Если при пересечении мишени Ф нейтронами ν из них сталкиваются с ядрами, то ν есть скорость столкновений (реакций) на единице площади, а ν/Φ — доля столкновений. Любые соотношения между физическими величинами, относящиеся к описанию случайных процессов, всегда представляют собой важнейшую предельную теорему теории вероятностей, теорему Бернулли: доля многих столкновений есть вероятность отдельного столкновения. В данном случае

$$\frac{\nu}{\Phi} = w. \tag{1.49}$$

Ту же теорему, но в других терминах, представляет и (1.47). Следовательно,

$$\nu = \Phi N_1 \sigma. \tag{1.50}$$

Фундаментальное соотношение (1.50) показывает, что скорость реакций может быть вычислена только при условии, что известны поток Ф, число мишеней N_1 и сечение взаимодействия σ. Число мишеней рассчитывается очень просто через число Авогадро. Труднее получить значение потока, особенно нейтральных частиц. Что же касается сече-

ний, то, поскольку не существует законченной теории ядерных сил, единственным источником информации о них является опыт. Существующие модельные методы расчета сечений также обосновываются только опытом.

Путь измерения сечений указывает то же выражение (1.50). Сечение может быть измерено лишь при условии регистрации на опыте скорости реакции. В идеальных лабораторных условиях через три измеренные величины ν, Φ, N_1 и определяют сечение. А затем известные значения сечений используют при расчете скоростей реакций в экспериментальной практике и при расчете ядерных устройств.

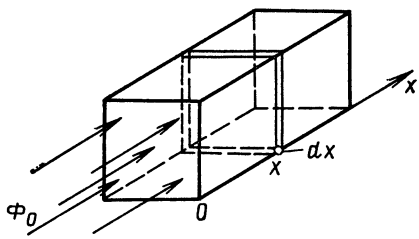


Рис. 1.4. К определению потока нейтронов в глубине тела

При столкновении нейтронов с ядрами возможны разные процессы, например рассеяние, захват, деление и т. п. Если ν_i относится к определенному i-му типу взаимодействия, то и сечение σ_i, получаемое из (1.50), есть сечение этого взаимодействия. Сечение σ_i называется парциальным. Сечение, соответствующее полному числу столкновений нейтронов с ядрами, называется полным σ_t. И если $\nu = \sum_i \nu_i$, то и

$$\sigma_t = \sum_i \sigma_i, \tag{1.51}$$

т. е. полное сечение равно сумме парциальных. Обоснование (1.51) вытекает из того, что сечения пропорциональны вероятностям. А вероятность суммы независимых процессов равна сумме вероятностей парциальных процессов.

Формула (1.50) относится к частному случаю плоской мишени, на которой ядра не затеняют друг друга. Реальные же мишени всегда объемные. Тем не менее, если число ядер по всей глубине мишени на единице площади N_1 не очень велико, так что $N_1\sigma \ll 1$, то случайное перекрытие ядрами друг друга несущественно и мишень можно рассматривать как плоскую. Но если $N_1\sigma \gtrsim 1$, рассматривать мишень как плоскую незаконно. Однако выражение (1.50) несложно обобщить на случай объемной мишени.

3. *Объемная мишень.* На рис. 1.4 показано тело с числом атомов в единице объема N, на переднюю грань которого с координатой $x = 0$ и площадью, равной единице, падает поток нейтронов Φ_0. Если обозначить $\Phi(x)$ поток в произвольной точке x в глубине тела, то с помощью выражения (1.50) можно записать скорость столкновений в слое dx вблизи точки x, так как в бесконечно тонком слое условие плоской мишени всегда выполняется:

$$d\nu = \Phi(x)\,\sigma N dx, \tag{1.52}$$

где $Ndx = dN_1$ — число атомов в слое dx. Так как число столкновений есть число выбывших из пучка нейтронов, или $d\nu = -d\Phi$, то (1.52)

является дифференциальным уравнением относительно Φ

$$d\Phi = \Phi\sigma N dx, \tag{1.53}$$

решение которого при граничном условии $\Phi(0) = \Phi_0$ имеет вид

$$\Phi(x) = \Phi_0 \exp(-N\sigma x). \tag{1.54}$$

Итак, направленный нейтронный поток в протяженном теле меняется по экспоненциальному закону, и зависимость (1.54) необходимо учитывать при экспериментальном определении сечений. Однако при $N\sigma x = N_1\sigma \ll 1$ выражение (1.54) сводится к (1.50), так как в этом предположении $(\Phi_0 - \Phi)/\Phi_0 \approx N_1\sigma$. Константой распределения (1.54) является величина

$$\Sigma = N\sigma, \tag{1.55}$$

которая при описании прохождения через вещество потоков фотонов называется *линейным коэффициентом ослабления*, а в физике нейтронов — *макроскопическим сечением*. Последнее название связано с тем, что $N\sigma$ представляет собой как бы сечение всех ядер единицы объема вещества. Правда, такая трактовка условна, ибо, как следует из (1.55), макроскопическое сечение не является собственно сечением и измеряется в 1/м.

Макроскопическим сечением удобно пользоваться для обозначения или вычисления скоростей процессов в единице объема вещества. В самом деле, из выражения (1.52) сразу можно записать число столкновений в единице объема и в единицу времени ν' вблизи точки x с потоком $\Phi(x)$ как $d\nu/dx$, поскольку ν уже было определено как число столкновений на единице площади:

$$\nu' = \frac{d\nu}{dx} = \Phi\Sigma. \tag{1.56}$$

Таким образом, скорость столкновений в единице объема есть произведение потока в смысле (1.48) на макроскопическое сечение (1.55). Если макроскопическое сечение представляет собой произведение концентрации ядер (1.2) на парциальное микроскопическое сечение σ_i, например сечение рассеяния или захвата, то оно также будет парциальным, а произведение (1.56) в этом случае дает скорость конкретных процессов в единице объема вещества, например число случаев рассеяния или число случаев поглощения нейтронов. Выражение (1.56) позволяет рассчитывать скорости процессов при известном Φ и составлять баланс нейтронов при получении уравнений для определения Φ. Хотя (1.56) получено на примере направленного потока, однако оно справедливо и в случае хаотической диффузии нейтронов в больших объемах вещества. Фактически направленность потока не имеет отношения к вычислению (1.56), поскольку сечение есть поперечное сечение сферической области и оно одно и то же для частиц, движущихся по любому направлению. При этом поток (1.48) понимается как величина, просто пропорциональная концентрации нейтронов n с коэффициентом пропорциональности, равным средней скорости движения нейтронов v.

Если число взаимодействий ν_0 при прохождении микрочастиц через тело объемом V_0 мало, так что поток практически не ослабляется в объеме тела, то

$$\nu_0 = \nu' V_0 = \Phi \Sigma V_0 = \Phi \sigma N_0, \tag{1.57}$$

где $N_0 = NV_0$ — полное число частиц-мишеней в объеме V_0.

4. *Средняя длина пути.* Макроскопическое сечение связано со средней длиной пути нейтрона до возбуждения процесса простым соотношением. Если Σ — полное макроскопическое сечение, то средний путь нейтрона до первого столкновения с ядром можно вычислить из распределения потока нейтронов (1.54) в бесконечно толстом слое вещества. По определению средний путь есть сумма путей до столкновения каждого из рассматриваемых нейтронов, деленная на число нейтронов. Расстояние x проходят нейтроны, испытавшие при x столкновение и выбывшие из первоначального пучка, т. е. $-d\Phi(x)$ нейтронов. Интеграл от всех $x[-d\Phi(x)]$, отнесенный к начальному потоку Φ_0, и даст средний путь до столкновения l, который в случае (1.54) совпадает с пробегом (§ 4.1, п. 2):

$$l = \frac{1}{\Phi_0} \int_0^\infty x \Phi N \sigma dx = \Sigma \int_0^\infty x \exp(-\Sigma x)\, dx = \frac{1}{\Sigma}. \tag{1.58}$$

Таким образом, средний путь до первого столкновения — величина, обратная полному макроскопическому сечению. Если Σ_i — макроскопическое сечение возбуждения i-го процесса, то средняя длина пути, проходимая нейтроном до возбуждения этого процесса, также равна $l_i = 1/\Sigma_i$. Рассеяние и поглощение — два наиболее типичных процесса при взаимодействии нейтронов с ядрами атомов. Если Σ_s и Σ_a — макроскопические сечения рассеяния и поглощения соответственно, то длины пути до рассеяния и поглощения равны

$$l_s = \frac{1}{\Sigma_s}; \tag{1.59}$$

$$l_a = \frac{1}{\Sigma_a}. \tag{1.60}$$

Так как парциальные сечения суммируются и в данном случае $\Sigma_t = \Sigma_s + \Sigma_a$, то при вычислении полной длины пути по парциальным необходимо суммировать их обратные величины, т. е.

$$\frac{1}{l_t} = \frac{1}{l_s} + \frac{1}{l_a}. \tag{1.61}$$

При рассмотрении сечений подразумевались нейтроны в качестве бомбардирующих частиц и атомные ядра в качестве частиц-мишеней. Однако все сказанное в равной мере относится и к другим микрочастицам.

1.7. Элементарные частицы

1. *Регистрация микрочастиц.* Наблюдение движущихся микрочастиц оказывается возможным благодаря наличию у них электрических зарядов. Подавляющее большинство методов регистрации основано на взаимодействии движущихся заряженных частиц с атомными электронами, сопровождающемся возбуждением и ионизацией атомов среды. Вероятность такого взаимодействия очень велика, и появление в веществе большого числа пар ионов вдоль пути движущейся частицы может быть использовано для регистрации прошедшей частицы как непосредственно, путем сбора отрицательных электронов и положитель-

ных атомных ионов, так и через другие явления, происходящие в веществе в присутствии ионов или в процессе их рекомбинации, т. е. при обратном превращении пар ионов в нейтральные атомы. Наблюдаемые при этом эффекты позволяют определить не только факт прохождения заряженной частицы через чувствительный объем регистрирующего прибора, но в целом ряде случаев также измерить многие характеристики частицы — направление ее движения, энергию, импульс, электрический заряд, массу. Нейтральные частицы могут быть зарегистрированы лишь при условии возбуждения процессов, сопровождающихся появлением вторичных заряженных частиц. Так, нейтроны должны либо вызвать ядерную реакцию с испусканием заряженной частицы, либо образовать ядро отдачи при ядерном рассеянии. Фотоны регистрируются по быстрым электронам, появляющимся при их поглощении или рассеянии. Так как вероятность этих процессов много меньше вероятности ионизации атома движущейся заряженной частицей, то и регистрация нейтральных частиц соответственно значительно сложнее регистрации заряженных частиц.

Среди регистраторов микрочастиц следует выделить трековые приборы, которые позволяют непосредственно наблюдать следы отдельных заряженных частиц, оставляемые ими вдоль пути своего движения (рис. 1.5, 1.6). Исследование следа, или трека, может дать очень много сведений о частице, так что единственного удачно зарегистрированного трека может оказаться достаточно для надежной ее идентификации. Если трек получен в постоянном магнитном поле, где заряженные частицы разных знаков движутся по круговым траекториям, закрученным в противоположные стороны (рис. 1.6), то одновременно независимо может быть определен импульс частицы (2.10) и знак ее заряда. В трековых приборах также могут быть зарегистрированы и не оставляющие следов нейтральные частицы, если они в пределах чувствительного объема прибора претерпевают превращение или вступают во взаимодействия с частицами среды, сопровождающиеся появлением заряженных частиц. При этом могут быть измерены и некоторые физические параметры нейтральных частиц. Литература по методам регистрации частиц обширна (см. например, [8]).

Особое место среди микрочастиц занимают элементарные частицы, к которым принадлежат три структурные частицы вещества — электрон, протон, нейтрон.

2. *Элементарные частицы.* Под элементарными понимают частицы, не имеющие строения. Это означает, что они не состоят из других частиц, у них нельзя выделить какие-то части и, следовательно, их надо считать точечными. Иначе говоря, элементарные частицы — это геометрические точки, источники полей сил. Во всех процессах элементарная частица ведет себя как единое целое. В составе микросистемы — ядра, атома, молекулы такая частица сохраняет свою индивидуальность. Значит, любую сложную микрочастицу следует представлять, как состоящую из других частиц, в конечном счете элементарных.

Строго говоря, современное представление о протоне и нейтроне не соответствует полностью этому исходному определению элементар-



Рис. 1.5. Следы α-частиц в камере Вильсона. Две группы следов образованы частицами разных радиоактивных веществ. Виден случай (α, *p*)-реакции на ядре азота: выходящие из конца следа одной из α-частиц длинный след протона и короткий — ядра отдачи

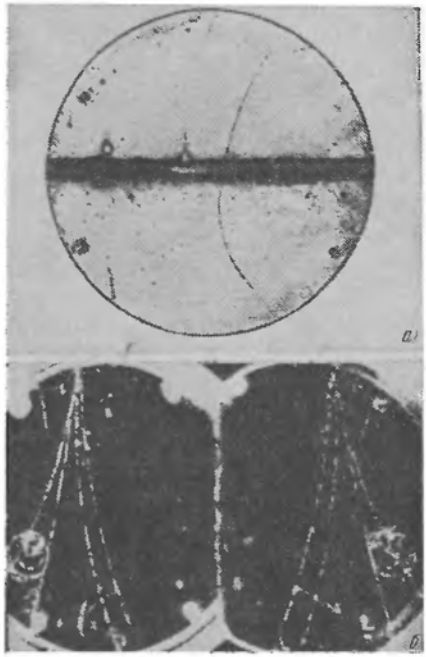


Рис. 1.6. Фотографии в камере Вильсона в магнитном поле:

а — открытие позитрона, направление движения определяется по увеличению кривизны трека после торможения в слое вещества, знак заряда — по направлениям движения и отклонения в магнитном поле; *б* — рождение электрон-позитронных пар

ной частицы. Эксперимент указывает на конечный размер нуклонов, а также на некоторую структуру, обнаруживаемую при рассеянии электронов с высокой энергией. Тем не менее, предполагаемые составные элементы этих частиц не обнаружены, а в процессах рождения они ведут себя как подлинно элементарные частицы.

3. *Многообразие частиц.* Кроме трех структурных частиц атома в настоящее время известно несколько сотен элементарных частиц. Большинство из них нестабильны и вскоре после образования в результате столкновения других частиц самопроизвольно распадаются, в конечном итоге превращаясь в стабильные элементарные частицы. Время существования таких частиц мало и составляет 10^{-6} — 10^{-22} с. К числу нестабильных относится и нейтрон, претерпевающий бета-распад (1.65) и имеющий время жизни порядка 10^3 с. Правда, нейтроны приобретают стабильность в атомных ядрах, где их энергия связи (2.4) намного превышает энергию распада.

Стабильных частиц относительно немного. Это фотон, три пары нейтрино, два электрона и два протона. Число пар открытых нейтрино постепенно возрастает. Однако некоторые космологические сооб-

ражения, основанные на количественных характеристиках взаимодействия этих частиц и наблюдении реликтового космического излучения, указывают, что пар этих частиц не может быть существенно больше трех.

Особенно много быстро распадающихся частиц со временем жизни порядка 10^{-22} с. За такое малое время, даже двигаясь со скоростью, близкой к скорости света, они проходят расстояния в десяток поперечников ядра, или в тысячную долю радиуса атома, и поэтому их перемещения в пространстве ненаблюдаемы. Такие частицы регистрируются по максимуму в ходе сечения взаимодействия порождающих частиц, т. е. по резонансу сечения, в связи с чем и сами частицы называются резонансами. Их время жизни получается из соотношения неопределенностей (1.20) по измеряемой на опыте ширине резонанса и мало потому, что распад происходит под действием мощных ядерных сил. А для объяснения больших по ядерным масштабам времен жизни, порядка 10^{-10} с или больше, пришлось сделать допущение о существовании малых по величине или слабых, сил, ответственных за медленно протекающие процессы. В отсутствие такого предположения возникало непреодолимое противоречие между наблюдаемыми на опыте большими вероятностями рождения частиц и малыми вероятностями распада, т. е. наблюдения не согласовались с универсальным физическим принципом детального равновесия.

4. *Классификация.* В табл. 1.2 представлены стабильные и сравнительно медленно распадающиеся частицы, а также указано место быстро распадающихся резонансов. Частицы различаются значениями ряда измеряемых на опыте физических величин и характером взаимодействия между собой. Как правило, свойства частиц тем более схожи, чем меньше различие в их массах, правда, в пределах групп идентичных частиц. Отдельно стоит элементарная частица фотон. Затем идет группа легких частиц или лептонов, массы первых открытых частиц этой группы много меньше массы протона. Название мезон у мю- и тау-частиц сохранилось по историческим причинам, а собственно мезоны составляют следующую группу, принадлежащую к тяжелым частицам — адронам. Существование частиц с массой, промежуточной между массами электрона и протона, т. е. мезонов, было предсказано теорией на основе аналогии с квантовой электродинамикой. Носителем взаимодействий электрических зарядов является фотон, масса которого равна нулю, что и порождает бесконечный радиус электромагнитных сил. Поскольку ядерные силы имеют конечный радиус R, то виртуальные кванты поля должны существовать в течение времени, не меньшего $\Delta t = R/c$, где c — скорость света, так как в противном случае они не смогли бы обеспечить взаимодействие на расстоянии R. А далее из соотношения неопределенностей (1.19) следовало ограничение максимального значения энергии и, значит, массы этих квантов, оказавшейся в пределах 200—300 электронных масс. Отсутствие частиц в свободном состоянии объяснялось их неустойчивостью. Ожидалось, что таких частиц должно быть по крайней мере три, две заряженных и одна нейтральная, чтобы обеспечить взаимодействие между любыми парами нуклонов. Сначала был открыт мю-мезон, однако

оказалось, что подобно электрону в ядерных взаимодействиях эта частица не участвует. Носителями ядерных взаимодействий являются пи-мезоны и другие частицы этой группы.

Очень многие частицы с массой больше массы протона среди продуктов своего распада обязательно содержат протон и совместно с нуклонами составляют группу барионов. Группу барионов объединяет с мезонами универсальный характер взаимодействия посредством ядерных, электромагнитных и слабых сил.

5. *Физические параметры.* Основной характеристикой элементарной частицы является масса или ее эквивалент — энергия покоя. Если частица имеет электрический заряд, то он равен единичному заряду $+e$ или $-e$. Существуют и не имеющие электрического заряда нейтральные частицы. Среднее время жизни неустойчивой частицы имеет смысл (3.5).

Важнейшей величиной является собственный механический момент или спин, так что макроскопическим аналогом частицы служит вращающееся вокруг своей оси тело-волчок. Естественной единицей механического момента в микромире является величина $\hbar$ (1.6). Однако спин многих элементарных частиц равен $\hbar/2$. Полуцелая величина в единицах $\hbar$ встречается только как спин элементарной частицы. Более того, собственно элементарными частицами как раз являются частицы со спином 1/2, тогда как частицы с целочисленным спином, 1 или 0, оказываются вспомогательными, носителями взаимодействий собственно частиц.

Имеющая спин электрически заряженная частица обязана иметь и магнитный момент. Магнитный момент электрона оказался равным магнетону Бора (1.10). Магнитный момент протона вопреки ожиданию аналогии с электроном отличается от значения ядерного магнетона

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5{,}0508 \cdot 10^{-27}\ \text{Дж/Тл}, \qquad (1.62)$$

являющегося единицей магнитного момента частицы с массой покоя протона m_p (1.10), и равен

$$\mu_p = 2{,}7928\mu_N. \qquad (1.63)$$

При измерении магнитных моментов ядер атомов было обнаружено, что и нейтрон, не имеющий электрического заряда, также должен иметь магнитный момент. Специальные эксперименты подтвердили, что у нейтрона есть магнитный момент, и он оказался равным

$$\mu_n = -1{,}9130\mu_N. \qquad (1.64)$$

Знак минус соответствует направлению вектора магнитного момента против вектора спина, что имеет место и для электрона, тогда как плюс — по направлению вектора спина. Для классического заряженного тела знак минус означает магнитный момент, образованный вращением отрицательного электрического заряда, а знак плюс — вращением положительного заряда. Численные значения магнитных моментов нуклонов, а также наличие магнитного момента у нейтрона не находят простого объяснения и, возможно, обязаны сложной структуре этих частиц.

Таблица 1.2. **Элементарные частицы**

Группа		Название	Символ: Частица	Символ: Античастица	Масса в единицах массы электрона	Энергия покоя, МэВ
Фотон		Фотон	γ		0	0
Лептоны		e-Нейтрино	ν_e	$\tilde{\nu}_e$	~ 0	$\lesssim 14$ эВ
		Электроны	e^-	e^+	1	0,511
		Мю-нейтрино	ν_μ	$\tilde{\nu}_\mu$	~ 0	~ 0
		Мю-мезоны	μ^-	μ^+	206,8	105,7
		Тау-нейтрино	ν_τ	$\tilde{\nu}_\tau$	~ 0	~ 0
		Тау-мезоны	τ^-	τ^+	3491	1784
Адроны	Мезоны	Пи-мезоны	π^0		264,1	135,0
			π^+	π^-	273,1	139,6
		Ка-мезоны	K^+	K^-	966,1	493,7
			K^0	$\tilde{K}^0$	973,9	497,7
		Эта-нольмезон	η^0		1074	548,8
		Мезонные резонансы				
	Барионы	Протоны	p	$\tilde{p}$	1836,15	938,28
		Нейтроны	n	$\tilde{n}$	1838,68	939,57
		Гипероны	Λ^0	$\tilde{\Lambda}^0$	2183,2	1115,6
			Σ^+	$\tilde{\Sigma}^+$	2327,5	1189,4
			Σ^0	$\tilde{\Sigma}^0$	2333,6	1192,5
			Σ^-	$\tilde{\Sigma}^-$	2343,1	1197,3
			Ξ^0	$\tilde{\Xi}^0$	2573,2	1314,9
			Ξ^-	$\tilde{\Xi}^-$	2585,7	1321,3
		Барионные резонансы				

Электрический заряд в единицах e	Спин в единицах $\hbar$	Среднее время жизни, с	Характеристические числа				Продукты распада
			лептонные			барионные	
0	1	Стабилен	0	0	0	0	
0	1/2	Стабильны	1	0	0	0	
1	1/2	»	1	0	0	0	
0	1/2	»	0	1	0	0	
1	1/2	$2{,}20 \cdot 10^{-6}$	0	1	0	0	Электроны, нейтрино
0	1/2	Стабильны	0	0	1	0	
1	1/2	$< 1{,}4 \cdot 10^{-12}$	0	0	1	0	Пи-мезоны, лептоны
0	0	$0{,}83 \cdot 10^{-16}$	0	0	0	0	Фотоны
1	0	$2{,}60 \cdot 10^{-8}$	0	0	0	0	Лептоны
1	0	$1{,}24 \cdot 10^{-8}$	0	0	0	0	Пи-мезоны, лептоны
0	0	$0{,}89 \cdot 10^{-10}$ $5{,}18 \cdot 10^{-8}$	0	0	0	0	
0	0	$0{,}77 \cdot 10^{-18}$	0	0	0	0	Пи-мезоны, фотоны
	Целый	10^{-22}	0	0	0	0	Мезоны
1	1/2	Стабильны	0	0	0	1	
0	1/2	917	0	0	0	1	Протоны, лептоны
0	1/2	$2{,}63 \cdot 10^{-10}$	0	0	0	1	Протоны, мезоны, фотоны
1	1/2	$0{,}80 \cdot 10^{-10}$	0	0	0	1	
0	1/2	$5{,}8 \cdot 10^{-20}$	0	0	0	1	
1	1/2	$1{,}48 \cdot 10^{-10}$	0	0	0	1	
0	1/2	$2{,}9 \cdot 10^{-10}$	0	0	0	1	
1	1/2	$1{,}64 \cdot 10^{-10}$	0	0	0	1	
	Полуцелый	10^{-22}	0	0	0	1	Протоны, мезоны, фотоны

Для объяснения процессов взаимопревращения частицам приписываются некоторые характеристические числа (заряды), например лептонное число, барионное число и др., после чего правила превращения рассматриваются как следствия законов сохранения этих величин. Каждый лептон с не равной нулю массой имеет своего партнера по превращениям — нейтрино, частицу с нулевой или очень малой массой покоя и тем же лептонным числом. Так что разных лептонных чисел — три. Поскольку среди продуктов распада барионов обязательно присутствует протон, всем барионам приписывается одно барионное число.

Фундаментальными особенностями мира элементарных частиц являются их парная природа, взаимопревращаемость и отношение к силам, управляющим взаимодействиями частиц.

6. *Парная природа.* За небольшим исключением, например фотона, пи-ноль-, эта-ноль-мезонов, которые тождественны своим античастицам, все элементарные частицы представлены в виде пар: частица — античастица. Физические параметры пары одинаковы, за исключением алгебраических знаков электрических зарядов и характеристических чисел. Среднее время жизни представителей нестабильной пары также одинаково. Характер взаимодействия частиц пары с другими частицами, вообще говоря, различен, а взаимодействие друг с другом сопровождается аннигиляцией — исчезновением двух античастиц и появлением других частиц с меньшей массой при самопроизвольном течении процесса. Возможность аннигиляции и делает частицы пары антиподами. В противоположность аннигиляции такие частицы могут рождаться парой при взаимодействии третьих частиц. Одна из пары условно называется частицей, а другая — античастицей.

7. *Взаимопревращаемость.* Самопроизвольные распады и вынужденные внешним воздействием превращения составляют поразительную особенность мира элементарных частиц. При внешнем возбуждении любая из элементарных частиц может быть получена просто за счет снижения кинетической энергии столкнувшихся частиц. В таких процессах рождения частицы ведут себя как подлинно элементарные. Ведь за пределом элементарных частиц остается только энергия их относительного движения. И если за счет снижения кинетической энергии рождаются частицы, то это частицы первой ступени, т. е. элементарные. Конечно, взаимопревращения частиц не произвольны, протекают по строгим, установленным на опыте правилам и управляются фундаментальными силами природы.

Самым первым наблюдавшимся процессом превращения является бета-распад атомных ядер, при котором один из нейтронов или один из протонов ядра превращается в три другие частицы

$$n \to p + e^- + \tilde{\nu}_e; \tag{1.65}$$

$$p \to n + e^+ + \tilde{\nu}_e. \tag{1.66}$$

Поскольку сумма масс протона, электрона и нейтрино меньше массы нейтрона, то процесс (1.65) происходит и со свободным нейтроном, а в недрах атомных ядер возможно то или другое превращение, если оно энергетически выгодно для ядра в целом.

Распад ядерноактивных частиц пи-мезонов — двучастичный:

$$\pi^- \to \mu^- + \tilde{\nu}_\mu; \tag{1.67}$$

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu; \tag{1.68}$$

$$\pi^0 \to \gamma + \gamma. \tag{1.69}$$

Появляющиеся при их распаде мю-мезоны также неустойчивы:

$$\mu^- \to e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu; \tag{1.70}$$

$$\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu. \tag{1.71}$$

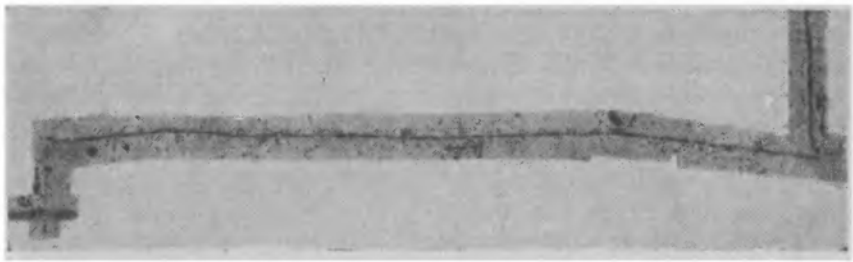


Рис. 1.7. Последовательный распад π^+- и μ^+-мезонов в ядерной фотоэмульсии

На рис. 1.7 показан зарегистрированный в ядерной фотоэмульсии последовательный $\pi - \mu - e$-распад. В каждом случае распада мю-мезона появляются два разных нейтрино, что было установлено в соответствующих опытах по взаимодействию с нуклонами мю-нейтрино из распадов (1.67), (1.68). При поглощении мю-нейтрино рождаются только мю-мезоны и никогда электроны, откуда и следует, что лептонные числа электронов и мю-мезонов различны.

По определенным правилам происходят распады и других неустойчивых частиц. Каждый случай распада следует трактовать так, что до превращения существовала элементарная частица, которая в некоторый момент времени исчезает, а вместо нее появляются другие элементарные частицы. Ни один случай распада не свидетельствует о возможном строении исходной частицы из частиц-продуктов, а лучшим тому подтверждением служит сравнение распадов (1.65) и (1.66).

Аннигиляция пары или разных частиц, но с характеристическими числами одной природы и противоположных знаков также является самопроизвольным процессом. Например,

$$e^- + e^+ \to \gamma + \gamma; \tag{1.72}$$

$$N + \tilde{N} \to \pi + \pi + \pi + \ldots, \tag{1.73}$$

где N — символ нуклона. При аннигиляции нуклонной пары, или $p + \tilde{n}$, $n + \tilde{p}$, рождаются несколько пи-мезонов, заряженных и нейтральных.

Самопроизвольные превращения происходят только с выигрышем свободной энергии, т. е. при уменьшении массы частиц, и в соответствии с законами сохранения как классической механики, так и микромира. И если нет ограничений со стороны законов сохранения, то переход в состояние с меньшей энергией покоя должен быть обязательным. В этой связи представляется загадочной устойчивость протона, частицы с очень большой массой покоя. Но если протону приписать барионное число и постулировать сохранение этого числа, то устойчивость протона становится понятной, правда, с переносом всех проблем на загадочное барионное число. Устойчивость электрона рассматривается как естественная, поскольку нет частиц с меньшей массой и электрическим зарядом.

Превращения частиц, возбуждаемые внешним воздействием, не ограничены требованием убыли массы. При столкновениях частиц с большой кинетической энергией весьма вероятен переход части свободной энергии в связанное состояние с рождением новых частиц. В отличие от самопроизвольных распадов вынужденные процессы называются реакциями. Правда, для появления тех или иных частиц нужны соответствующие поля сил и энергия ускоренных частиц не менее, чем (1.39).

Впервые рождение частиц наблюдалось при поглощении фотонов кулоновым полем ядра (см. рис. 1.6) или электрона с появлением электрон-позитронной пары

$$\gamma + (A,\ Z) \to (A,\ Z) + e^- + e^+; \tag{1.74}$$

$$\gamma + e^- \to e^- + e^- + e^+. \tag{1.75}$$

Предсказанные теорией пи-мезоны сначала были обнаружены в атмосферном космическом излучении, а затем получены в лаборатории. Если энергия бомбардирующих протонов или нейтронов превосходит 290 МэВ, то при столкновении с нуклонами рождаются пи-мезоны:

$$\left.\begin{array}{lll} p+p\to p+n+\pi^+; & p+n\to p+p+\pi^-; & n+n\to n+p+\pi^-; \\ p+p\to p+p+\pi^0; & p+n\to n+n+\pi^+; & n+n\to n+n+\pi^0. \\ & p+n\to p+n+\pi^0; & \end{array}\right\} \tag{1.76}$$

Пи-мезоны рождаются и при взаимодействии с нуклонами фотонов с энергией выше 150 МэВ:

$$\left.\begin{array}{ll} \gamma+p\to n+\pi^+; & \gamma+n\to p+\pi^-; \\ \to p+\pi^0; & \to n+\pi^0. \end{array}\right\} \tag{1.77}$$

Если энергия относительного движения превосходит несколько масс покоя, то в одном столкновении рождается сразу несколько пи-мезонов. Это процесс множественного рождения частиц.

При энергии ускоренных протонов выше 5,6 ГэВ рождаются нуклонные пары:

$$N + N \to N + N + N + \tilde{N}. \tag{1.78}$$

Пары рождаются и в столкновениях с нуклонами пи-мезонов:

$$\pi + N \to N + N + \tilde{N}. \qquad (1.79)$$

При очень высокой энергии наблюдается множественное рождение нуклонных пар. В этом случае антипротоны и антинейтроны, случайно имеющие малые энергии относительного движения, могут быть связаны ядерными силами, т. е. могут образовать антиядра. На мощных ускорителях наблюдалось образование антиядер дейтерия и гелия-3. А это уже ядра атомов антивещества.

8. *Классы взаимодействий.* Скорости течения процессов превращения во времени или, что то же самое, вероятности осуществления соответствующих процессов в отдельных актах столкновения обнаруживают резкое различие, зависящее от того, какие частицы участвуют в явлениях. Этот факт свидетельствует о существовании в природе отличающихся по масштабу величины сил, определяющих развитие явлений, и о разном отношении элементарных частиц к этим силам. Помимо *гравитационных* (ньютоновых) и *электрических* (кулоновых) сил в настоящее время известны большие, или *ядерные*, и *слабые* силы. Гравитационные и электрические (электромагнитные) силы являются дальнодействующими, проявляющимися на любом расстоянии от источника сил, и давно известны физике. Ядерные и слабые силы — близкодействующие, их сфера действия ограничена расстояниями порядка $1{,}5 \cdot 10^{-15}$ и 10^{-17} м соответственно. О существовании этих сил стало известно лишь из опытов по взаимодействию микрочастиц на малых расстояниях, первыми из которых были опыты Резерфорда по рассеянию α-частиц ядрами атомов.

Гравитационные силы настолько слабы, что при взаимодействии микрочастиц их существование практически не оказывает никакого влияния на происходящие явления. При взаимодействии частиц существенны лишь ядерные, электромагнитные и слабые силы, из которых самыми большими являются ядерные силы, а самыми малыми — слабые. Масштаб сил оценивается константой взаимодействия в данном классе сил, которая определяется экспериментально. Константе взаимодействия может быть сопоставлена временна́я характеристика, определяющая среднюю длительность интервала времени, в течение которого развиваются явления под действием данных сил. Характерное время протекания процессов под действием ядерных сил — примерно 10^{-23} с. Такого же порядка время Δt пролета частицей области, ограниченной радиусом действия ядерных сил $R = 1{,}5 \cdot 10^{-15}$ м, со скоростью, близкой к скорости света: $\Delta t = 2R/c = (2 \cdot 1{,}5 \cdot 10^{-15}$ м$)/(3 \cdot 10^8$ м/с$) = 10^{-23}$ с, т. е. ядерные силы настолько велики, что каждое сближение даже наиболее быстродвижущихся частиц на расстояние радиуса действия ядерных сил сопровождается реализацией возможного явления, чего не наблюдается под действием также близкодействующих слабых сил. Электромагнитные силы слабее ядерных примерно в 100 раз, и характерное время электромагнитных взаимодействий по порядку величины оценивается в 10^{-21} с. Слабые силы ничтожно малы по сравнению с ядерными и электромагнитными, и явления под их воздействием развиваются сравнительно медленно, за время пример-

но 10^{-10} с. Если же рассмотреть характерную временну́ю константу гравитационных сил, то она окажется порядка 10^{16} с, или около 10^9 лет, что и свидетельствует о крайне малом значении гравитационных сил по сравнению с другими силами природы. Указанные времена реализации процессов соответствуют наиболее благоприятным условиям, но могут быть намного больше, если существуют причины, затрудняющие развитие возможных явлений.

Элементарные частицы различаются по их участию во взаимодействиях под действием тех или иных сил. Тяжелые частицы — мезоны, барионы — способны участвовать во всех взаимодействиях под действием ядерных, электромагнитных и слабых сил. Напротив, легкие частицы, или лептоны, не участвуют в ядерных взаимодействиях. Те из них, которые имеют электрический заряд, участвуют в электромагнитных и слабых взаимодействиях, тогда как нейтрино участвует только в процессах под действием слабых сил и потому практически не взаимодействует с веществом. Таким образом, поглощение или образование нейтрино в каком-либо процессе всегда свидетельствует о том, что явление происходит вследствие работы слабых сил. Фотоны, или электромагнитные кванты, участвуют только в электромагнитных взаимодействиях, и поглощение или испускание γ-квантов однозначно указывает на электромагнитную природу процесса.

Электрон не участвует в сильных взаимодействиях, примером этому может служить взаимодействие электрона и протона. Хотя столкновение электрона с протоном в принципе может привести к образованию нейтрона с обязательным рождением при этом нейтрино, однако такой процесс крайне маловероятен, поскольку происходит под действием слабых сил. Поэтому электрическое притяжение этих разноименно заряженных частиц не приводит к взаимному уничтожению электрических зарядов в каждом акте взаимодействия с образованием других частиц. В стабильных атомах такой процесс невозможен еще и потому, что он энергетически невыгоден. Однако с выигрышем свободной энергии он происходит в β^+-радиоактивных атомах (§ 3.3, п. 2) и называется процессом K-захвата. Атомные электроны находятся в течение сколь угодно большого времени на малом расстоянии (порядка длины волны де Бройля) от атомного ядра, и поэтому как раз в β^+-радиоактивных атомах, а не при столкновении свободных протонов и электронов такой процесс наиболее вероятен.

9. *Статистика.* Как элементарные, так и сложные частицы имеют или полуцелый (1/2, 3/2, 5/2, ...), или целочисленный (1, 2, 3, ...) спин или вообще не имеют спина, т. е. их спин равен нулю, что соответствует целочисленному спину. Частицы с полуцелыми и целыми спинами различаются по своим статистическим свойствам, поведению ансамблей частиц. Частицы с полуцелым спином подчиняются принципу Паули, который запрещает двум тождественным частицам находиться в одинаковых состояниях, описываемых одним и тем же набором квантовых динамических величин. Это свойство частиц с полуцелым спином определяет строгий порядок размещения многих электронов в атомных электронных оболочках и является причиной существования нуклонных оболочек в ядрах атомов. Только элементарные частицы со спином 1/2 могут образовать вещество, поскольку их накопление вблизи центра взаимодействия сопровождается эффективным заполнением объема частицами. Такие частицы описываются статистикой Ферми—Дирака и называются фермионами.

Напротив, частицы с целыми спинами не подчиняются принципу Паули, они имеют тенденцию к накоплению в одном квантовом состоянии с наименьшей энергией, описываются статистикой Бозе—Эйнштейна и называются бозонами. Элементарные частицы бозоны являются носителями взаимодействий частиц с полуцелыми спинами. Фотон и пи-мезоны ответственны за электромагнитные и ядерные взаимодействия. Предполагается, что и слабые силы имеют своего носителя, а поскольку при столкновении высокоэнергетических частиц такой бозон никогда не был зарегистрирован, считается, что его масса покоя очень велика. Это так называемый тяжелый бозон со спином 1. Таких частиц ожидается три: две заряженных — $W^{\pm}$ и нейтральная — Z^0. По оценкам, их энергия покоя должна быть примерно 80 ГэВ, и получение таких частиц ожидается на ускорителях со встречными пучками. Оценка энергии покоя тяжелых бозонов стала возможной после появления теории, объединившей электромагнитные и слабые взаимодействия.

10. *Структура адронов.* Слишком большое количество тяжелых частиц адронов уже давно поставило под сомнение их элементарность. Кроме того, еще в середине 50-х годов были получены указания на неточечность нуклонов: закон рассеяния электронов с энергией 100 МэВ оказался отличным от $1/\sin^4(\theta/2)$ (1.5). На основании данных по рассеянию электронов было получено представление о распределении электрического заряда и магнитного поля протона и нейтрона в области радиусом порядка 10^{-15} м, правда, в предположении подлинно точечного электрона.

Конечный размер частицы предполагает ее структуру. Теоретическая схема позволяет представить адроны состоящими из гипотетических частиц — кварков, имеющих спин 1/2 и дробный электрический заряд 1/2 или 2/3 элементарного. Каждый барион состоит из трех кварков или трех антикварков (антибарион), а мезон — из кварка и антикварка. Эти частицы сверхсильно взаимодействуют между собой, и попытка их разделения при столкновении частиц с высокой энергией заканчивается рождением многих вторичных адронов. Отдельные кварки покинуть связанное состояние не могут и являются ненаблюдаемыми. Носителями сверхсильных взаимодействий являются гипотетические и также ненаблюдаемые элементарные частицы глюоны с нулевой массой и спином 1. Нулевая масса означает бесконечно большой радиус действия сил, однако неразрушимое связанное состояние кварков ограничивает радиус действия подобно электрическим силам в связанных состояниях разноименных зарядов. Относительно слабый эффект за пределами связанных состояний кварков и соответствует близкодействующим ядерным силам.

Такая схема позволяет объяснить многие свойства адронов и делает картину мира достаточно простой. Элементарными частицами признаются фотон, шесть лептонов, три тяжелых бозона, пока не наблюдавшихся, и кварки с глюонами, вообще ненаблюдаемые. Трех кварков оказывается недостаточно, чтобы сконструировать все адроны. А если иметь в виду возможность создания единой теории ядерных, электромагнитных и слабых взаимодействий, то кварков желательно иметь столько, сколько лептонов, т. е. шесть. Вероятно, шесть кварков и шесть антикварков как раз и потребуется для описания всех известных адронов. Кроме того, каждый кварк должен быть представлен в трех разновидностях, как принято говорить, в трех цветах. Это уже составляет 36 структурных частиц адронов. Для обеспечения их взаимодействия должно быть восемь глюонов.

Ненаблюдаемость кварков обращает теоретическую схему в гипотезу, которая может получить лишь косвенное подтверждение. Глубоко неупругое, т. е. с передачей большого импульса, рассеяние нуклонами электронов с энергией 50 ГэВ, наблюдение которого стало возможным в 70-е годы, указало на существование в объеме нуклона некоторых центров, рассеяние на которых идет, как на точечных частицах. В кварковой модели такими центрами должны быть кварки.

Но независимо от теоретических схем частицы на уровне перечисленных в табл. 1.2 обладают многими качествами элементарных. А возможная структура, прежде всего сильновзаимодействующих адронов, может быть обязана их сложной природе существования, непрерывной диссоциации на виртуальные частицы с обратным обращением в состояние исходной элементарной частицы.

11. *Антивещество.* С точки зрения достижений современной экспериментальной физики существование антивещества представляется естественным. Если обычные протоны, нейтроны, электроны могут образовать атомы, а затем вещество, то не известны причины, по которым формирование антивещества из античастиц было бы невозможным. Более того, антивещество ничем не отличалось бы от вещества, а их контакт между собой сопровождался бы аннигиляцией, выделением большого количества энергии и разбросом в пространстве. Следовательно, существование вещества и антивещества в едином теле невозможно. Но оно допустимо в обособленных телах космического пространства.

Обнаружение антизвезд сопряжено с большими трудностями, так как основная масса наблюдений космических тел связана с регистрацией электромагнитного излучения — света, радиоволн, рентгеновских квантов. Поскольку фотон не имеет античастицы, электромагнитные сигналы звезд и антизвезд физически неразличимы. Различимы испускаемые звездами нейтрино, возникающие при термоядерном синтезе. При образовании ядер половина протонов должна обратиться в нейтроны, испытав бета-превращение (1.66), с испусканием нейтрино при распаде протона и антинейтрино при распаде антипротона. Однако большие трудности возникают уже в попытках зарегистрировать солнечные нейтрино, поток которых на землю не меньше 10^{14} 1/(м^2·с).

Тяжелая компонента космического излучения состоит из протонов и небольшого количества ядер. Первичный источник каждого данного протона установить невозможно, так как направление движения протонов изменяется магнитными полями галактик. Но если бы половина звезд состояла из антивещества, то половина тяжелых частиц была бы антипротонами. Наблюдения же показывают, что антипротонов в тяжелой компоненте космического излучения просто нет [9]. Конечно, небольшое количество антипротонов может быть в космическом излучении и без антивещества во Вселенной благодаря рождению нуклонных пар при столкновении высокоэнергетических протонов в космическом пространстве. Вероятность же рождения большого ядра в процессе множественного рождения нуклонных пар ничтожно мала. Поэтому регистрация хотя бы одного антиядра углерода или железа, достаточно широко представленных в обычном веществе, сразу указала бы на присутствие антивещества в космосе. Но и такого случая зарегистрировано не было. Также отрицательный результат дает наблюдение γ-квантов с энергией более 70 МэВ, которые появляются как конечные продукты аннигиляции нуклонных пар и источниками которых могли бы быть симметричный, т. е. состоящий из вещества и антивещества, межзвездный газ или ядра галактик, в предположении чернающих свою энергию в процессе аннигиляции. Следовательно, нужно признать, что в пределах нашей галактики антивещества нет. А если и существует антивещество, то расстояние, на которые оно отделено от обычного вещества, должно превышать размеры скоплений галактик.

Объяснение несимметрии вселенной затруднительно. Все космологические теории исходят из рождения вещества в виде пар частиц, поскольку иного не может быть. Последующая аннигиляция уменьшает число тяжелых частиц, и их отношение к числу фотонов становится малым. В настоящее время оно составляет 10^{-9}, но и это значение невозможно получить расчетным путем, предполагая тот или иной механизм обособления вещества и антивещества. Расчеты дают не более 10^{-18}. Наблюдаемая картина объяснима лишь в предположении, что барионное число не было равно нулю уже при рождении Вселенной, либо избыток протонов образовался на ранней стадии расширения Вселенной, когда из-за слабого нарушения закона сохранения барионного числа распад антипротонов немного опередил распад протонов. Но если есть процесс, в котором хотя бы в малой степени не сохраняется барионное число, то его можно наблюдать и сейчас, т. е. протон должен быть нестабильной частицей. К нестабильности протона приводят и попытки построения единой теории сильного, электромагнитного и слабого взаимодействий. В связи с этим в настоящее время ставятся опыты по обнаружению распада протона, время жизни которого, по оценкам, должно быть не меньше 10^{30} лет. Проведенные эксперименты с количеством вещества в чувствительном объеме детектора порядка 10^5 кг дали отрицательный результат, который указывает, что время жизни протона больше 10^{30} лет. Такое время фантастично велико даже в сравнении со временем существования Вселенной, которое оценивается в 10^{10} лет.

Глава 2

ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АТОМНЫХ ЯДЕР

2.1. Заряд ядра

1. *Закон Мозли*. Электрический заряд ядра образуют протоны, входящие в его состав. Число Z протонов ядра называют его зарядом, имея в виду, что собственно заряд ядра равен Ze. Заряд ядра совпадает с порядковым номером Z элемента в периодической системе элементов Менделеева. Впервые заряды атомных ядер определил английский физик Мозли в 1913 г. Измерив с помощью кристалла длину волны λ характеристического рентгеновского излучения для атомов некоторых элементов, Мозли обнаружил регулярное изменение длины волны у элементов, следующих друг за другом в периодической системе (рис. 2.1). Это наблюдение Мозли интерпретировал зависимостью λ от некоторой константы атома Z, изменяющейся на единицу от элемента к элементу и равной единице для водорода:

$$\sqrt{\frac{1}{\lambda}} = aZ - b, \qquad (2.1)$$

где a и b — постоянные. Из экспериментов по рассеянию рентгеновских квантов атомными электронами и α-частиц атомными ядрами уже было известно, что заряд ядра примерно равен половине атомной массы и, следовательно, близок к порядковому номеру элемента. Поскольку испускание характеристического рентгеновского излучения является следствием электрических процессов в атоме, Мозли сделал вывод, что найденная в его опытах константа атома, определяющая длину волны характеристического рентгеновского излучения и совпадающая с порядковым номером элемента, может быть только зарядом атомного ядра (закон Мозли).

Измерение длин волн рентгеновского излучения выполняется с большой точностью, так что на основе закона Мозли принадлежность атома к химическому элементу устанавливается абсолютно надежно. Вместе с тем тот факт, что константа Z в (2.1) является зарядом ядра, хотя и обоснован косвенными экспериментами, в конечном счете зиждется на постулате — законе Мозли. Поэтому после открытия Мозли заряды ядер многократно измерялись в опытах по рассеянию α-частиц на основе закона Кулона (§ 1.2, п. 3). В 1920 г. Чедвик усовершенствовал методику измерения доли рассеянных α-частиц и получил заряды ядер атомов меди, серебра и платины (табл. 2.1). Данные Чедвика не оставляют сомнений в справедливости закона Мозли.

Помимо указанных элементов по рассеянию α-частиц были определены заряды ядер магния, алюминия, аргона и золота [1].

2. *Определения*. После открытия Мозли стало ясно, что основной характеристикой атома является заряд ядра, а не его атомная масса, как это предполагали химики XIX в., ибо заряд ядра определяет число атомных электронов, а значит, и химические свойства атома. Причина различия атомов химических элементов как раз и состоит в том,

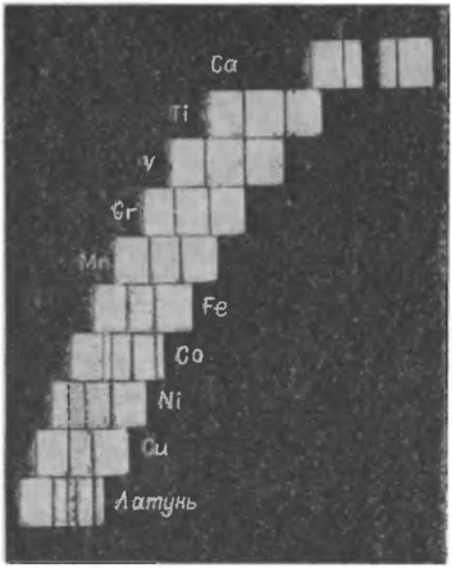


Рис. 2.1. Рентгеновские спектры атомов соседних элементов, полученные Мозли

Таблица 2.1. **Результаты опытов Чедвика**

Элемент	Порядковый номер Z	Заряд Z (эксперимент)
Cu	29	29,3
Ag	47	46,3
Pt	78	77,4

что их ядра имеют разное число протонов в своем составе. Напротив разное число нейтронов в ядрах атомов при одинаковом числе протонов никак не меняет химические свойства атомов. Атомы, различающиеся только числом нейтронов в ядрах, называются изотопами химического элемента.

Атом с определенным числом протонов и нейтронов в составе ядра называется *нуклидом*. Как было указано в § 1.3, п. 3, полное число нуклонов ядра есть массовое число A, а число нейтронов в ядре равно $A - Z$. Таким образом, состав ядра задается числами Z и A. Если каждое из них имеет определенное значение, например Z представлено химическим символом элемента, и указано массовое число, то речь идет о нуклиде, например ^{16}O, ^{23}Na, ^{56}Fe, ^{235}U и т. д. Каждый нуклид является изотопом соответствующего элемента. Однако об изотопе имеет смысл говорить, лишь имея в виду принадлежность к химическому элементу. Так, ^{235}U есть изотоп урана, но ^{235}U — делящийся нуклид, а не делящийся изотоп. Атомы, ядра которых содержат одинаковое число нейтронов, но разное число протонов, называются *изотонами*. Атомы с одинаковыми массовыми числами, но различным протон-нейтронным составом ядер, называются *изобарами*.

2.2. Размер ядра

О геометрическом размере атомного ядра прежде всего можно судить по наблюдению нарушения зависимости (1.5) при рассеянии тяжелых заряженных частиц с достаточно высокой энергией. Чем больше энергия и угол рассеяния частицы, тем меньше минимальное расстояние между частицей и ядром в акте кулоновского рассеяния. Радиусом

ядра следует считать расстояние, при достижении которого частицами закон рассеяния $1/\sin^4 \frac{\theta}{2}$ становится несправедлив. Это может означать как конечный размер электрических зарядов сталкивающихся тел (§ 1.2, п. 2), так и появление сил, отличных от кулоновых. Равновероятное рассеяние на любые углы при достижении частицами радиусов ядер свидетельствует о влиянии других, ядерных сил, область действия которых ограничена малыми расстояниями.

Существует ряд методов измерения радиусов ядер как прямых, связанных с изучением рассеяния частиц ядрами, так и косвенных [5]. Результаты измерений могут быть представлены следующей зависимостью радиуса R от массового числа A:

$$R = r_0 A^{1/3}, \tag{2.2}$$

где r_0 — константа. Зависимость (2.2) означает, что объем ядра пропорционален числу частиц A в его составе. В этом смысле ядро напоминает каплю жидкости, объем которой также пропорционален числу частиц в капле, а плотность не зависит от объема. Из такой аналогии следует сходство свойств ядерных сил, обеспечивающих существование ядер, со свойствами сил, ответственных за устойчивость жидких капель. Константа r_0 несколько меняется в зависимости от метода измерения, а ее усредненное значение $r_0 = 1{,}23 \cdot 10^{-15}$ м. Поэтому радиус ядра

$$R = 1{,}23 \cdot 10^{-15} A^{1/3} \text{ м}. \tag{2.3}$$

2.3. Моменты ядер

1. *Спин.* Поскольку нуклоны обладают собственным механическим моментом, или спином, равным $\hbar/2$ (см. табл. 1.2), то и ядра должны иметь механические моменты. Кроме того, нуклоны участвуют в ядре в орбитальном движении, которое также характеризуется определенным моментом количества движения каждого нуклона. Орбитальные моменты принимают только целочисленные значения $\hbar$. Все механические моменты нуклонов, как спины, так и орбитальные, суммируются алгебраически и составляют механический момент, или спин, ядра I.

Несмотря на то что число нуклонов в ядре может быть очень большим, спины ядер обычно невелики и составляют не более нескольких единиц $\hbar$. Это определяется особенностью взаимодействия одноименных нуклонов. Все парные протоны, а также все парные нейтроны взаимодействуют только так, что их спины взаимно компенсируются, т. е. пары протонов или нейтронов всегда взаимодействуют с антипараллельными спинами. Более того, суммарный орбитальный момент пары протонов или нейтронов также всегда равен нулю. В результате ядра, состоящие из четного числа протонов и четного числа нейтронов [четно-четные (чч)], не имеют механического момента, их спин $I = 0$. Отличные от нуля спины существуют только у ядер, имеющих в своем составе непарные протоны или нейтроны. Если имеется один непарный нуклон, то его спин суммируется с его же орбитальным моментом и

спин ядра четно-нечетного (чн) или нечетно-четного (нч) имеет какое-либо полуцелое значение: 1/2, 3/2, 5/2. Ядра нечетно-нечетного (нн) состава имеют целочисленные спины 1, 2, 3 и т. д.

2. *Магнитный момент.* Спины ядер определяются при наблюдении расщеплений линий атомных спектров под действием как собственных магнитных полей атомов (сверхтонкая структура атомных спектров), так и внешних магнитных полей, а также расщеплений атомных пучков при прохождении через неоднородные магнитные поля. Все эти измерения оказываются возможными благодаря наличию магнитных моментов, связанных со спинами ядер.

Магнитные моменты ядер измеряются в ядерных магнетонах (1.62) и у разных ядер равны от —2 до +5 ядерных магнетонов. Из-за относительно большой массы нуклонов магнитные моменты ядер очень малы по сравнению с магнитным моментами электронов. Поэтому наблюдение эффектов, обязанных магнитным моментам, и измерение магнитных моментов ядер значительно сложнее соответствующих определений для электрона. Магнитные моменты ядер измеряются, как и спины, при спектроскопических наблюдениях, однако наиболее точным методом является метод ядерного магнитного резонанса [5]. Магнитный момент четно-четных ядер, как и спин, равен нулю. Магнитные моменты ядер с непарными нуклонами образуются собственными магнитными моментами этих нуклонов (1.63) и (1.64), а также магнитным моментом, связанным с орбитальным движением непарного протона. Вместе с тем большинство наблюдаемых моментов может быть объяснено лишь с учетом вклада в магнитный момент ядра движения многих нуклонов, не входящих в заполненные нуклонные оболочки [5].

3. *Электрический квадрупольный момент.* Атомные ядра, спин которых $I \geqslant 1$, имеют отличные от нуля квадрупольные моменты, что говорит об их не точно сферической форме. Квадрупольный момент имеет знак плюс, если ядро вытянуто вдоль оси спина (веретенообразное тело), и знак минус, если ядро растянуто в плоскости, перпендикулярной оси спина (чечевицеобразное тело). Известны ядра с положительными и отрицательными квадрупольными моментами. Ядро, обладающее квадрупольным моментом, создает несферически симметричное электрическое поле, что приводит к образованию дополнительных энергетических уровней атомных электронов и появлению в спектрах атомов линий сверхтонкой структуры, расстояния между которыми зависят от квадрупольного момента.

2.4. Масса ядра и энергия связи

1. *Масса частиц в связанном состоянии.* Массу атомного ядра образуют массы нуклонов. Однако масса ядра меньше суммарной массы составляющих ядро нуклонов, поскольку нуклоны ядра находятся в связанном состоянии. Возникновение связанного состояния возможно только под действием сил притяжения, удерживающих частицы в ограниченном объеме. Работа сил притяжения вызывает переход системы частиц в состояние с меньшей энергией покоя, сопровождающийся передачей эквивалентного количества свободной энергии другим телам или ее излучением во внешнее пространство. В дальнейшем устойчивость связанного состояния обеспечивается относительным минимумом энергии системы или ее энергией связи, равной потерянной энергии. Обратный процесс разделения связанной системы на составные части возможен только при внешнем воздействии и получении извне такого количества энергии, которого недостает для того, чтобы произвести работу против сил притяжения, удерживающих частицы в связанном состоянии. Поэтому ядра, состоящие из нуклонов, атомы, состоящие из ядер и электронов, молекулы, состоящие из атомов, имеют меньшие энергии покоя, т. е. меньшие массы, чем суммарные массы составляющих их частиц в свободном состоянии. Отсюда также следует, что получение свободной энергии возможно только при образовании связанных состояний частиц в тех или иных процессах, например в ядерных или химических реакциях, за счет уменьшения массы частиц. Количество освобождаемой при этом энергии ΔE связано с убылью массы Δm соотношением (1.26)

$$\Delta E = \Delta m c^2. \qquad (2.4)$$

Хотя это соотношение универсальное, фактически на опыте оно было проверено только для масс атомных ядер. Измерение ΔE, т. е. освобождающейся энергии, обычно не вызывает трудностей. Зато измерение Δm возможно лишь тогда, когда Δm составляет заметную долю масс свободных частиц, а это зависит как от масс частиц, так и от масштаба сил, обеспечивающих связь частиц. Например, электрические силы на расстояниях между элементарными зарядами порядка 10^{-10} м, что характерно для молекул, относительно слабы, и соответствующие им энергии химической связи ΔE настолько малы, что никакими существующими методами невозможно обнаружить изменение масс молекул по сравнению с массами составляющих их атомов в свободном состоянии. Напротив, ядерные силы очень велики, а соответствующие им энергии связи в расчете на одну частицу по крайней мере в 10^6 раз превосходят энергии молекулярных связей. В этом случае убыль массы при образовании связанных состояний оказывается несколько меньше 1% массы частиц в свободном состоянии и может быть надежно зарегистрирована на опыте.

2. *Масса ядра и масса атома.* В ядерной физике обычно пользуются не массами ядер, а массами нейтральных атомов. Это объясняется невозможностью измерения масс ядер без связанных с ними электронов практически всех атомов, исключая самые легкие. Обычно ионизация атома сопровождается отделением одного или нескольких электронов. При ядерных реакциях также образуются низкоионизованные атомы, а не их ядра. Даже при делении тяжелых ядер, когда два вновь образовавшихся ядра с большой скоростью покидают объем исходного атома, они уносят более половины атомных электронов. После торможения в среде все продукты ядерных превращений становятся нейтральными атомами, каковыми были и исходные атомы. Кроме того, оказывается, что масса нейтрального атома в пределах точности существующих методов измерения масс просто равна сумме масс ядра и электронов, составляющих атом, хотя в принципе масса атома есть

$$M_a = M_N + Zm - \frac{1}{c^2}\sum_i q_i, \tag{2.5}$$

где M_N и m — массы ядра и электрона; Z — число атомных электронов, а $\sum_i q_i$ — энергия связи ядра и электронов, называемая энергией связи электронов. Значения q_i хорошо известны для всех электронов любого атома [10], и

$$\sum_i q_i \approx 13{,}6 Z^{12/5}\ \text{эВ}. \tag{2.6}$$

Однако величина $(1/c^2)\sum_i q_i$ пренебрежимо мала по сравнению с M_a и практически не влияет на массу атома. Таким образом, масса ядра равна разности между массой атома и массой атомных электронов. Число атомных электронов всегда известно, так как оно равно заряду ядра, и поэтому обращение с массами нейтральных атомов не вызывает никаких неудобств в ядерной физике.

3. *Массовая единица.* Массы атомов измеряются в относительных единицах или атомных массах. Единицей атомной массы m_u является 1/12 массы нуклида ^{12}C. Ее абсолютное значение

$$m_u = \frac{1}{N_A} = \frac{1\ \text{кг/кмоль}}{6{,}02205 \cdot 10^{26}\ 1/\text{кмоль}} = 1{,}660566 \cdot 10^{-27}\ \text{кг}. \tag{2.7}$$

Энергетический эквивалент единицы атомной массы в мегаэлектронвольтах в соответствии с (1.26) равен

$$m_u c^2 = 931{,}502 \text{ МэВ}. \qquad (2.8)$$

Принятие шкалы ^{12}C для атомных масс положило конец существованию химической и физической единиц атомной массы. Тем не менее химические атомные массы отличаются от физических, поскольку химические относятся к естественной смеси изотопов элемента, а физические — всегда атомные массы нуклидов. Химические атомные массы могут быть получены из атомных масс нуклидов с учетом распространенности изотопов элементов.

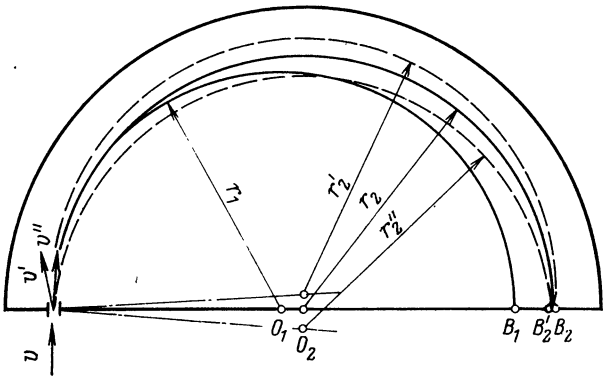


Рис. 2.2. Схема движения положительно заряженных частиц в магнитном поле. Вектор магнитной индукции перпендикулярен плоскости чертежа и направлен на наблюдателя

4. *Масс-спектрометрия.* Среди многих методов определения относительных масс атомов наиболее универсальным является масс-спектрометрический, поскольку позволяет сравнивать массы практически всех атомов прямо с массой эталона ^{12}C. Метод основан на разделении потоков заряженных частиц при прохождении через электрические и магнитные поля. Сравнение переноса ионов по каждой траектории позволяет определять процентное содержание частиц с разной массой в образце, в частности проводить изотопный анализ химических элементов.

На частицу с зарядом e, движущуюся со скоростью v в постоянном магнитном поле с индукцией **B**, действует сила

$$\mathbf{F}_1 = e\,[\mathbf{vB}]. \qquad (2.9)$$

Поскольку сила $\mathbf{F}_1$ всегда нормальна к вектору скорости **v**, то она не совершает работы, т. е. не изменяет энергию частицы, а лишь искривляет траекторию ее движения. Сила F_1 максимальна, если векторы **v** и **B** взаимно перпендикулярны. При этом частица движется по круговой траектории (рис. 2.2), радиус которой определяется из равенства F_1 центробежной силе Mv^2/r:

$$r = \frac{Mv}{eB}. \qquad (2.10)$$

Очевидно, что при разных импульсах частиц Mv радиусы их траекторий r_1 и r_2 различны и такие частицы будут разделены в пространстве. Наибольшее разделение достигается после поворота вектора импульса магнитным полем на 180° (точки B_1 и B_2 на рис. 2.2). Аналогичное пространственное разделение движущих-

ся частиц может быть достигнуто и с помощью электрического поля. На частицу с зарядом e в электрическом поле с напряженностью $\mathbf{E}$ действует сила $\mathbf{F}_2$, равная

$$\mathbf{F}_2 = e\mathbf{E}. \qquad (2.11)$$

Сила $\mathbf{F}_2$ перемещает заряд в направлении вектора $\mathbf{E}$, совершая при этом работу $e\Delta\varphi$, где $\Delta\varphi$ — разность потенциалов. Если частица движется в постоянном по направлению поле $\mathbf{E}$ со скоростью $\mathbf{v}$, перпендикулярной $\mathbf{E}$, то она смещается в направлении $\mathbf{E}$, причем смещение при малом его значении обратно пропорционально энергии частицы [3]. Последнее означает, что в поле $\mathbf{E}$ происходит пространственное разделение пучка частиц с разными энергиями. В цилиндрическом поле $\mathbf{E}$ (рис. 2.3) существует условие, при котором сила $\mathbf{F}_2$ всегда перпендикулярна скорости $\mathbf{v}$. Тогда частица движется по круговой траектории, определяемой равенством силы F_2 центробежной силе Mv^2/r:

$$r = \frac{Mv^2}{eE}. \qquad (2.12)$$

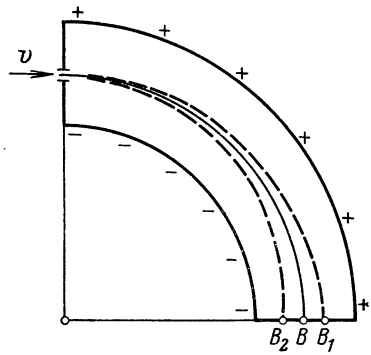


Рис. 2.3. Схема движения положительно заряженных частиц в цилиндрическом электрическом поле

Здесь также происходит пространственное разделение частиц с разной энергией, поскольку частицы с большей или меньшей, чем по условию (2.12), энергией движутся по другим траекториям и на рис. 2.3 приходят в точки B_1 и B_2 соответственно.

Следовательно, как в магнитном, так и в электрическом полях можно разделять частицы по массам и измерять массы, если направлять для анализа узкие пучки частиц со строго одинаковыми по значению и направлению скоростями. Однако получаемые в ионных источниках атомные и молекулярные ионы одинаковых скоростей не имеют, а направления их движения произвольны. Применение диафрагм с узкими щелями и электромагнитных фильтров скоростей позволяет сформировать нужный пучок ионов, но при этом подавляющая часть ионов теряется, что снижает чувствительность анализирующего прибора. Поэтому при анализе масс ионов применяются методы фокусировки расходящихся пучков — фокусировка направлений и пучков с разбросом скоростей ионов по абсолютным значениям — фокусировка скоростей. Например, в постоянном магнитном поле слаборасходящийся пучок ионов с одинаковыми по модулю скоростями v' и v'', т. е. с одинаковыми радиусами траекторий r' и r'', фокусируется после поворота на 180° с малым размытием изображения входной щели (B'_2B_2 вместо B_2 на рис. 2.2). Применение двойной фокусировки по направлениям и скоростям, а также электронных методов регистрации смещений пучков и переноса ионов повышает чувствительность прибора и точность измерений.

Как следует из (2.10) и (2.12), по измеренному радиусу траектории может быть определена абсолютная масса атома. Однако точность такого определения невелика. Напротив, относительные массы атомов A_r могут быть измерены с очень высокой точностью, особенно при сравнении масс ионов с очень близкими значениями или масс-спектроскопических дублетов. В таких измерениях удобно принять за эталон массы массу нуклида, способного образовать много дублетов. Это обстоятельство сыграло не последнюю роль при выборе ^{12}C в качестве такого эталона. Нуклид ^{12}C можно получать единожды, дважды, трижды и четырежды ионизованным, благодаря чему непосредственно с эталоном можно сравнивать массы легких нуклидов. Например, четырежды ионизованный ^{12}C ведет себя в масс-спектрометре как частица с единичным зарядом, но массой в 4 раза меньшей. Поэтому с массой эталона можно непосредственно сравнить массу нуклида ^3He и массу трехатомного молекулярного иона $^1H_3^+$, т. е. фактически массу нуклида ^1H. Кроме того, ^{12}C образует многоатомные молекулы с числом атомов 10 и более, что позволяет сравнивать непосредственно с эталоном массы самых тяжелых нук-

лидов, например массу ^{240}Pu, при измерении разности масс дублета $(^{12}C)_{10}$ — $1/2\,^{240}$Pu (^{240}Pu — дважды ионизованный). Наконец, нуклид ^{12}C образует молекулы гидридов и дейтеридов типа $^{12}C_m{}^1H_n$ или $^{12}C_m{}^2H_n$, массы ионов которых можно сравнивать с массами ионов всех нуклидов с массовыми числами от 1 до 210. Погрешность измерения масс при этом достигает 10^{-5}, а у самых легких атомов даже 10^{-7} измеряемой массы. Что же касается абсолютных масс, то их точность определяется точностью измерения числа Авогадро.

5. *Метод ядерных реакций.* Масс-спектроскопический метод допускает определение масс только заряженных частиц и поэтому неприменим для измерения массы такой важнейшей частицы, как нейтрон. Метод ядерных реакций основан на законе сохранения энергии (§ 3.5, п. 7) и указанного ограничения не имеет. Если из всех частиц, вступающих в реакцию и получающихся после реакции (или распада), не известна масса только одной, то она может быть найдена по массам остальных частиц и измеренной энергии реакции (3.49). Энергию реакции наиболее просто определить у пороговой эндоэнергетической реакции, так как в этом случае регистрируется только энергия бомбардирующей частицы, соответствующая порогу реакции $E_{\text{п}}$(1.44). В общем случае для получения энергии реакции необходимо измерять как кинетическую энергию бомбардирующей частицы, так и некинетические энергии продуктов реакции, а при самопроизвольном распаде покоящегося ядра — энергии продуктов превращения. Эти измерения требуют применения магнитных анализаторов и спектрометров, т. е. опять-таки относятся к заряженным частицам или фотонам, энергии которых определяются по энергии вторичных электронов. Масса нейтрона измерена в таких реакциях, где кинетическую энергию нейтрона можно достаточно точно оценить или ею вообще пренебречь, например в реакциях, возбуждаемых тепловыми нейтронами [5].

6. *Дефект массы. Энергия связи.* Массы нуклидов в шкале ^{12}C приведены в [11], где также даны энергии связи ядер и описаны приборы и методы измерения масс. Ниже воспроизведены атомные массы (в единицах m_u) структурных частиц атомов и нуклида ^{1}H:

Нейтрон	1,008665
Протон	1,007276
Электрон	0,00054858
Нуклид ^{1}H	1,007825
Эталон ^{12}C	12,000000

Очевидно, что масса ^{1}H равна сумме масс протона и электрона. Это определяется тем, что энергия связи протона и электрона в составе нуклида ^{1}H в единицах m_u менее $1{,}5\cdot10^{-8}$. Напротив, сумма масс тех частиц, которые входят в состав нуклида ^{12}C, явно больше массы ^{12}C. В самом деле, нуклид ^{12}C состоит из 6 нейтронов, 6 протонов и 6 электронов, и сумма масс этих частиц в свободном состоянии равна

$$6m_n + 6M\,(^1\text{H}) = 6\cdot1{,}008665 + 6\cdot1{,}007825 = 12{,}098940,$$

тогда как их суммарная масса в связанном состоянии, т. е. масса нуклида ^{12}C, равна 12,000000. Разница масс составляет для ^{12}C 0,098940 и называется *дефектом массы* атомного ядра. Если дефект массы ^{12}C выразить в энергетических единицах в соответствии с (2.8), то получит-

ся 92,1628 МэВ, или 7,68 МэВ на один нуклон. Энергия, эквивалентная дефекту массы, называется *энергией связи* сложной частицы.

Энергия связи атомного ядра есть та энергия, которая испускается во внешнее пространство с γ-квантами при образовании ядра из нуклонов. Напротив, разделение ядра на составляющие его нуклоны возможно только при получении извне количества энергии, не меньшего энергии связи. Большая энергия связи ядер обеспечивает их особую прочность и обязана мощным ядерным силам притяжения, действующим между нуклонами.

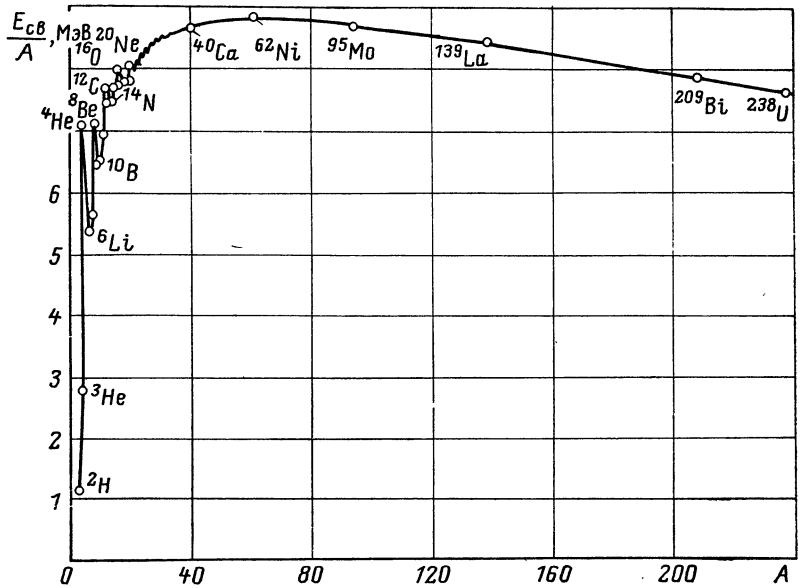


Рис. 2.4. Зависимость средней энергии связи нуклона в ядре от массового числа

7. *Особенности энергии связи.* Исходя из точных масс нуклидов, определены дефекты масс и энергии связи всех атомных ядер. Важнейшей особенностью энергии связи оказалась ее пропорциональность числу частиц ядра, т. е. примерное постоянство энергии связи, приходящейся на один нуклон (рис. 2.4). Правда, исключение составляют самые легкие ядра, средняя энергия связи которых сильно меняется в зависимости от состава ядра. Зато у остальных ядер она около 8 МэВ, имеет максимум в районе $A = 60$ (^{62}Ni, 8,8 МэВ) и снижается до 7,6 МэВ у ^{238}U.

Такой характер поведения удельной энергии связи указывает на свойство ядерных сил достигать насыщения, т. е. на возможность взаимодействия нуклона только с малым числом партнеров. Если бы ядерные силы не обладали свойством насыщения, то в пределах радиуса действия ядерных сил каждый нуклон взаимодействовал бы с каждым из остальных и энергия взаимодействия была бы пропорциональна

$A(A-1)$, т. е. A^2, а средняя энергия связи одного нуклона не была бы постоянной у разных ядер и возрастала бы с ростом A, что характерно, например, для энергии кулоновского отталкивания одноименных зарядов или энергии притяжения частиц тела, образованного гравитационными силами. В этом смысле ядерные силы оказываются похожими на электрические силы, удерживающие нейтральные частицы в капле жидкости, где из-за насыщения сил средняя энергия связи одной частицы также постоянна. Насыщение ядерных сил препятствует стягиванию ядер до очень малых размеров при накоплении частиц в ядре, и объемы ядер оказываются пропорциональными числу частиц (2.2).

На рис. 2.4 приведена зависимость от A *средней* энергии связи нуклона. Энергия же связи одного присоединяемого к ядру или отделяемого от него нуклона может меняться в больших пределах и зависит прежде всего от четности числа имеющихся в ядре протонов или нейтронов. Оказывается, что если ядро содержит четное число протонов и к нему добавляется еще один протон, то энергия связи нового нечетного протона значительно ниже половины энергии связи двух протонов. Напротив, энергия связи добавленного к ядру четного протона выше указанного значения. То же относится и к энергиям связи четного или нечетного в ядре нейтрона.

Это так называемый эффект парности: особенно прочно связаны в ядре пары протонов и пары нейтронов. Разница в энергии связи парного и непарного протона или нейтрона составляет 1—3 МэВ, а у некоторых легких ядер — значительно выше, и это при средней энергии связи двух нуклонов около 16 МэВ. Эффект парности существенно влияет на энергию связи ядра в целом. Наибольшие значения энергии связи у ядер, содержащих четное число и протонов, и нейтронов, или четно-четных (чч) ядер. Энергии связи несколько ниже, если состав ядра четно-нечетный (чн) или нечетно-четный (нч). И еще меньше энергия связи ядер, имеющих два непарных нуклона, т. е. нечетно-нечетный (нн) состав. Поэтому характер максимумов—минимумов кривой на рис. 2.4, столь очевидный для малых массовых чисел, фактически сохраняется на всем ее протяжении, хотя и не так ярко выражен в области средних и больших массовых чисел.

Следствием повышенной устойчивости ядер четно-четных нуклидов является их преимущественная распространенность в природе. Среди стабильных нуклидов почти две трети имеют (чч) состав:

чч	161
чн	54
нч	50
нн	4
Всего:	269

Стабильных (нн) нуклидов только четыре: ^{2}H, ^{6}Li, ^{10}B и ^{14}N. β-Распад превращает (нн) нуклиды в (чч), и поскольку последние более прочно связаны, то почти все (нн) нуклиды оказываются неустойчивыми по отношению к β-распаду. Четность числа нуклонов определяет и многообразие стабильных изотопов и изотонов. Все многоизотопные элементы имеют четные Z, напротив, элементы с нечетным Z имеют не

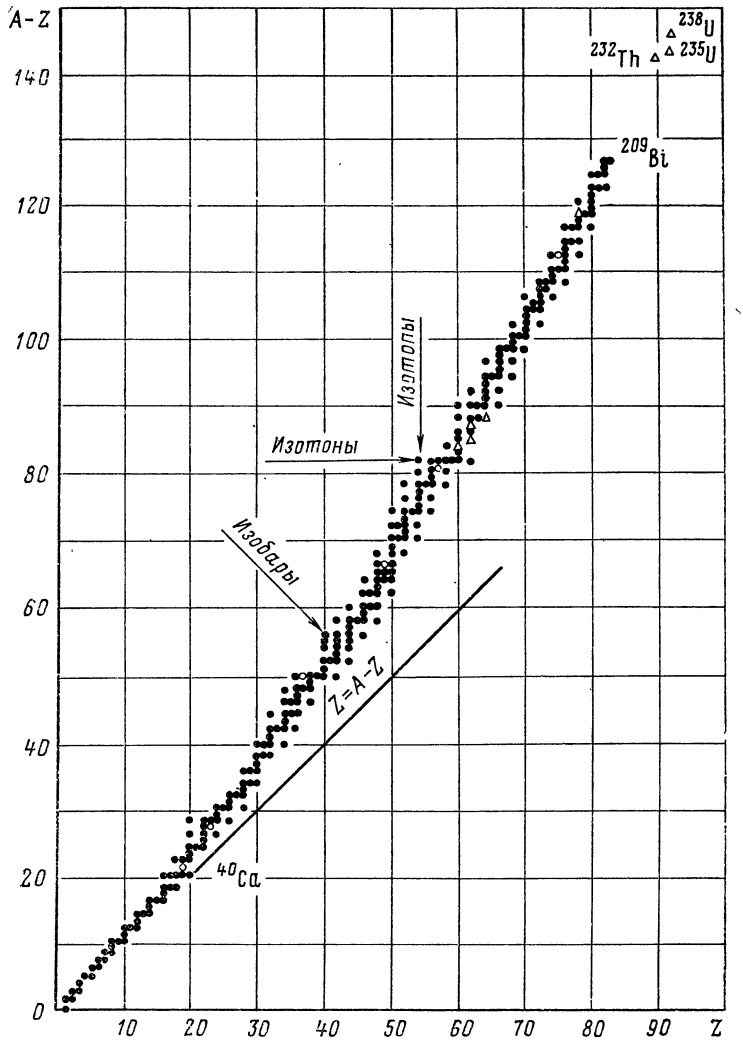


Рис. 2.5. Диаграмма протон-нейтронного состава стабильных и долгоживущих нуклидов:
● — стабильный; △, ○ — неустойчивый по отношению к α- и β-распаду

более двух изотопов, а элементы с $Z = 43$ и 61 вообще не имеют стабильных изотопов. То же относится и к изотонам с четными и нечетными $A - Z$ (рис. 2.5).

Таким образом, четность числа протонов или нейтронов создает некоторый запас устойчивости, который приводит к возможности существования нескольких стабильных нуклидов, различающихся соответственно по числу нейтронов для изотопов и по числу протонов для изотонов. Наконец, четность числа нейтронов в составе тяжелых

ядер определяет их способность делиться под воздействием нейтронов (§ 3.6, п. 2).

Наибольшее абсолютное значение энергии связи одного протона наблюдается у ядра ^{4}He (19,81 МэВ), наибольшая энергия связи последнего нейтрона — также у ядра ^{4}He (20,58 МэВ). Естественно, что эти значения относятся к четным протону и нейтрону. Наименьшие энергии связи одного протона и нейтрона среди стабильных нуклидов у дейтерия и ^{9}Be — это энергии связи нечетных нуклонов. Стабильные нуклиды с низкими энергиями связи, МэВ, последнего нейтрона приведены ниже:

Be	1,67	^{13}C	4,95
H	2,22	^{6}Li	5,66
^{7}O	4,14		

Если энергия связи присоединяемого к ядру протона или нейтрона отрицательна, то поглощение ядром нуклона невозможно и невозможно существование соответствующего нового ядра. Например, энергия связи присоединяющегося к ядру ^{4}He третьего протона равна —1,97 МэВ, а третьего нейтрона —0,96 МэВ, т. е. ядро ^{4}He не может поглощать ни протоны, ни нейтроны, а соответствующие ядра с числом нуклонов пять, т. е. ^{5}Li и ^{5}He, не существуют в природе. Вместе с тем третий протон или третий нейтрон приобретает положительную энергию связи, если нуклонов другого сорта также три, т. е. ядро ^{6}Li существует и устойчиво. Таким образом, протон-нейтронный состав ядер не произволен.

8. *Основное правило.* Изотопный анализ химических элементов позволил обнаружить все представленные в природе нуклиды (рис. 2.5). Оказалось, что из всевозмоных протон-нейтронных комбинаций к стабильным состояниям приводят очень немногие. Причем у легких ядер наблюдается примерное равенство протонов и нейтронов. Это прямо указывает, что ядерные силы образуют наиболее прочно связанные ядра в тех случаях, когда число протонов равно числу нейтронов. Следовательно, основное правило, определяющее устойчивость ядер, есть $Z = (A - Z)$, конечно, с малой поправкой на отмеченный эффект парности одноименных нуклонов. Последним ядром с равным числом протонов и нейтронов является ^{40}Ca. При $A > 40$ стабильные нуклиды имеют в составе ядер больше нейтронов, чем протонов, а у самых тяжелых ядер нейтронов в 1,5 раза больше, чем протонов. Отклонение состава устойчивых нуклидов от правила $Z = (A - Z)$ объясняется влиянием кулоновского отталкивания многих протонов, заключенных в малом объеме. Кулоновы силы даже на расстоянии радиуса действия ядерных сил малы по сравнению с ядерными, но они не проявляют в ядрах свойства насыщения. Поэтому энергия кулоновского отталкивания растет пропорционально Z^2 и при накоплении в ядре протонов вносит свой, все больший вклад в энергию связи, уменьшая ее значение. Разрушительное влияние кулоновых сил приводит к снижению удельной энергии связи ядер с массовыми числами $A > 60$ (рис. 2.4), а также к отклонению от правила $Z = (A - Z)$ (рис. 2.5).

Состав ядер стабильных нуклидов с массовыми числами $A > 40$ определяют две тенденции: наилучшее насыщение ядерных сил при $Z = (A - Z)$ и деструктивное влияние кулоновского отталкивания, быстро возрастающее с увеличением Z. Второй фактор в конце концов оказывается настолько существенным, что у ядер с очень большим числом нуклонов энергия связи двух протонов и двух нейтронов становится меньше, чем энергия связи этих четырех частиц в ядре ^{4}He. Таким ядрам энергетически выгодно освободиться от лишних нуклонов путем испускания ядра ^{4}He, т. е. α-частицы. В результате последним стабильным ядром оказывается ядро нуклида ^{209}Bi ($Z = 83$),

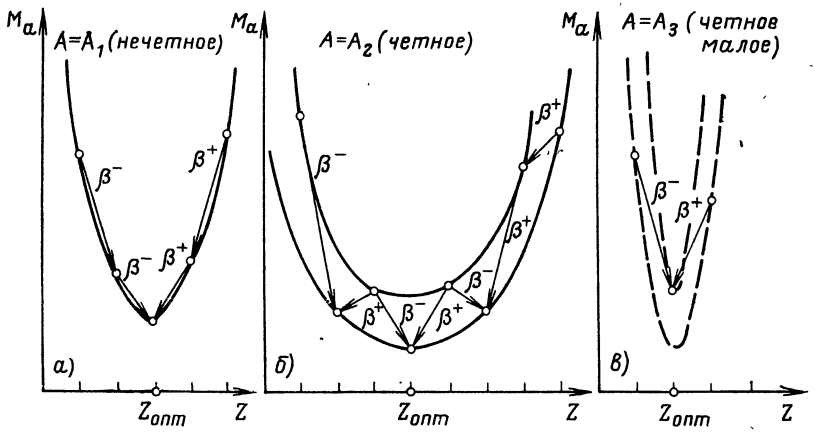


Рис. 2.6. Качественная зависимость массы изобаров от Z

а все более тяжелые — неустойчивыми по отношению к α-распаду. Существование же в природе 92 элементов обязано трем α-активным нуклидам: ^{232}Th, ^{235}U и ^{238}U, имеющим очень большие периоды полураспада, сравнимые с геологическим возрастом Земли ($5 \cdot 10^9$ лет). Природные нуклиды с Z между 83 и 92 существуют как промежуточные продукты распада указанных трех.

9. *Устойчивость изобаров.* Поскольку существует механизм β-распада, изменяющий протон-нейтронный состав ядер при сохранении A, следует ожидать, что при данном числе нуклонов A существует только один стабильный изобар как наиболее устойчивый, а все остальные — β-радиоактивны. Так оно и есть в случае нечетных A, соответствующих составам (чн) или (нч). На рис. 2.6, *а* представлена качественная зависимость массы ядер с нечетным A от числа протонов Z. Отклонение числа протонов и нейтронов (при постоянном A) от некоторого оптимального значения приводит к снижению энергии связи, т. е. к возрастанию массы ядра. Если существует механизм перехода в состояние с меньшей массой, то такой переход всегда происходит самопроизвольно с выделением свободной энергии. Ядро с избытком нейтронов претерпевает β^--распад (3.25), пока не приобретает в результате следующих друг за другом распадов оптимальный протон-нейтронный состав; ядро с избытком протонов испытывает β^+-распад (3.26) или (3.27).

Для четных массовых чисел A отмечается преимущественное существование пар изобаров, известны также несколько троек стабильных изобаров. При β-распаде ядер с четными A ядра (чч) превращаются в ядра (нн) и наоборот. Поскольку энергия связи (нн) ядер из-за двух непарных нуклонов существенно ниже энергии связи соседних (чч) ядер, то зависимость массы ядра с данным четным A от Z фактически описывается двумя функциями, смещенными по оси ординат на некоторый интервал (рис. 2.6, *б*). Поэтому возможно существование двух стабильных изобаров или даже трех, каждый из которых обязательно имеет (чч) состав ядра. Масса одного из двух или трех изобаров имеет наименьшее значение, однако из-за различия по Z на две единицы изобар с большей массой не может путем распада превратиться в изобар с наименьшей массой. Такое превращение могло бы произойти только при одновременном испускании ядром двух β-частиц (двойной β-распад). Однако если двойной β-распад и существует, то он настолько маловероятен, что на опыте его зарегистрировать не удается и оба члена пары изобаров следует считать стабильными.

Нечетно-нечетное ядро, расположенное по Z между двумя стабильными (чч) изобарами, может претерпевать как β^-- так и β^+-распад, превращаясь в каждом случае распада в изобар или с Z на единицу больше, или с Z на единицу меньше (см. рис. 2.6, *б*).

Среди (нн) нуклидов известны четыре стабильных. Все они легкие нуклиды с одинаковым числом протонов и нейтронов. При малом числе нуклонов в ядре энергия связи очень быстро меняется при изменении протон-нейтронного состава ядра (рис. 2.6, *в*), что и является причиной большей стабильности (нн) нуклидов в сравнении с (чч) нуклидами, состав которых грубо не удовлетворяет правилу $Z = (A - Z)$.

10. *Области β-распадов.* Если в результате ядерной реакции образовалось ядро с протон-нейтронным составом, не совпадающим с составом какого-либо стабильного ядра, то такое ядро неустойчиво и по истечении некоторого времени претерпевает β-распад. Ядра, имеющие избыток нейтронов по сравнению со стабильными ядрами, β^--радиоактивны, а имеющие избыток протонов — β^+-радиоактивны. Поэтому можно сказать, что слева от линии стабильных ядер на рис. 2.5 лежит область β^--радиоактивности, а справа — область β^+-радиоактивности.

Поскольку стабильные ядра средних массовых чисел имеют меньше нейтронов, чем тяжелые, то при делении последних образуются пересыщенные нейтронами ядра. Следовательно, продукты деления должны быть β^--радиоактивными. Избыток нейтронов оказывается настолько большим, что в среднем каждый атом-продукт деления испытывает по три последовательных β-распада.

11. *Получение свободной энергии.* Рассмотрение зависимости средней энергии связи на нуклон в функции массового числа (см. рис. 2.4) указывает на возможные пути получения свободной энергии при ядерных превращениях. Энергия должна освобождаться при делении тяжелых или синтезе легких ядер, так как в результате этих процессов образуются ядра с большей энергией связи на нуклон.

2.5. Ядерные силы

1. *Основные свойства.* Природа сил, удерживающих нуклоны в ядрах, до настоящего времени в полной мере не выяснена. Вместе с тем получено много данных о физических свойствах ядер, а также о взаимодействии свободных нуклонов при столкновениях в очень широком диапазоне кинетических энергий от 10^{-4} до 10^{11} эВ. Анализ наблюдаемых явлений позволяет сделать некоторые выводы о действующих между нуклонами силах, которые сводятся к следующему. Ядерные силы — это большие силы притяжения, действующие только на малых расстояниях. Они обладают свойствами насыщения, в связи с чем ядерным силам приписывается обменный характер (обменные силы), ядерные силы зависят от спина, не зависят от электрического заряда и не являются силами центральными.

2. *Кулоновский и ядерный потенциалы ядра.* О ядерных силах говорят как о больших силах в том смысле, что они по крайней мере в 100 раз превосходят кулоновы силы, если последние рассматривать на ядерных расстояниях $\sim 10^{-15}$ м, где они также очень велики. Близкодействие ядерных сил приводит к резкому разграничению областей, где проявляются или только дальнодействующие кулоновы силы, или только ядерные, так как последние подавляют кулоновы на малых расстояниях. Зависимость силы от пространственных координат описываются с помощью потенциала. При этом присутствие одного из взаимодействующих тел выражается через потенциал в функции расстояния от центра тела, а сила, действующая со стороны первого тела на другое в точке r, находится как производная потенциала по пространственным координатам в этой точке. Электрический потенциал φ заряда Ze есть

$$\varphi(r) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Ze}{r}, \tag{2.13}$$

где ε_0 — электрическая постоянная, а потенциальная энергия взаимодействия зарядов Ze и e равна

$$U(r) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} e\frac{Ze}{r}, \tag{2.14}$$

т. е. отличается от потенциала только константой, и поэтому пространственные зависимости $U(r)$ и $\varphi(r)$ совпадают. В связи с этим вместо потенциала обычно пользуются потенциальной энергией. Тогда в одних координатах можно представлять разные силы, в данном случае кулоновы и ядерные. Возрастающий при убыли координаты r потенциал описывает отталкивание, а убывающий — притяжение. При выборе нулевого значения на бесконечности потенциальная энергия соответственно положительна для отталкивания и отрицательна для притяжения. И взаимодействие протона с ядром может быть представлено, как на рис. 2.7. На расстоянии радиуса действия ядерных сил, т. е. на границе ядра R, кулоновское отталкивание сразу меняется на притяжение. Вероятно, в районе пространственной координаты R переход от отталкивания к притяжению происходит хотя и быстро, но не-

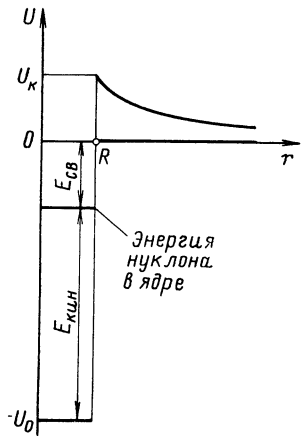


Рис. 2.7. Графическое представление ядерного и кулоновского потенциалов ядра

прерывно. Вместе с тем скачкообразное изменение энергии взаимодействия от $U_к$ до $-U_0$ близко к истине, и с определенной степенью приближения ядерный потенциал изображают в виде прямоугольной потенциальной ямы.

Высоту кулоновского барьера $U_к$ (см. рис. 2.7) можно подсчитать, поскольку радиус ядра имеет определенное значение. Величина $U_к$ (МэВ) равна значению потенциала (2.13) при $r = R$ из (2.3), умноженному на элементарный заряд e:

$$U_к = e\frac{1{,}602\cdot10^{-19}}{4\pi\cdot8{,}854\cdot10^{-12}\cdot1{,}23\cdot10^{-15}}\frac{Z}{A^{1/3}} =$$

$$= e\left(1{,}17\cdot10^{6}\frac{Z}{A^{1/3}}\right)\approx\frac{Z}{A^{1/3}}, \qquad (2.15)$$

т. е. $U_к$ примерно равно 1 МэВ у самого легкого ядра и достигает 15 МэВ у ядра урана. Кулоновский барьер α-частицы с зарядом $2e$ в 2 раза выше. Следует указать, что кулоновский барьер (2.15) относится к точечной частице с зарядом протона. При подсчете барьера для реальных ядер надо учитывать, что каждое из ядер имеет конечный радиус R. Так, кулоновский барьер ядер дейтерия ^2H и трития ^3H около 1/3 МэВ. Кулоновский потенциальный барьер препятствует сближению положительно заряженных частиц с атомными ядрами и затрудняет течение ядерных реакций. Если кинетическая энергия ниже барьера, то при столкновении ядер происходит либо кулоновское рассеяние, либо реакции за счет подбарьерного механизма (§ 3.5, п. 13).

Нейтроны не имеют электрического заряда, свободны от кулоновского взаимодействия и беспрепятственно сближаются с ядрами. Ядерный же потенциал нейтрона оказывается таким же, как у протона. Поэтому энергия взаимодействия нейтрона с ядром (рис. 2.7)

$$U = -U_0 \text{ при } 0 < r < R$$

и

$$U = 0 \quad \text{при } r > R.$$

Величина U_0 измерению не доступна и определяется как атрибут теории. По заданной потенциальной энергии вычисляется энергия связи. Но U_0 не известно, а энергия связи известна из опыта. Следовательно, U_0 нужно приписать такое значение, расчет с которым приведет к наблюдаемой энергии связи. Фактически такие расчеты выполнены для дейтона — простейшего ядра, состоящего из одного протона и одного нейтрона, и дали результат $U_0 = 35$ МэВ. Такое же значение U_0 обеспечивает согласие с опытом расчетов сечений рассеяния нейтронов ядрами. Наконец, по снижению порога рождения частиц при столкновении протонов, во-первых, со свободными, т. е. покоящимися, протонами и, во-вторых, с движущимися внутри ядер нуклонами была определена кинетическая энергия нуклонов внутри ядер. Она оказа-

лась примерно равной 25 МэВ, что при энергии связи 8 МэВ также дает потенциал около 35 МэВ (см. рис. 2.7).

Все нуклоны ядер имеют очень близкие по значению энергии связи, что прямо указывает на независимость ядерного потенциала от пространственных координат. Ведь если бы потенциал снижался и, значит, усиливалось притяжение при приближении к центру ядра, то там существовали бы состояния со много меньшей полной энергией, т. е. с большей энергией связи, чем у периферийных нуклонов. Это сразу отразилось бы на значении средней энергии связи нуклонов в ядрах разных размеров. Кроме того, при возбуждении ядерных реакций такие особо прочно связанные нуклоны были бы обнаружены, а после их выбивания из ядер наблюдалось бы испускание излучения с энергией много больше 8 МэВ.

3. *Модели ядер*. Экспериментальные данные указывают на постоянство потенциала внутри ядра. А такой потенциал и есть потенциал жидкой капли: производная по пространственной координате, т. е. сила, равна нулю внутри ядра и имеет большое значение на поверхности. Следовательно, внутри ядра-капли частицы должны вести себя как свободные.

Однако модельное описание не может быть всеобъемлющим. Каждая модель, как и капельная, призвана описать лишь некоторое особенности ядра и приводит к неверным представлениям за пределами применимости модели. Вместе с тем модельный подход неизбежен в отсутствие последовательной теории ядерных сил, и каждая выдвигаемая задача может быть решена лишь в рамках своей модели.

В ядре как квантово-механической системе все нуклоны взаимодействуют с определенными энергией и механическим моментом, и хаоса жидкой капли здесь быть не может. На это прежде всего указывают *магические числа* ядер

$$2,\ 8,\ 20,\ 50,\ 82,\ 126. \qquad (2.16)$$

Если число протонов или нейтронов ядра совпадает с одним из магических чисел, то ядро обладает свойствами системы с замкнутыми оболочками. Каждая оболочка представляет группу состояний с одинаковой или близкой энергией, и она замкнута, если все уровни оболочки заняты частицами. Замкнутые оболочки обладают совершенной структурой и поэтому особенно устойчивы. Соответствующие магические ядра также обладают особыми свойствами. Их энергия связи выше, чем даже у четно-четных ядер. Такие ядра очень неохотно поглощают соответственно протоны или нейтроны, а имеющийся сверх магического числа протон или нейтрон всегда имеет аномально низкую энергию связи. Ситуация напоминает идеальные электронные конфигурации инертных газов. Правда, ряд магических чисел ядер отличается от соответствующего атомного ряда. Как оказалось, несовпадение вызвано спин-орбитательным взаимодействием, порождающим в случае нуклонов большую разницу в энергии двух состояний, отличающихся ориентацией спина частицы относительно собственного орбитального момента, и несущественным для электронов. Учет этого взаимодействия позво-

лил получить ряд (2.16) расчетным путем, и это явилось подтверждением оболочечной структуры ядра.

Существование упорядоченного движения внутри ядра и размещение нуклонов по оболочкам не противоречат потенциалу на рис. 2.7. В обычной капле жидкости частицы действительно свободны и в столкновениях обмениваются энергией. В ядре же нуклоны находятся в наинизших энергетических состояниях, и поэтому столкновения с обменом энергией невозможны просто потому, что избыточной энергии нет. Ядро — это полностью вымороженная капля, в которой может быть только упорядоченное движение, присущее низшим энергетическим состояниям.

Оболочечная модель позволяет объяснить многие факты, относящиеся к ядрам в основном энергетическом состоянии. Так, α-распад тяжелых ядер заканчивается на ядрах Pb или Bi, поскольку это магические ядра, а одно из них — ^{208}Pb — дважды магическое ядро. Наибольшее число изотопов у элемента Sn, так как его $Z = 50$, а наибольшее число изотонов соответствует магическому числу нейтронов 82. Модель оболочек позволяет понять распространенность ядерных изомеров (§ 3.4, п. 3) и проводить некоторые расчеты для основных состояний ядер.

4. *Обменные силы.* Постоянство удельной энергии связи получает естественное объяснение при квантово-механическом подходе к взаимодействию частиц. Взаимодействие можно описать не посредством потенциала, а через обмен виртуальными частицами, которыми в случае нуклонов являются пи-мезоны. В этом случае каждый акт взаимодействия реализуется при испускании первым нуклоном пи-мезона и его поглощении вторым нуклоном. Вероятность такого обмена сразу с двумя партнерами маловероятна и никогда не реализуется со всеми частицами, находящимися в пределах радиуса действия сил. Отсюда и вытекает насыщение со всеми последствиями: постоянством удельной энергии связи, ростом объема пропорционально числу частиц, независимостью потенциала от координат. Поэтому говорят, что если силам присуще насыщение, то они имеют обменный характер. Обмен не означает какие-то новые силы, это особенность проявления сил — электрических или ядерных.

Обмен виртуальными частицами — не предполагаемый механизм, не способ абстрактного описания взаимодействия, а реально протекающий процесс. Его удалось наблюдать на опыте при столкновении нуклонов, поскольку нуклоны представлены в двух различных состояниях: протона и нейтрона. Когда были построены ускорители на энергии порядка 100 МэВ, что много больше энергии взаимодействия нуклонов (35 МэВ), появилась возможность по кинематике разлета столкнувшихся частиц отличить массу ускоренную от массы покоившейся мишени независимо от того, какую частицу представляет масса. Оказалось, что примерно половина высокоэнергетических нейтронов после столкновения с протонами обращалась в протоны, а протоны мишени — соответственно в нейтроны. Такое возможно только вследствие обмена нуклонов квантовыми состояниями, т. е. благодаря обменному взаимодействию.

5. *Зависимость от спина.* Притяжение нуклонов зависит от того, как ориентированы их спины. Если нуклоны одноименные, то наибольшее притяжение наблюдается в случае антипараллельной ориентации их спинов, когда их суммарный спин равен нулю. Как раз такой особенностью взаимодействия нуклонов объясняется эффект парности энергии связи. Напротив, у разноименных нуклонов притяжение эффективнее при параллельных спинах, на что, в частности, указывает основное состояние дейтона, спин которого равен единице.

Энергия связи дейтона настолько низка, что в пределах потенциальной ямы нет ни одного возбужденного уровня. Но, как показали расчеты, первый возбужденный уровень лежит чуть выше края потенциальной ямы, при энергии + 0,07 МэВ. Этот уровень соответствует антипараллельной ориентации спинов

протона и нейтрона и, поскольку его энергия положительна, реализоваться не может. Это так называемый виртуальный уровень. Однако при столкновении свободных нейтрона и протона с энергией, близкой к указанному значению, потенциальная возможность связанного состояния приводит к возрастанию сечения взаимодействия, конечно, только для случая нулевого суммарного спина. В силу (1.21) из каждых четырех столкновений нейтрона и протона только одно соответствует рассматриваемому случаю. Тем не менее его сечение столь велико, что усредненное по всем столкновениям сечение рассеяния нейтронов протонами все равно оказывается аномально большим (20 б) в широком диапазоне энергий нейтронов. Это рассеяние на виртуальном уровне дейтона приводит к существенному увеличению замедляющей способности водородсодержащих веществ по отношению к нейтронам с энергией меньше 1 МэВ (§ 5.1, п.5),

Ядерные силы зависят и от спина, лучшей иллюстрацией чего является рассеяние низкоэнергетических нейтронов молекулярным водородом. Сечение рассеяния нейтронов молекулой ортоводорода (§ 1.4, п. 11), ядерный спин которой равен единице, оказалось в 30 раз больше сечения рассеяния молекулой параводорода, спин которой нуль. Чтобы нейтроны взаимодействовали сразу с двумя ядрами молекулы, их дебройлевская длина волны (1.13) должна быть больше расстояния между протонами в молекуле водорода. А для этого энергия нейтрона не должна превышать $2 \cdot 10^{-4}$ эВ.

6. *Независимость от заряда.* Тщательное изучение взаимодействия нуклонов, как в свободных состояниях при столкновениях, так и в связанных, т. е. в составе ядер, показало, что через посредство ядерных сил взаимодействие пар нуклонов (*pp*), (*pn*), (*nn*) абсолютно одинаково. Следовательно, ядерные силы не зависят от электрического заряда.

7. *Тензорные силы.* Электрические квадрупольные моменты ядер (§ 2.3,п.3) указывают на то, что ядерные силы не обязательно сферически симметричны. Сила зависит от ориентации радиуса-вектора нуклона относительно вектора спина ядра. Потенциал на рис. 2.7 — центральный, и, следовательно, эта особенность ядерных сил там не учтена, как не учтена и зависимость сил от спина. Несферический потенциал представляется тензором, в связи с чем ядерные силы также называют тензорными.

2.6. Возбужденные состояния ядер

1. *Возбуждение и распад.* Ядро атома обычно находится в основном энергетическом состоянии. Это означает, что все нуклоны ядра занимают уровни с наименьшей энергией. Вместе с тем число возможных квантовых состояний нуклонов как угодно велико. Однако переход в состояние с большей энергией возможен только при внешнем воздействии и передаче ядру необходимой энергии, например при столкновении с ядром какой-либо частицы или при поглощении ядром γ-кванта. Ядро, имеющее избыток энергии, называется *возбужденным*. Время возбуждения обычно мало, и по истечении 10^{-14} с или менее с момента поглощения энергии ядро самопроизвольно переходит каким-либо путем в основное состояние (распадается).

Если энергия возбуждения ядра настолько высока, что превосходит энергию связи нуклона в ядре, то переход в основное состояние происходит главным образом путем испускания нуклона, который может унести всю энергию возбуждения, затрачивая часть ее, равную энергии связи (около 8 МэВ), на работу против ядерных сил притяжения. Этим нуклоном чаще всего оказывается нейтрон, ибо нейтроны не имеют кулоновского потенциального барьера (см. рис. 2.7), который препятствует как проникновению протонов в ядро, так и их вылету из

ядра. При этом переход в основное состояние, вообще говоря, совершает уже другое ядро с числом нуклонов, на единицу меньшим.

Если энергия возбуждения ядра меньше энергии связи нуклона, то переход в основное состояние происходит путем испускания γ-кванта или, как это часто бывает, в результате последовательного испускания нескольких γ-квантов, которые уносят всю энергию возбуждения. γ-Квант участвует только в электромагнитных взаимодействиях (§ 1.7, п. 8), поэтому испускание γ-кванта сопровождается электри-

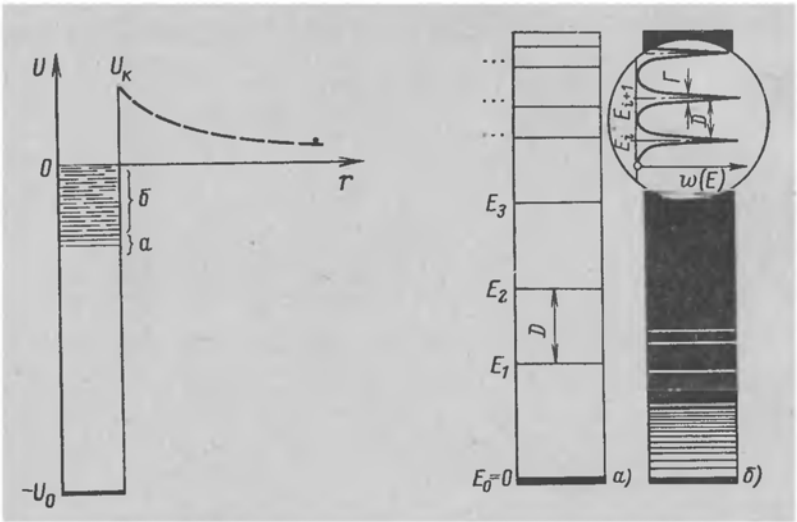


Рис. 2.8. Схема энергетических уровней нуклонов ядра:
а — занятые уровни; *б* — незанятые

Рис. 2.9. Схема ядерных уровней легкого (*а*) и тяжелого (*б*) ядер

ческим или магнитным переходом в атомном ядре. Поскольку электрические силы много слабее ядерных и процессы под их воздействием протекают медленнее, чем под действием ядерных сил, то при возможности передать энергию возбуждения нуклону обычно ядро испускает нуклон, а не γ-квант, хотя и в этом случае испускание γ-квантов не только возможно, но при определенных обстоятельствах даже преобладает над испусканием нуклонов.

2. *Энергетический спектр ядра.* На рис. 2.8 схематически представлено расположение дискретных энергетических уровней нуклонов в ядре, часть которых с наименьшими значениями энергии, занята нуклонами в основном состоянии ядра. При внешнем возбуждении один или многие нуклоны ядра могут занять более высокие уровни. Поскольку нуклонные уровни разделены конечными интервалами энергии, ядру не может быть передано какое угодно количество энергии, а лишь строго определенные порции, точно соответствующие энергиям переходов нуклонов из низших состояний в высшие. Эти порции энергии, относящиеся к ядру в целом, составляют систему возбужденных уровней ядра, или энергетический спектр ядра (рис. 2.9).

Наименьшее количество энергии, которое может поглотить ядро, соответствует его первому возбужденному уровню. Первый возбужденный уровень связан либо с переходом одного нуклона в ближайшее незанятое состояние, что характерно для легких и сферических ядер, либо с возбуждением колебаний с наинизшей частотой группы нуклонов в незаполненной оболочке, что наблюдается иногда у несферических средних и тяжелых ядер. Если энергия возбуждения много больше энергии первого возбужденного уровня, то возбуждаются многие нуклоны и могут разрушаться внешние замкнутые оболочки, нуклонам которых также передается избыточная энергия. Полная энергия возбуждения при этом распределяется между многими нуклонами и может быть в несколько раз больше энергии связи одного нуклона. Непрерывный обмен энергией между нуклонами не позволяет ядру быстро освободиться от избыточной энергии, и возбужденное ядро живет достаточно долго (до 10^{-14} с) по сравнению со временем, характерным для ядерного взаимодействия (10^{-23} с). Только очень слабо связанные ядра самых легких нуклидов ^{2}H, ^{3}H, ^{3}He не имеют возбужденных уровней. В пределах потенциальных ям этих ядер нет ни одного незанятого нуклонного уровня и минимальная энергия, которая может быть передана ядру, есть энергия связи одного нуклона, т. е. энергия разрушения ядра. Энергетические спектры остальных ядер тем сложнее, чем тяжелее ядро.

3. *Особенности ядерных спектров.* Поскольку не существует законченной теории ядерных сил, то предсказание ядерных спектров невозможно. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что какого-либо порядка в расположении уровней энергии ядер нет, а также практически отсутствуют спектры с близкой структурой, что характерно для спектров атомов. В связи с этим не удается получить эмпирические соотношения, объединяющие ядерные уровни в какие-либо группы. Сильное взаимодействие нуклонов и отсутствие центрального тела в ядре определяют сложный характер спектров. Добавление каждого нового нуклона к ядру приводит к другому среднему ядерному потенциалу, а следовательно, и к другому энергетическому спектру ядра. Вместе с тем опыт указывает на некоторую общую закономерность ядерных спектров. Ее можно характеризовать усредненным по некоторому интервалу энергии расстоянием между уровнями. Именно среднее расстояние D между уровнями тем меньше и тем чаще расположены уровни ядра по шкале энергий, чем выше энергия возбуждения и чем больше нуклонов в составе ядра.

Наибольшее число опытных данных относится либо к самым низким возбужденным уровням ядер, либо к уровням, расположенным несколько выше энергии возбуждения, равной энергии связи нейтрона. Низшие уровни наблюдаются при испускании γ-квантов ядрами, получившими возбуждение при радиоактивном распаде или в столкновениях с частицами, а уровни вблизи энергии связи нейтрона — при поглощении и рассеянии ядрами нейтронов. На одномерных диаграммах рис. 2.9, где по оси ординат отложена энергия возбуждения, схематически представлены спектры легкого и тяжелого ядер. Основное состояние ядра E_0 соответствует нулевой энергии возбуждения, а каждый

энергетической уровень ядра отмечен соответствующей чертой. Первый возбужденный уровень E_1 легких ядер ($A \lesssim 50$) расположен при энергии ~ 1 МэВ, тогда как E_1 тяжелых ядер ($A \gtrsim 100$) составляет $\sim 0{,}1$ МэВ или несколько меньше. Расстояния между первыми уровнями имеют порядок самого первого уровня, ибо значение первого уровня и есть его расстояние от основного состояния E_0. При возрастании энергии возбуждения среднее расстояние между уровнями снижается. Однако у легких ядер даже при энергии, равной энергии связи нейтрона (8 МэВ), расстояния между уровнями остаются все еще большими (10^4—10^5 эВ). Тяжелые же ядра при такой энергии возбуждения имеют расстояние между уровнями около 1—10 эВ.

При дальнейшем возрастании энергии возбуждения уровни еще больше сближаются, что в конечном счете приводит к исчезновению дискретной структуры ядерных уровней энергии и спектр ядра становится сплошным. Это наблюдается при энергиях возбуждения примерно 10—20 МэВ у ядер с разными массовыми числами. Слиянию дискретных уровней способствует также то обстоятельство, что ядерные уровни не являются строго определенными по значению энергии, а имеют некоторую ширину Г. Когда ширины уровней становятся сравнимыми с расстояниями между ними, ядерный энергетический спектр перестает быть дискретным и ядро может поглотить произвольное количество энергии.

4. *Ширина уровней.* На рис. 2.9, *б* к оси энергий возбуждения добавлена ось абсцисс, на которой отложена вероятность $w(E)$ образования возбужденного состояния ядра в функции энергии. Эта вероятность имеет максимум и быстро снижается при отклонении энергии от наиболее вероятного значения. Ширина уровня Г есть расстояние по шкале энергий между теми значениями, для которых вероятность образования возбужденного состояния равна половине максимальной. Существование ширины дискретных энергетических уровней вытекает из корпускулярно-волновой природы микрочастиц (§ 1.4, п. 8). Ширины энергетических уровней наблюдаются на опыте как ширины резонансов в зависимостях сечений взаимодействия частиц от энергии (§ 4.6, п. 3). Ширина зависит от индивидуальных свойств уровня, однако возрастает при увеличении энергии возбуждения. При поглощении ядрами медленных нейтронов наблюдаются уровни шириной $\sim 0{,}1$ эВ, что много меньше расстояний между ними даже в диапазоне энергии возбуждения порядка энергии связи нейтрона (п. 3).

5. *Спины возбужденных уровней.* Возбужденные состояния ядер возникают при переходах нуклонов на незанятые уровни, каждому из которых присущи свои механические моменты. Механические моменты возбужденных нуклонов суммируются и составляют спин возбужденного уровня ядра J. Поскольку механические моменты относительного движения выражаются только целыми единицами $\hbar$, то спины возбужденных уровней полуцелые у ядер (чн) и (нч) нуклонного состава и целочисленные у ядер (чч) и (нн) (§ 2.3, п. 1). У ядер (чч) спин обязательно равен нулю только в основном энергетическом состоянии.

Глава 3

ЯДЕРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ

3.1. Радиоактивность

1. *Определение.* Явление радиоактивности представляет собой самопроизвольное испускание веществом излучения, имеющего ядерное происхождение. Такое излучение появляется при α- или β-превращениях атомных ядер, следовательно, и атомов, а также при других ядерных распадах — переходах возбужденных ядер в основные энергетические состояния, при спонтанном делении. Все самопроизвольные превращения частиц вещества имеют общую закономерность: характер поведения во времени больших количеств неустойчивых или возбужденных частиц, а следовательно, и их продуктов распада одинаков для любого типа распада, так как все распады протекают по вероятностным законам. Константы соответствующих временных распределений также имеют один и тот же физический смысл независимо от природы распада.

2. *Закон распада.* Основное предположение, из которого вытекает согласующееся с опытом поведение во времени числа неустойчивых атомов, состоит в том, что распад любого из собрания одинаковых атомов равновероятен. Такое предположение естественно, поскольку различие вероятностей распада означало бы различие атомов в противоречии с исходным предположением. Следовательно, в соответствии с теоремой Бернулли [см. комментарий к (1.49)] доля распадов N атомов есть вероятность распада каждого атома. Так как распад происходит во времени, то и долю, и вероятность относят к единице времени

$$-\frac{1}{N}\frac{dN}{dt}=\lambda,$$

где λ — постоянная распада, имеющая смысл вероятности распада в единицу времени, а знак минус поставлен потому, что функция $N(t)$ всегда убывающая. В другой записи

$$-\frac{dN}{dt}=\lambda N, \tag{3.1}$$

т. е. число распадов пропорционально числу имеющихся атомов (закон распада). Поскольку λ нормирована на время, то эта величина не обязательно меньше единицы, что имеет место для собственно вероятностей.

Интегрирование соотношения (3.1) приводит к выражению

$$N(t)=N_0\exp(-\lambda t), \tag{3.2}$$

где N_0 — число радиоактивных ядер или, что то же самое, атомов в некоторый произвольный момент времени, принятый за начало отсчета, т. е. в момент $t=0$.

Таким образом, число еще не распавшихся радиоактивных атомов уменьшается со временем по экспоненциальному закону (рис. 3.1).

Поскольку число распадов всегда пропорционально числу имеющихся радиоактивных атомов, то и эта величина должна меняться со временем по тому же экспоненциальному закону. Обозначив скорость распада, т. е. число распадов в единицу времени, $\mathcal{J}(t)$ и учтя, что $\mathcal{J}(t) = -dN/dt$, получим

$$\mathcal{J}(t) = \lambda N(t) \tag{3.3}$$

или после подстановки (3.2) в (3.3)

$$\mathcal{J}(t) = \lambda N_0 \exp(-\lambda t) = \mathcal{J}_0 \exp(-\lambda t), \tag{3.4}$$

где в соответствии с (3.3) $\mathcal{J}_0$ — скорость распада в начальный момент времени $t = 0$. Сравнение (3.4) и (3.2) показывает, что зависимость от времени скорости распада и числа радиоактивных атомов одна и та же, что и отмечено на рис. 3.1. Постоянная распада λ является единственным параметром временных распределений (3.2) и (3.4).

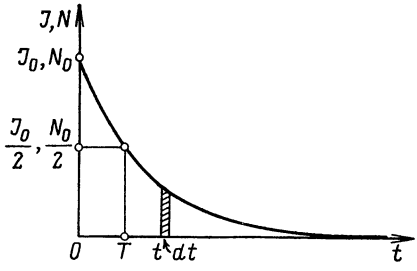


Рис. 3.1. Кривая радиоактивного распада

3. *Характеристики распада.* Среднее время жизни радиоактивного атома может быть просто подсчитано исходя из распределения по времени (3.2). В соответствии с определением среднего сумма времен существования всех распавшихся атомов, деленная на число атомов, подвергшихся распаду, и есть среднее время жизни. Данное время t прожили только те атомы, которые в момент времени t в пределах интервала dt (см. рис. 3.1) претерпели распад. Число этих атомов равно $(-dN/dt)\,dt$, их суммарное время $t(-dN/dt)\,dt$, а среднее время жизни

$$\tau = \frac{1}{N_0}\int_0^\infty t\left(-\frac{dN}{dt}\right)dt = \lambda\int_0^\infty t\exp(-\lambda t)\,dt = \frac{1}{\lambda}. \tag{3.5}$$

Легко видеть, что среднее время жизни есть время, в течение которого число радиоактивных атомов, а также скорость их распада уменьшаются в «е» раз. И тот же смысл имеет среднее время жизни во всех других процессах распада.

На практике использование среднего времени жизни неудобно вследствие нецелочисленности отношения скоростей распада, разделенных временем τ. Поэтому употребляется другая временная характеристика — *период полураспада* T. По определению период полураспада — это время, в течение которого число радиоактивных атомов или скорость распада уменьшаются в 2 раза (см. рис. 3.1). Связь T с константой распада λ получается из соотношения

$$\frac{\mathcal{J}(T)}{\mathcal{J}_0} = \exp(-\lambda T) = \frac{1}{2}, \tag{3.6}$$

откуда

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \tau \ln 2 = 0{,}693\tau. \qquad (3.7)$$

Каждая из констант λ, τ или T может характеризовать радиоактивное вещество. Экспериментальное определение любой из них является определением параметра временных распределений (3.2) или (3.4). Если время жизни радиоактивного вещества очень велико, то изменения числа распадов со временем обнаружить невозможно. Зато медленно распадающееся вещество может быть получено в большом количестве, и, измеряя N и $(-dN/dt)$, т.е. число радиоактивных атомов (по массе образца) и скорость распада (по числу испускаемых частиц — продуктов распада), можно определить λ [см. (3.1)]. Если же радиоактивное вещество короткоживущее, так что сам факт его образования может быть обнаружен только по возникновению радиоактивности, то в этом случае легче всего измерить период полураспада T по снижению во времени радиоактивного излучения (см. рис. 3.1). Соотношение (3.7) позволяет получить любую из констант, если одна из них определена на опыте.

4. *Статистический характер распада.* Средняя скорость распада меняется со временем в соответствии с (3.4). Вместе с тем измеренные на опыте числа распадов никогда не следуют точно этой зависимости. Распад в единицу времени какого-то количества атомов — явление случайное, поэтому числа распадов подвержены статистическим флуктуациям. Однако случайные отклонения чисел распадов относительно их среднего значения находятся в рамках, определяемых законами теории вероятностей [12], и относительные величины этих отклонений тем меньше, чем больше абсолютное значение скорости распада. С точностью до поправки на статистический разброс значений скорости распада результаты опыта строго согласуются с расчетами по (3.4).

5. *Накопление радиоактивности.* Если радиоактивные атомы появляются в результате ядерной реакции, то их число в любой момент времени можно найти при условии, что известна скорость их образования. При известном сечении реакции σ и потоке частиц Φ число радиоактивных атомов, возникающих в единице объема вещества в единицу времени,

$$Q = \Phi\sigma N', \qquad (3.8)$$

где N' — концентрация ядер-мишеней (1.2). С учетом рождения и распада радиоактивных атомов их баланс в единицу времени в единице объема вещества в любой момент времени представляется соотношением

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N + Q, \qquad (3.9)$$

где N — число радиоактивных атомов в единице объема. Член со знаком минус описывает число распадов в единицу времени, а со знаком плюс — число рождений в единицу времени.

Решением уравнения (3.9) является следующее выражение:

$$N(t) = \frac{Q}{\lambda}(1 - \exp(-\lambda t)) = N_{\text{н}}(1 - \exp(-\lambda t)), \qquad (3.10)$$

где $N_н$ — предельно возможное число радиоактивных атомов при данных Q и λ. Скорость распада образовавшихся атомов или активность единицы объема вещества в соответствии с (3.3) равна

$$\mathcal{J}(t) = Q\,(1 - \exp(-\lambda t)) = \mathcal{J}_н\,(1 - \exp(-\lambda t)), \qquad (3.11)$$

где $\mathcal{J}_н$ — максимально достижимая активность или активность насыщения, как раз равная скорости образования радиоактивных атомов Q. Насыщение при активации в том и состоит, что число образующихся атомов равно числу распадающихся (динамическое равновесие). При этом $dN/dt = 0$ [см. (3.9)] и число радиоактивных атомов, так же как и скорость их распада, не меняется во времени. Зависимость (3.10) [или (3.11)] приведена на рис. 3.2, где показана кривая активации в течение времени t_1, по истечении которого активация прерывается и происходит только распад радиоактивного вещества в соответствии с (3.4).

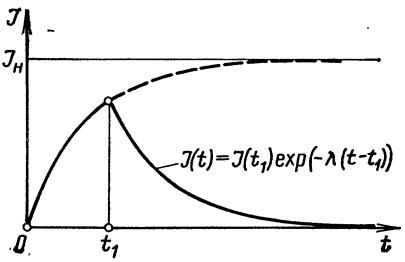


Рис. 3.2. Кривая накопления и распада радиоактивного вещества

Предельное количество радиоактивных атомов $N_н$ в образце тем больше, чем интенсивнее источник их образования Q. При одном и том же Q предельное количество больше в том случае, когда больше период полураспада или меньше λ. Правда, предельная активность образца $\mathcal{J}_н$ не зависит от λ и равна скорости образования радиоактивных атомов Q. Достижение же активности насыщения требует большего времени при меньшем λ. Но зато наведенная активность веществ с меньшим λ соответственно дольше сохраняется за счет большого числа накопившихся радиоактивных атомов.

6. *Цепочка превращений.* В результате распада радиоактивного атома может образоваться как стабильный, так и радиоактивный атом. В последнем случае возникают цепочки распадов. Баланс радиоактивных атомов при этом определяется следующими уравнениями:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= -\lambda_1 N_1; \\ \frac{dN_2}{dt} &= -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1; \\ \frac{dN_3}{dt} &= -\lambda_3 N_3 + \lambda_2 N_2. \\ &\cdots\cdots\cdots\cdots \end{aligned}\right\} \qquad (3.12)$$

где индекс 1 относится к первичному, материнскому радиоактивному веществу, а индексы 2, 3 ... — к дочерним. Первое уравнение в системе (3.12) — просто уравнение (3.1). Баланс атомов каждого дочернего вещества определяется скоростью собственного распада, пропорциональной числу имеющихся атомов дочернего вещества, и скоростью рождения, равной числу распадов предшественника в единицу времени. Решение каждого уравнения (3.12) зависит только от вида решения

предшествующего. Решением первого является (3.2). Общее решение второго, получающееся после подстановки функции N_1 в явном виде (3.2), таково:

$$N_2(t)=N_{20}\exp(-\lambda_2 t)+N_{10}\frac{\lambda_1}{\lambda_2-\lambda_1}[\exp(-\lambda_1 t)-\exp(-\lambda_2 t)], \quad (3.13)$$

где N_{10} и N_{20} — числа атомов первого и второго радиоактивных веществ в начальный момент времени $t=0$. Первое слагаемое в (3.13) представляет собой изменение во времени числа атомов второго вещества, уже существовавших до момента $t=0$ и в момент $t=0$ равных N_{20}. Второе слагаемое — это число атомов второго вещества, появившихся вследствие распада первого, начиная с момента $t=0$. Оно определяется числом атомов первого в момент $t=0$ и константами распада обоих веществ. Полное число атомов второго вещества $N_2(t)$ есть сумма двух членов, что характерно для функций, описывающих поведение радиоактивных атомов во времени. Все обсуждавшиеся выше уравнения радиоактивного

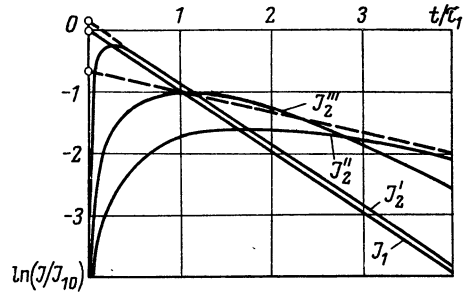


Рис. 3.3. Кривые накопления и распада дочерних радиоактивных атомов ($\tau_2'=0{,}1\tau_1$; $\tau_2''=3\tau_1$; $\tau_2'''=\tau_1$)

распада линейны, и поэтому их любые частные решения аддитивны. Распад во времени порции радиоактивных атомов происходит в соответствии с законом (3.2) независимо от того, появятся в дальнейшем новые количества радиоактивных атомов или нет. Полное же число радиоактивных атомов всегда есть сумма количеств, сохранившихся к данному моменту времени от всех предшествующих источников радиоактивности.

Простейший случай распада цепочки состоит в отсутствии в начальный момент времени дочерних атомов и наличии N_{10} атомов материнского вещества. При этом решение каждого уравнения (3.12) будет содержать только второй член из (3.13), который для k-го уравнения имеет вид

$$N_k(t)=N_{10}[C_1\exp(-\lambda_1 t)+C_2\exp(-\lambda_2 t)+\ldots+C_k\exp(-\lambda_k t)]. \quad (3.14)$$

где

$$\left.\begin{aligned} C_1&=\frac{\lambda_1\lambda_2\ldots\lambda_{k-1}}{(\lambda_2-\lambda_1)(\lambda_3-\lambda_1)\ldots(\lambda_k-\lambda_1)};\\ C_2&=\frac{\lambda_1\lambda_2\ldots\lambda_{k-1}}{(\lambda_1-\lambda_2)(\lambda_3-\lambda_2)\ldots(\lambda_k-\lambda_2)};\\ &\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\\ C_k&=\frac{\lambda_1\lambda_2\ldots\lambda_{k-1}}{(\lambda_1-\lambda_k)(\lambda_2-\lambda_k)\ldots(\lambda_{k-1}-\lambda_k)}. \end{aligned}\right\} \quad (3.15)$$

Этот случай для скорости распада материнского $\mathcal{J}_1$ и первого дочернего вещества ($\mathcal{J}_2'$, $\mathcal{J}_2''$, $\mathcal{J}_2'''$) показан на рис. 3.3 в полулогарифмическом масштабе: ось абсцисс — обычный масштаб, ось ординат — логарифмический. В таких координатах скорость распада (3.4) представляется линейной зависимостью

$$\ln\mathcal{J}(t)=\ln\mathcal{J}_0-\lambda t. \quad (3.16)$$

График временной зависимости логарифма скорости распада материнского вещества в относительных единицах $\mathcal{J}_1(t)/\mathcal{J}_{10}$ проходит через начало координат. Через каждый интервал времени $\Delta t=\tau_1$ логарифм уменьшается на единицу, так как за время τ_1 $\mathcal{J}_1$ уменьшается в «е» раз. Поведение скорости распада дочернего вещества $\mathcal{J}_2(t)/\mathcal{J}_{10}$ зависит от соотношения между τ_1 и τ_2. После достижения максимума в момент равенства скоростей распада обоих веществ $\mathcal{J}_2(t)$ снижается, асимптотически приближаясь к прямой распада материнского вещества, если $\tau_2 < \tau_1$, ($\mathcal{J}_2'$), или к прямой распада дочернего, если $\tau_2 > \tau_1$, ($\mathcal{J}_2''$). При $\tau_2 = \tau_1$ асимптоты нет, а зависимости $N_2(t)$ и $\mathcal{J}_2(t)$ имеют вид

$$N_2(t) = N_{10}\lambda\, t \exp(-\lambda t); \tag{3.17}$$

$$\mathcal{J}_2(t) = \mathcal{J}_{10}\lambda\, t \exp(-\lambda t). \tag{3.18}$$

7. *Единицы активности.* Активность радиоактивного образца представляет собой число распадов в единицу времени во всем объеме образца. Единицей активности является 1 распад в секунду, или 1 беккерель (Бк). Однако более распространена другая единица — *кюри*:

$$1\ \text{Ки} = 3{,}7\cdot 10^{10}\ \text{Бк}. \tag{3.19}$$

Активность в 1 Ки имеет 1 г ^{226}Ra. Первоначально единица кюри служила для измерения количества радона, находящегося в радиоактивном равновесии с радием. С 1947г. выражение (3.19) является определением кюри как единицы активности.

3.2. Альфа-распад

1. *Условие распада.* α-Распад характерен для тяжелых ядер, у которых с ростом A наблюдается уменьшение энергии связи, приходящейся на один нуклон (см. рис. 2.4). В этой области массовых чисел уменьшение числа нуклонов в ядре ведет к образованию более прочно связанного ядра. Однако выигрыш в энергии при уменьшении A на единицу много меньше энергии связи одного нуклона в ядре, и поэтому испускание протона или нейтрона, имеющего за пределами ядра энергию связи, равную нулю, невозможно. Испускание же ядра ^{4}He оказывается энергетически выгодным, так как удельная энергия связи нуклона в этом ядре около 7,1 МэВ. α—Распад возможен, если суммарная энергия связи ядра-продукта и α-частицы больше, чем энергия связи исходного ядра.

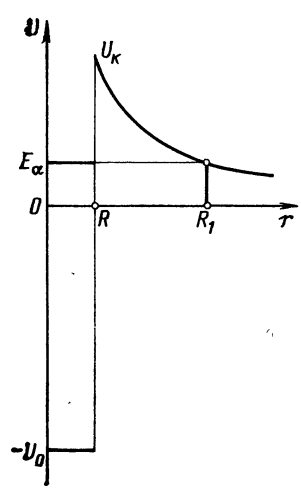


Рис. 3.4. Схема энергетического уровня α-частицы в тяжелом ядре

Увеличение энергии связи нуклонов означает уменьшение энергии покоя как раз на величину выделяющейся при α-распаде энергии E_α. Поэтому если представить α-частицу как целое в составе ядра-продукта, то она должна занимать уровень с положительной энергией, равной E_α (рис. 3.4).

Когда α-частица покидает ядро, то эта энергия выделяется в свободном виде как кинетическая энергия продуктов распада, α-частицы

и нового ядра. Кинетическая энергия распределяется между частицами-продуктами обратно пропорционально их массам [см.(1.33)], и, поскольку масса α-частицы много меньше массы вновь образовавшегося ядра, практически вся энергия распада уносится с α-частицей. Таким образом, с большой точностью E_α есть кинетическая энергия α-частицы после распада. В терминах масс возможность α-распада выражается соотношением

$$M(A, Z) > M(A-4, Z-2) + M_\alpha. \qquad (3.20)$$

Так как в ядерной физике обычно используются массы нейтральных атомов, то (3.20) следует понимать как соотношение между массами атомов. Но тогда M_α следует считать массой атома ^{4}He. Уменьшение массы при распаде, выраженное в энергетических единицах, и есть энергия α-распада E_α:

$$E_\alpha = [M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - M_\alpha]\, c^2. \qquad (3.21)$$

Однако освобождению энергии препятствует кулоновский потенциальный барьер $U_к$ (см. рис. 3.4), вероятность прохождения которого α-частицей мала и очень быстро падает при уменьшении E_α. Поэтому (3.20) не является достаточным условием α-распада (п.3).

Высота кулоновского барьера для заряженной частицы, проникающей в ядро или вылетающей из ядра, возрастает пропорционально ее заряду. Поэтому кулоновский барьер составляет еще большее препятствие для вылета из тяжелого ядра других прочно связанных легких ядер, таких как ^{12}C или ^{16}O. Средняя энергия связи нуклона в этих ядрах еще выше, чем в ядре ^{4}He, поэтому в ряде случаев испускание ядра ^{16}O вместо последовательного вылета четырех α-частиц оказалось бы энергетически более выгодным. Однако испускание ядер более тяжелых, чем ядро ^{4}He, не наблюдается.

2. *Объяснение распада.* Механизм α-распада объясняет квантовая механика. С точки зрения классической физики тело с энергией E_α, находящееся в области $0 \leqslant r \leqslant R$, отделенной от внешнего пространства энергетическим барьером высотой $U_к$ и шириной $R_1 - R$ (см. рис. 3.4), никогда не может оказаться за пределами этой области, ибо по достижении координаты $r = R$ кинетическая энергия тела становится равной нулю и дальнейшее движение в область $r > R$ прекращается. Единственная возможность покинуть потенциальную яму связана с получением извне такого количества энергии ΔE, чтобы полная энергия тела $E_\alpha + \Delta E$ стала больше высоты кулоновского барьера $U_к$.

Следует указать, что и микрочастица наиболее легко покидает потенциальную яму при условии $E_\alpha + \Delta E > U_к$. Однако микрочастица, обладающая волновыми свойствами, может оказаться за пределами потенциальной ямы даже и тогда, когда ее полная энергия $E_\alpha < U_к$. Более того, оказывается, что только потенциальный барьер бесконечно большой ширины с вероятностью, равной единице, ограничивает пребывание частицы в пределах потенциальной ямы, чему на рис. 3.4 соответствовали бы отрицательные значения полной энергии частицы. Если же ширина барьера конечна, то вероятность перехода за пределы

потенциального барьера принципиально всегда отлична от нуля. Правда, эта вероятность быстро снижается с ростом ширины и высоты барьера. Аппарат квантовой механики приводит к следующему выражению для прозрачности барьера или вероятности w оказаться частице за пределами потенциального барьера при столкновении с его стенкой:

$$w = \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2M_\alpha} \int_R^{R_1} \sqrt{U(r) - E_\alpha}\, dr \right), \qquad (3.22)$$

где M_α — масса α-частицы. Если представить α-частицу внутри сферической потенциальной ямы радиусом R, движущуюся со скоростью v_α, то частота ударов о стенки ямы составит v_α/R, и тогда вероятность вылета α-частицы из ядра в течение единицы времени, или постоянная распада [см. (3.1)], будет равна произведению числа попыток в единицу времени на вероятность прохождения потенциального барьера при одном столкновении со стенкой:

$$\lambda = \frac{1}{\tau} = a_0 \frac{v_\alpha}{R} \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2M_\alpha} \int_R^{R_1} \sqrt{U(r) - E_\alpha}\, dz \right), \qquad (3.23)$$

где a_0 — некоторый неопределенный коэффициент, поскольку, с одной стороны, λ есть константа распада α-радиоактивного вещества, а с другой стороны, предложенный механизм при получении (3.23) далек от истинного положения дел. α-Частица не движется свободно в ядре, да и вообще в составе ядер нет α-частиц. Она образуется из четырех нуклонов в момент α-распада. Величина a_0 имеет смысл вероятности образования в ядре α-частицы, частота столкновений которой со стенками ямы равны v_α/R.

3. *Сравнение с опытом.* На основании зависимости (3.23) можно объяснить многие наблюдаемые при α-распаде явления. Период полураспада α-активных ядер тем больше, чем меньше энергия E_α испускаемых при распаде α-частиц. Однако если периоды меняются в пределах от долей микросекунды до многих миллиардов лет, то диапазон изменения E_α очень мал и составляет примерно 4—9 МэВ для ядер с массовыми числами $A > 200$. Регулярная зависимость периода полураспада от E_α была давно обнаружена на опыте среди естественных α-активных атомов и интерпретирована приближенным соотношением

$$\lg \lambda = a + b \lg E_\alpha, \qquad (3.24)$$

где a и b — константы, несколько различающиеся для разных радиоактивных семейств. Выражение (3.24) называется законом Гейгера — Нэттола и представляет степенную зависимость константы распада λ от E_α с очень большим показателем b. Такая сильная зависимость λ от E_α непосредственно вытекает из механизма прохождения α-частицей потенциального барьера. Прозрачность барьера, а следовательно, и константа распада λ зависят от интеграла по области R_1—R экспоненциально и быстро увеличиваются при росте E_α. Когда E_α приближается к 9 МэВ, время жизни по отношению к α-распаду составляет малые доли секунды, т. е. при энергии 9 МэВ или выше α-распад происходит практически мгновенно. Характерно, что такое значение E_α еще существенно меньше высоты кулоновского барьера $U_к$. У тяжелых ядер высота кулоновского барьера (2.15) для двухзарядной точечной частицы составляет примерно 30 МэВ. Барьер для α-частицы конечного размера несколько ниже и может быть оценен в 20—25 МэВ. Таким образом, прохождение кулоновского потенциального барь-

ера α-частицей протекает весьма эффективно, если ее энергия не ниже половины или трети высоты барьера.

Прозрачность кулоновского барьера зависит также от заряда ядра Z, так как от Z зависит $U_к$ (2.15). α-Распад наблюдается среди ядер с массовыми числами $A > 200$ и в области $A \approx 150$. Понятно, что при одинаковом E_α у ядер с $A \approx 150$ α-распад протекает легче, чем у самых тяжелых ядер. Вместе с тем испускание α-частиц со сколь угодно малой энергией фактически не наблюдается, хотя принципиально прозрачность (3.22) отлична от нуля при любом E_α. (Обнаружить на опыте α-распад невозможно, если период полураспада превышает 10^{17} — 10^{18} лет.) Соответствующее минимальное значение E_α выше у более тяжелых ядер и составляет 4 МэВ у ядер с $A > 200$ и около 2 МэВ у ядер с $A \approx 150$. Следовательно, выполнение соотношения (3.20) не обязательно свидетельствует в пользу неустойчивости ядра по отношению к α-распаду. Оказывается, что (3.20) справедливо для всех ядер с массовыми числами больше 140, однако в области $A > 140$ находится около одной трети всех встречающихся в природе стабильных нуклидов.

Соотношение (3.23) связывает время жизни α-активных ядер τ с их энергией распада E_α. Величины $U(r)$ и R_1, входящие в (3.23), можно вычислить по известным Z и E_α. При этом неизвестной величиной остается только радиус ядра R. Поэтому соотношение (3.23) было использовано для анализа значений радиусов атомных ядер естественных α-активных веществ, для которых были измерены на опыте периоды полураспада, энергии распада и установлена принадлежность к химическому элементу. Именно таким путем впервые была получена зависимость (2.2). Впоследствии оказалось, что (2.2) справедливо для радиусов ядер с любыми массовыми числами A.

4. *Границы устойчивости. Радиоактивные семейства.* Границы устойчивости тяжелых ядер по отношению к α-распаду можно объяснить, используя модель ядерных оболочек (§ 2.5, п. 3). Ядра, имеющие только замкнутые протонные или нейтронные оболочки, являются особо прочно связанными. Поэтому, хотя энергия связи, приходящаяся на один нуклон, у средних и тяжелых ядер снижается при возрастании A (см. рис. 2.4), это снижение всегда замедляется при приближении A к магическому числу и ускоряется после прохождения A через магическое число протонов или нейтронов. В результате энергия E_α (3.21) оказывается значительно ниже того ее минимального значения, при котором наблюдается α-распад, если ядро (A, Z) магическое или массовое число ядра меньше массового числа магического ядра. Напротив, энергия E_α скачкообразно возрастает у ядер с массовыми числами, превышающими значения A магических ядер, и превосходит минимум практической стабильности в отношении α-распада.

В области массовых чисел $A \approx 150$ α-активными являются нуклиды, ядра которых содержат на два или несколько нейтронов больше магического числа 82. Некоторые из таких нуклидов имеют периоды полураспада много больше геологического возраста Земли и поэтому представлены в естественном виде — это нуклиды ^{144}Nd, ^{147}Sm, ^{149}Sm, ^{152}Gd. Другие были получены в результате ядерных реакций. Последние имеют недостаток нейтронов по сравнению со стабильными нуклидами соответствующих массовых чисел, и у этих нуклидов с α-распадом обычно конкурирует β^+-распад. Самым тяжелым стабильным нуклидом является ^{209}Bi, ядро которого содержит магическое число нейтронов 126. Предшествующий висмуту элемент свинец имеет атомный номер $Z = 82$, и ядра всех изотопов свинца содержат магическое

число протонов. А ^{208}Pb является дважды магическим нуклидом. Все более тяжелые ядра радиоактивны. Поскольку в результате α-распада ядро-продукт обогащается нейтронами, то после нескольких α-распадов следует β^--распад. Последний не меняет число нуклонов в ядре, и любое ядро с массовым числом $A > 209$ может превратиться в стабильное только после некоторого числа α-распадов. Так как число нуклонов при α-распаде меняется на четыре единицы, то возможно существование четырех независимых цепочек распада, каждая со своим конечным продуктом. Три из них представлены в природе и называются естественными радиоактивными семействами. Естественные семейства заканчивают свой распад образованием одного из изотопов свинца, конечным продуктом четвертого семейства является нуклид ^{209}Bi (табл. 3.1). Существование естественных радиоактивных семейств обязано трем долгоживущим α-радиоактивным нуклидам — ^{232}Th, ^{235}U и ^{238}U, имеющим периоды полураспада, сравнимые с геологическим возрастом Земли, — $5 \cdot 10^9$ лет. Наиболее долгоживущим представителем вымершего четвертого семейства является нуклид ^{237}Np — изотоп трансуранового элемента нептуния. В настоящее время путем бомбардировки тяжелых ядер нейтронами и легкими ядрами получено очень много нуклидов, являющихся изотопами трансурановых элементов ($Z > 92$). Все они неустойчивы и принадлежат к одному из четых радиоактивных семейств.

Таблица 3.1. **Радиоактивные семейства**

Семейство	Формула массового числа семейства (k — целое число)	Самый долгоживущий представитель	Его период полураспада, годы	Конечный продукт распада
Тория	$4k$	^{232}Th	$1{,}39 \cdot 10^{10}$	^{208}Pb
Уран—актиния	$4k-1$	^{235}U	$7{,}1 \cdot 10^8$	^{207}Pb
Уран — радия	$4k-2$	^{238}U	$4{,}51 \cdot 10^9$	^{206}Pb
Нептуния	$4k-3$	^{237}Np	$2{,}2 \cdot 10^6$	^{209}Bi

Последовательность распадов в естественных семействах показана на рис. 3.5. В тех случаях, когда вероятности α-распада и β-распада оказываются сравнимыми, образуются вилки, которые соответствуют распадам ядер с испусканием либо α-, либо β^--частиц. В пределах вилки вслед за испусканием α-частицы следует β^--распад, а за испусканием β^--частицы — α-распад, так что ветвление в порядке распада не приводит к образованию разных конечных продуктов. Помимо α-активных ядер, принадлежащих четырем семействам, известны искусственно полученные тяжелые нуклиды, распадающиеся с испусканием α-частиц, но не принадлежащие к указанным семействам. Обычно это нуклиды с нейтронодефицитными ядрами и массовыми числами около 200, имеющие избыток в несколько протонов по сравнению с магическим числом 82. Как и другие нуклиды с недостатком нейтронов в ядрах, они помимо α-распада претерпевают и $\beta+$-распад.

5. *Альфа-спектры.* Поскольку в результате α-распада образуются ядро и одна частица, энергия каждой α-частицы всегда одинакова. Вместе с тем при анализе α-частиц в альфа-спектрометре кроме основ-

ной энергетической группы, имеющей наибольшую интенсивность, часто наблюдаются группы α-частиц с меньшими энергиями, каждая из которых принадлежит своему значению энергии E. Такой энергетический спектр называется линейчатым (рис. 3.6). α-Частицы с меньшей, чем у основной группы, энергией имеют меньший пробег в веществе и называются короткопробежными. Испускание при α-распаде короткопробежных частиц сопровождается γ-излучением. Измерение энергии γ-квантов показано, что любой группе короткопробежных частиц соответствуют γ-кванты с такой энергией, что сумма энергий γ-квантов и короткопробежной частицы как раз составляет энергию основной группы α-частиц, определяемой соотношением масс (3.21) (E_0 на рис. 3.6). Таким образом, короткопробежные частицы испускаются тогда, когда ядро-продукт образуется в возбужденном состоянии. Энергия возбуждения в данном случае есть часть энергии α-распада, и, значит, на долю испускаемой α-частицы приходится меньшая энергия. Ядерные энергетические уровни дискретны, поэтому группы короткопробежных частиц также дискретны по энергии. Переход возбужденного ядра в ос-

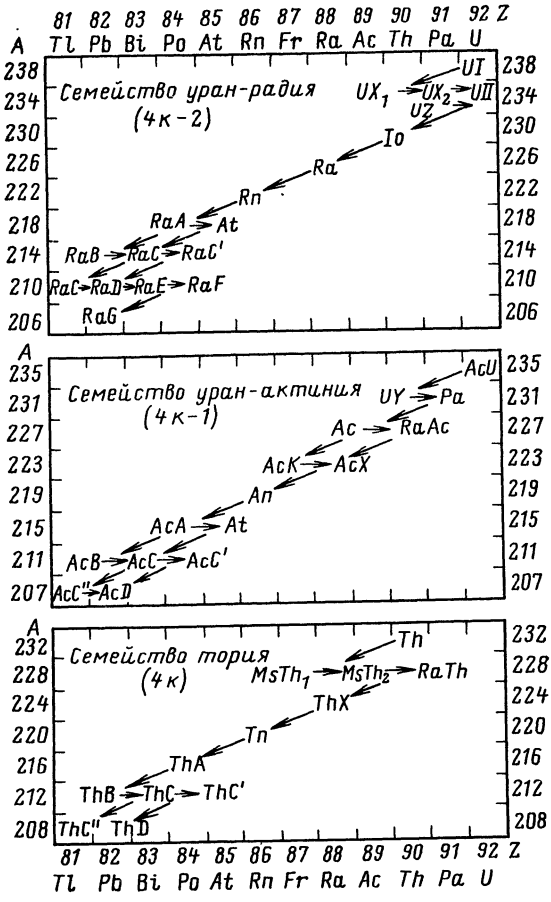


Рис. 3.5. Схемы распадов в природных семействах. Приведенные наименования присвоены радиоактивным нуклидам при первоначальном изучении естественной радиоактивности

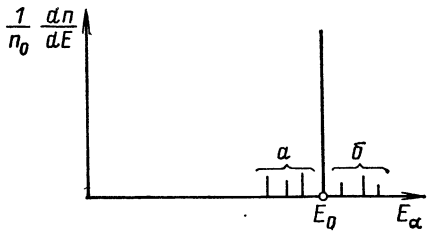


Рис. 3.6. Линейчатый спектр α-частиц: *а* — короткопробежные α-частицы; *б* — длиннопробежные; n_0 — полное число проанализированных α-частиц

новное состояние происходит практически мгновенно, и можно считать, что γ-кванты испускаются совместно с α-частицами, хотя на самом деле излучение γ-квантов следует за α-распадом. γ- Излучение вообще не сопровождает α-распад, если дочернее ядро сразу образуется в основном состоянии.

Диаграмма α-перехода с возможным образованием возбужденных состояний ядра-продукта изображена на рис. 3.7. По условной оси ординат без масштаба отложена энергия состояний ядра, каждое из которых отмечено соответствующей чертой. Условная ось абсцисс качественно представляет Z ядра. Стрелки обозначают переходы с изменением Z и энергии, а индексы на стрелках — частицу-носителя энергии. Подобные диаграммы очень удобны и широко применяются для наглядного представления ядерных превращений. Энергии ядерных состояний при необходимости отмечаются на диаграмме численными значениями. Из рассмотрения диаграммы следует, что по энергетическому спектру короткопробежных α-частиц можно непосредственно определить энергии возбужденных уровней дочернего ядра. Интенсивности короткопробежных α-частиц обычно ниже, чем интенсивность основной группы, так как прозрачность кулоновского барьера меньше для α-частиц с меньшим значением E_α.

Образование при α-распаде длиннопробежных частиц (см. рис. 3.6) возможно в некоторых специальных случаях. Среди естественных α-радиоактивных веществ известны два: RaC′ иThC′ (см. рис. 3.5), которые имеют очень малые периоды полураспада ($1{,}6 \cdot 10^{-4}$ и $2 \cdot 10^{-7}$ с соответственно) и ядра которых образуются в результате предшествующего β⁻-распада, преимущественно в возбужденных состояниях. Обычно сначала происходит переход в основное состояние с

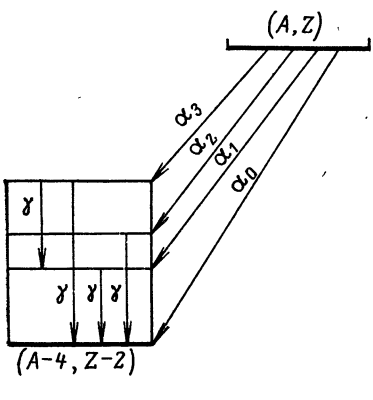


Рис. 3.7. Диаграмма α-переходов

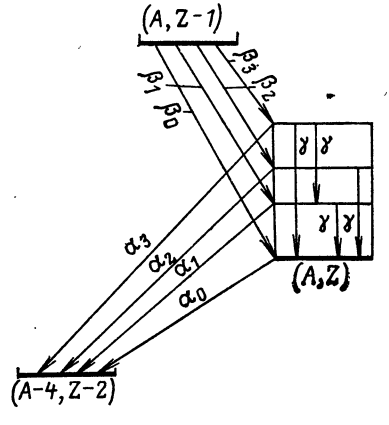


Рис. 3.8. Диаграмма образования длиннопробежных α-частиц

испусканием γ-квантов, после чего—α-распад. Однако из-за очень малого времени жизни по отношению к α-распаду небольшая, но измеримая часть ядер, находящихся в возбужденных состояниях, претерпевает α-распад быстрее, чем переход в основное состояние. При этом к энергии α-распада (3.21) добавляется энергия возбуждения материнского ядра, и появляющаяся α-частица уносит бо́льшую энергию, чем α-частицы, испускаемые ядрами в основном состоянии. На рис. 3.8 показана диаграмма переходов для такого случая. Очевидно, что энергетический спектр длиннопробежных α-частиц дает информацию о системе ядерных уровней материнского ядра.

6. *Альфа-спектрометр.* Магнитный альфа-спектрометр по своему принципу действия аналогичен масс-спектрометру. При движении заряженных частиц в постоянном магнитном поле возможен анализ частиц по импульсам Mv (2.10), поскольку частицы с разными импульсами движутся по круговым траекториям с разными радиусами. Если скорости всех частиц одинаковы, то анализ импульсов есть анализ масс частиц. Если массы всех частиц одинаковы, как в случае α-частиц, то анализ импульсов есть анализ скоростей или энергий α-частиц. Источником α-частиц в альфа-спектрометре должен быть очень тонкий радиоактивный образец, чтобы торможение α-частиц в веществе образца было пренебрежимо малым.

3.3. Бета-распад

1. *Условие распада.* Масса ядра с данным числом нуклонов зависит от его протон-нейтронного состава. Только одной комбинации чисел протонов и нейтронов отвечает ядро с наименьшей массой (см. рис. 2.6). Ядру с любым другим нуклонным составом энергетически выгодно превращение в ядро с оптимальным числом протонов и нейтронов. Самопроизвольные изменения в составе ядер в действительности и происходят, поскольку существует механизм взаимопревращения нуклонов — β-распад (1.65)—(1.66). При β-распаде протон превращается в нейтрон или нейтрон в протон. Направление процесса определяется лишь тем, в каком состоянии — протона или нейтрона — нуклон вместе со связанными с ним частицами имеет наименьшую полную энергию. Масса свободного нейтрона в энергетических единицах на 1,3 МэВ больше массы свободного протона. Поэтому в свободном состоянии возможно самопроизвольное превращение только нейтрона в протон. Полная энергия отдельного нуклона в атомном ядре в среднем на 8 МэВ, т. е. на значение энергии связи, меньше полной энергии свободного нуклона и быстро изменяется при вариациях состава ядра. Поскольку энергия связи много больше разницы энергий покоя свободных нейтрона и протона, то в недрах ядра возможно также превращение протона в нейтрон, так как такой процесс может оказаться энергетически выгодным.

2. *Типы β-распада.* Если исходное ядро имеет избыток нейтронов по сравнению с оптимальным составом ядра того же массового числа A, то оно претерпевает β^--распад

$$(A,\ Z) \rightarrow (A,\ Z+1) + \beta^- + \tilde{\nu}, \qquad (3.25)$$

при котором число протонов ядра увеличивается на единицу за счет уменьшения на единицу числа нейтронов. При этом из ядра выбрасываются электрон и антинейтрино. Электроны, испускаемые ядрами, называются β-частицами. Если ядро имеет избыток протонов, то умень-

шение их числа на единицу и увеличение на единицу числа нейтронов происходит при β^+-распаде

$$(A,\ Z) \rightarrow (A,\ Z - 1) + \beta^+ + \nu. \qquad (3.26)$$

В этом случае из ядра испускаются позитрон и нейтрино. Процесс (3.26) часто происходит без испускания позитрона, но с поглощением ядром атомного электрона

$$(A,\ Z) + e^- \rightarrow (A,\ Z - 1) + \nu. \qquad (3.27)$$

Здесь e^- — атомный электрон в отличие от электрона, испускаемого из ядра. В превращении (3.27) наиболее вероятен захват электрона с K-оболочки атома, поэтому процесс называется K-захватом. По своим последствиям в отношении изменения состава ядра K-захват идентичен β^+-распаду и является его разновидностью, так что оба процесса могут протекать одновременно при распаде ядер данного сорта. Конкуренция между ними определяется свойствами радиоактивного атома и атома-продукта, и доля распадов каждого из этих процессов в разных случаях может быть любой в пределах от 0 до 1. При K-захвате из ядра всегда испускается нейтрино.

Обнаружить на опыте β^-- и β^+-распады очень просто по испускаемым электронам с большой энергией. Нейтрино чрезвычайно слабо взаимодействует с веществом, и его появление не может быть зафиксировано обычными лабораторными методами. Ядра отдачи при β-распаде также трудно зарегистрировать вследствие их очень малой кинетической энергии (1.34). Поэтому K-захват идентифицируется по вторичному эффекту. После захвата ядром электрона во вновь образовавшемся атоме с вакансией в K-оболочке происходит электронный переход, сопровождающийся испусканием характеристического рентгеновского кванта. Длина волны характеристического рентгеновского излучения определяется зарядом ядра [закон Мозли (2.1)]. Отсюда следует, что самопроизвольное испускание веществом характеристического рентгеновского излучения, принадлежащего элементу с Z на единицу меньшими, чем Z исходного вещества, свидетельствует о процессе K-захвата. Наблюдать это излучение тоже трудно вследствие малой энергии квантов, тем не менее этот способ обнаружения K-захвата наиболее простой.

3. *Энергия распада.* Самопроизвольные процессы происходят только с образованием частиц меньшей массы. Поскольку при β-распаде атомов нуклоны находятся в связанном состоянии с другими нуклонами и электронами, массовые соотношения должны включать массы атомов M_a. Условие β^--распада или K-захвата следующее:

$$M_a\,(A,\ Z) > M_a\,(A,\ Z \pm 1), \qquad (3.28)$$

а β^+-распада

$$M_a\,(A,\ Z) > M_a\,(A,\ Z - 1) + 2m. \qquad (3.29)$$

Поправка в $2m$ в последнем соотношении добавляется потому, что при β^+-распаде получается атом с $Z - 1$ электроном и за пределами атома оказывается не только позитрон, но и один атомный электрон. При

β^--распаде в атоме-продукте возникает недостаток одного электрона вследствие возрастания Z на единицу, и поэтому масса нейтрального атома получается при учете массы испущенного из ядра электрона. В случае K-захвата баланс атомных электронов автоматически уравнивается.

Как следует из соотношений (3.28) и (3.29), K-захват может происходить и тогда, когда собственно β^+-распад невозможен энергетически, ибо масса атома-продукта при β^+-превращении с поглощением электрона (т. е. при K-захвате) может быть на $2m$ больше предельной массы атома-продукта, допускающей β^+-распад с испусканием позитрона. Эта особенность β^+-распада следует из того, что испускание позитрона в обычном веществе фактически означает дополнительное освобождение энергии $2mc^2$, которая выделяется при аннигиляции позитрона и электрона. Этой же особенностью обладал бы β^--распад, если бы происходил в антивеществе. Если возможен β^+-распад, то K-захват тем более возможен. Однако K-захват не всегда сопровождает β^+-распад и наиболее вероятен у тяжелых атомов, имеющих малые радиусы электронных K-оболочек.

Энергия β^--распада и K-захвата равна

$$E_\beta = [M_a(A, Z) - M_a(A, Z \pm 1)]\, c^2, \qquad (3.30)$$

а β^+-превращения

$$E_\beta = [M_a(A, Z) - M_a(A, Z - 1) - 2m]\, c^2. \qquad (3.31)$$

Если же учесть энергию, выделяющуюся при аннигиляции позитрона, то и (3.31) обратится в (3.30) в строгом соответствии с (2.4) — выделяющаяся энергия пропорциональна убыли массы атома. Поскольку при β-распаде изменяется Z ядра, одновременно с изменением энергии связи нуклонов меняется и энергия связи электронов (2.6). Последняя составляющая может оказаться существенной, если E_β мало. Например, при распаде естественного радиоактивного вещества RaD (нуклид ^{210}Pb) с образованием дочернего ядра в возбужденном состоянии $E_\beta = 0{,}014 \div 0{,}018$ МэВ по разным измерениям, тогда как увеличение энергии связи электронов при обращении атома свинца в атом висмута равно 0,015 МэВ, т. е. фактически вся энергия β-превращения освобождается за счет изменения энергии связи атома, а не ядра.

Часть энергии β-распада может пойти на возбуждение ядра-продукта или электронных оболочек атома-продукта. Эта энергия немедленно вслед за β-распадом освобождается в виде излучения. Атом после K-захвата испускает рентгеновские кванты, возбужденное ядро — γ-кванты. Остальная энергия либо вся энергия E_β в отсутствие возбуждения уносится образующимися при β-распаде тремя частицами (атомом-продуктом, β-частицей и нейтрино) или двумя (атомом и нейтрино) при K-захвате. Распределяется энергия между частицами в соответствии с законами сохранения энергии и импульса. Если частиц две, то любая из них в каждом случае распада получает одну и ту же энергию, если три, то энергия каждой в зависимости от взаимной ориентации импульсов в разных случаях распада может принимать

значения от нуля до некоторого максимального значения. Максимальное значение энергии отдачи атома (1.34) очень мало, так как относительно велика масса атома, и практически вся энергия β-распада уносится β-частицей и нейтрино, распределяясь между ними. Если энергия β-частицы максимальна, то при этом равна нулю энергия нейтрино, и наоборот. Поэтому в отсутствие возбуждения ядра-продукта максимальная энергия любой из этих частиц с большой точностью есть энергия β-распада (3.30) или (3.31). Однако более вероятно испускание β-частицы и нейтрино с произвольными промежуточными значениями энергии. Нейтрино практически не взаимодействует с веществом, и наблюдать распределение нейтрино по энергии невозможно. Фактически доступным для регистрации является энергетический спектр β-частиц, или β-спектр.

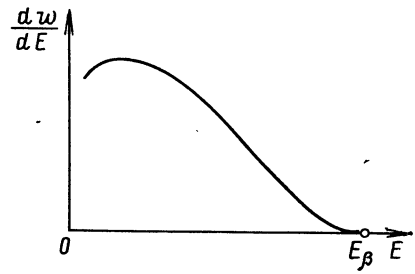


Рис. 3.9. Бета-спектр

Наблюдаемые абсолютные значения E_β лежат в очень широком диапазоне энергий — от 0,019 МэВ у ^{3}H до 16,4 МэВ у ^{12}N. Для β-распада не существует ограничений по выделяемой энергии. Самые существенные ограничения относятся к случаю большого различия значений спинов исходного и конечного ядер. Поэтому β-распад происходит практически всегда при выполнении условий (3.28) и (3.29).

4. *Бета-спектрометр.* Прибор для получения β-спектров называется бета-спектрометром. Он представляет собой магнитный анализатор импульсов электронов и по своему принципу действия аналогичен масс-спектрометру. Испускаемые при β распаде электроны пропускаются через постоянное магнитное поле, где они движутся по круговым траекториям с радиусами (2.10), пропорциональными импульсами частиц (1.25). На выходе прибора число β-частиц с данным импульсом фиксируется бета-счетчиком. По измеренному импульсу β-частиц определяется их полная энергия (1.24) и кинетическая энергия (1.29). Распределение чисел β-частиц по значениям кинетической энергии и есть β-спектр.

5. *Бета-спектр.* β-Спектры являются сплошными. В распределении β-частиц по энергиям имеются частицы с любой энергией — от нуля до максимальной E_β (рис. 3.9). На рисунке показана доля β-частиц от полного их числа n_0, приходящаяся на единичный энергетический интервал, в функции энергии β-частиц. Характерно, что большинство β-частиц имеет энергию, много меньшую максимального значения E_β, так что средняя энергия β-спектра примерно равна $1/3E_\beta$. Таким образом, большая часть энергии β-распада уносится самой легкой из появляющихся при β-распаде частиц — нейтрино. Нейтрино не передает энергию веществу, и эта часть энергии не превращается в тепло, выделяющееся при торможении других частиц. Кажущееся исчезновение большой доли энергии β-распада послужило Паули основой для предположения об испускании при β-распаде частицы с очень малой массой и не имеющей электрического заряда. Ферми назвал эту частицу нейтрино, т. е. маленькой нейтральной частицей. Развитая им

теория β-распада в предположении испускания нейтрино показала очень хорошее согласие с опытом. Однако в дальнейшем потребовалось более 20 лет, чтобы достаточно всесторонне изучить свойства этой неуловимой частицы.

6. *Теория.* β-Распад происходит под действием слабых сил (§ 1.7, п. 8). Слабые процессы развиваются во времени не быстрее, чем за 10^{-10} с, а время жизни по отношению к β-распаду обычно много больше и находится в пределах от долей секунды до многих миллиардов лет. Причин такого замедления β-превращений несколько. Прежде всего скорость β-распада очень сильно зависит от энергии распада E_β. Чем меньше E_β, тем медленнее идет распад, ибо тем меньше диапазон значений импульсов, которые могут приобрести образующиеся при распаде электрон и нейтрино. Кроме того, процесс β-распада есть превращение протона в нейтрон или нейтрона в протон, которое, за исключением случая β-распада свободного нейтрона, происходит в недрах атомных ядер. В составе ядер протоны и нейтроны занимают определенные уровни в нуклонных оболочках. При β-превращениях ядер с числом протонов, существенно не равным числу нейтронов, что прежде всего характерно для ядер средних и больших массовых чисел, конечное состояние претерпевающего превращение нуклона может оказаться сильно отличающимся от начального состояния, тогда как вероятность перехода между состояниями определяется перекрытием в пространстве волновых функций конечного и начального состояний. Для различающихся состояний частиц в ядре это перекрытие очень мало. Наконец, вероятность β-превращения очень сильно зависит от разницы значений спинов исходного и конечного ядер. Если это различие превышает единицу, то скорость β-распада сильно снижается. Точно так же скорость распада уменьшается, если волновые функции, описывающие состояние нуклонов исходного и конечного ядер, имеют разную четность, которая в случае ядра определяется четностью орбитального момента нуклона l.

Теория дает следующее выражение для вероятности β-распада атомного ядра в единицу времени w с испусканием электрона, имеющего импульс p, отнесенной к единичному интервалу шкалы импульсов электрона:

$$\frac{dw}{dp} = \frac{g^2 |\mathfrak{M}|^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^3} (E_\beta - E)^2 p^2. \qquad (3.32)$$

где g — константа слабого взаимодействия, ответственного за β-распад; $|\mathfrak{M}|^2$ — квадрат модуля матричного элемента нуклонного перехода, вычисляемый методами квантовой механики и описывающий степень сложности перехода из начального состояния нуклона в конечное после его β-превращения с учетом изменения спина ядра и четности волновой функции; E — кинетическая энергия β-частицы с импульсом p. Интеграл от правой части (3.32) по всем значениям импульса электрона — от нуля до максимального или, что то же самое, интеграл по всем энергиям электрона — от нулевой до E_β дает вероятность распада в единицу времени w с испусканием электрона с произвольным импульсом, т. е. вероятность любого случая β-распада. Вероятность распада в единицу времени есть константа распада λ [см. (3.1)], равная $1/\tau$, где τ — среднее время жизни по отношению к β-распаду. Поэтому

$$\frac{1}{\tau} = \frac{g^2 |\mathfrak{M}|^2 (mc^2)^5}{2\pi^3 \hbar^7 c^6} f(E_\beta^0), \qquad (3.33)$$

где $f(E_\beta^0)$ — безразмерная часть интеграла по энергии β-частиц, зависящая от верхнего предела интегрирования, представленного в виде (1.30). Функция $f(E_\beta^0)$ вычисляется непосредственно и при больших значениях энергии β-распада зависит от E_β^0 особенно сильно [пропорционально $(E_\beta^0)^5$]. Следует, однако, заметить, что эта зависимость существенно слабее зависимости от энергии скорости α-распада (3.23).

Поскольку энергетическая зависимость скорости β-распада учтена функцией $f(E_\beta^0)$, то выражение $f\tau$ не зависит от энергии

$$f\tau = \frac{2\pi^3 \hbar^7}{m^5 c^4 g^2 |\mathfrak{M}|^2}. \qquad (3.34)$$

Таким образом, измеряемые на опыте τ и E_β позволяют для любого β-активного вещества определить $f\tau$, зависящее только от матричного элемента $|\mathfrak{M}|^2$. Вообще говоря, f также зависит от заряда ядра Z и знака β-частицы, так как электрически заряженные электроны, испускаемые из ядер, взаимодействуют с кулоновым полем ядра. Этот эффект тем более существен, чем больше Z радиоактивного ядра и чем меньше E_β, и может быть надлежащим способом учтен [10].

7. *Сравнение с опытом.* Выводы теории β-распада, касающиеся формы β-спектров, а также распределения радиоактивных атомов по величинам $f\tau$, находятся в очень хорошем согласии с экспериментом [16]. β-Спектры (см. рис. 3.9) действительно описываются выражением (3.22), а времена жизни зависят от энергии β-перехода E_β и степени запрещенности перехода, определяемой $|\mathfrak{M}|^2$, в соответствии с (3.33). Квадрат модуля матричного элемента $|\mathfrak{M}|^2$ равен единице, если состояние нуклона до и после распада одно и то же (например, состояние свободного нейтрона, распадающегося с превращением в свободный же протон). Величина $|\mathfrak{M}|^2$ быстро убывает при возрастании различия начального и конечного состояния нуклона и, вообще говоря, с хорошей точностью вычислена быть не может. Она снижается скачкообразно, по крайней мере в 100 раз, при увеличении разницы значений спинов исходного и конечного ядер на каждую единицу либо при изменении четности волновой функции ядра. β-Переходы с величинами $f\tau \approx 10^5$ с называются разрешенными и соответствуют переходам с изменением спина ядра $\Delta I = 0$ или $\Delta I = 1$ и без изменения четности волновой функции. Остальные переходы называются запрещенными. Им соответствуют очень большие величины $f\tau$, объединяющиеся по группам запрещенности, и распад соответствующих β-радиоактивных атомов протекает крайне медленно. Например, встречающийся в природе ^{40}K имеет период полураспада $1{,}3 \cdot 10^9$ лет. Его распад происходит с изменением спина $\Delta I = 4$, и величина $f\tau$ для ^{40}K равна 10^{18} с.

Те случаи β-распада, для которых матричный элемент перехода $|\mathfrak{M}|^2$ с хорошей точностью можно принять равным единице, используются для определения по измеренным τ и E_β важнейшей константы ядерной физики — константы слабого взаимодействия g [см. (3.34)]. Константа g представляет собой ту энергию возмущения, которую создают слабые силы и которая приводит к β-превращению нуклона, коль скоро условия для работы слабых сил налицо, т. е. возможен энергетически выгодный переход. Поскольку теория β-распада хорошо согласуется с экспериментом, определение константы слабого взаимодействия по измеренным при β-распаде величинам надежно

$$g \approx 10^{-62} \text{ Дж} \cdot \text{м}^3. \qquad (3.35)$$

Очень малому абсолютному значению константы, характеризующей энергию взаимодействия при β-распадах, должны соответствовать слабые силы. Представление о существующих в природе слабых силах составляет основу понимания причины медленных процессов превращения элементарных частиц. Не только β-распад атомных ядер, но и другие процессы с участием нейтрино, а также распады некоторых тяжелых элементарных частиц происходят под действием слабых сил. Исходя из измеренной на опыте константы g определяется характерное время слабых взаимодействий (§ 1.7, п. 8). Характерное время взаимодействия означает тот интервал времени, в течение которого процесс действительно произойдет с большой вероятностью, если в продолжение этого времени условия реализации процесса будут наиболее благоприятными.

8. *γ-Излучение и запаздывающие нуклоны.* β-Распад, сопровождающийся образованием дочернего ядра в основном энергетическом состоянии в каждом случае распада, скорее составляет редкое исключение, чем правило. Обычно наряду с β-переходом в основное состояние

наблюдаются переходы с образованием нескольких возбужденных состояний ядра-продукта (рис. 3.10). В тех случаях, когда спины основных состояний материнского и дочернего ядер различаются на несколько единиц $\hbar$, а E_β достаточно высока для образования дочернего ядра в возбужденных состояниях, механические моменты которых имеют малое отличие от спина распадающегося ядра, то дочернее ядро вообще не образуется в основном состоянии. Возбужденные ядра-продукты сразу же вслед за β-распадом переходят в основные состояния, главным образом испуская γ-кванты. Поэтому β-распад обычно сопровождается γ-излучением, которое представляет основную радиационную опасность при обращении с радиоактивными веществами.

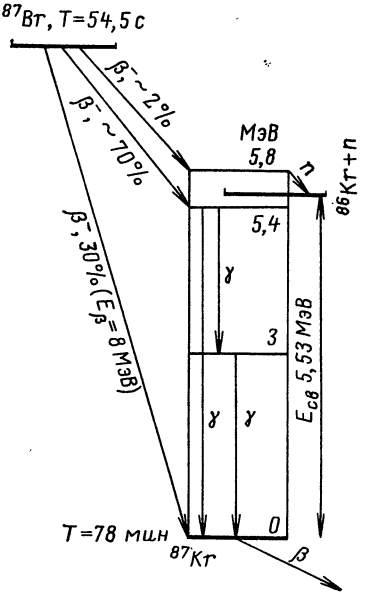


Рис. 3.10. Схема испускания запаздывающих нейтронов при распаде ^{87}Br

Возбуждение ядра происходит за счет энергии β-распада E_β. При этом только часть энергии (E'_β) уносится β-частицей и нейтрино. Если энергия возбуждения дочернего ядра $E^*_д$, то

$$E'_\beta = E_\beta - E^*_д. \qquad (3.36)$$

При переходе возбужденного ядра в основное состояние испускается либо один γ-квант с энергией $E_\gamma = E^*_д$, либо несколько γ-квантов с суммарной энергией $E^*_д$. Энергия E'_β распределяется между атомом-продуктом, β-частицей и нейтрино, как и при переходе в основное состояние. β-Частицы также имеют сплошное распределение по энергии, однако с максимальным значением энергии E'_β. Если при β-переходе возможно образование ядра-продукта в нескольких возбужденных состояниях, то полный β-спектр представляет собой наложение нескольких спектров с максимальными значениями энергии E_β, E'_β, E''_β и т. д. Каждая составляющая спектра при этом характеризуется своим выходом, т. е. долей распадов, приводящих к ее образованию. Таким образом, зависимость (3.32) для распределения β-частиц по импульсам или по энергии справедлива только при значениях энергии $E > E'_\beta$, ибо при меньших энергиях суммируются две или больше функций (3.32) с различными коэффициентами пропорциональности.

Абсолютные значения энергий возбуждения определяются системой энергетических уровней дочерних ядер (§ 2.6, п. 2) и величиной E_β и обычно занимают диапазон 0,1—3 МэВ. Однако энергия возбуждения может быть много больше 3 МэВ, достигая в редких случаях 8—11 МэВ, что сравнимо или больше энергии связи нуклона в ядре. Если энергия возбуждения ядра превышает энергию связи нуклона, то ядро освобождается от избыточной энергии, выбрасывая нуклон, а не γ-квант. Таким образом, вслед за β-распадом помимо γ-квантов могут

испускаться протоны, нейтроны или α-частицы. Случаи испускания при β-распаде нуклонов или α-частиц редки, и все они относятся к короткоживущим искусственным радиоактивным веществам, имеющим большие значения E_β, по крайней мере превышающие энергии связи указанных частиц в ядре-продукте. Сам процесс называется испусканием запаздывающих нуклонов или α-частиц. Дело в том, что отделение нуклонов от стабильных ядер возможно только при ядерных реакциях (§ 3.5). В результате же ядерных реакций образуются короткоживущие радиоактивные вещества. После прекращения столкновения с ядрами частиц, возбуждающих ядерные реакции, появление нуклонов как продуктов реакции немедленно прекращается. Однако оно продолжается с запаздыванием на время жизни β-радиоактивного вещества, если β-распад сопровождается испусканием нуклонов. Изменение во времени числа появляющихся запаздывающих нуклонов после прекращения возбуждения ядерной реакции описывается законом радиоактивного распада (3.4) с константой распада β-радиоактивного вещества — предшественника запаздывающих нуклонов.

9. *Схема испускания запаздывающих нейтронов.* Испускаемые радиоактивными продуктами деления запаздывающие нейтроны используются при регулировании цепной самоподдерживающейся реакции в ядерных реакторах. На рис. 3.10 представлена энергетическая схема, объясняющая появление запаздывающих нейтронов при β-распаде нуклида ^{87}Br, образующегося при делении ^{235}U. Примерно в двух случаях из ста β-переход ^{87}Br сопровождается образованием сильно возбужденного состояния ядра ^{87}Kr, $E^* = 5{,}8$ МэВ. Ядра всех радиоактивных продуктов деления пересыщены нейтронами, и поэтому энергия связи последних нейтронов в их составе относительно мала. В данном случае, кроме того, нуклид ^{86}Kr является магическим по нейтронам, так что один нейтрон сверх замкнутой нейтронной оболочки из 50 нейтронов в ядре нуклида ^{87}Kr имеет особенно низкую энергию связи $E_{св} = 5{,}53$ МэВ. Следовательно, с уровня $E^* = 5{,}8$ МэВ возможно испускание нейтрона, что и происходит с образованием стабильного ^{86}Kr. При β-переходах в более низкое возбужденное состояние ^{87}Kr испускаются только γ-кванты. Помимо ^{87}Br среди продуктов деления известно еще около десятка радиоактивных нуклидов, дающих при β-распаде запаздывающие нейтроны.

10. *Распад из возбужденных состояний.* β-Распад обычно происходит из основных состояний атомных ядер. Исключение составляет распад радиоактивных изомеров (§ 3.4, п. 2). При β-распаде изомера (рис. 3.11) к энергии β-превращения добавляется энергия возбуждения материнского ядра $E^*_м$. Спектр β-частиц, как и спектр нейтрино, при этом по-прежнему остается сплошным, только максимальная энергия β-спектра E'_β оказывается больше энергии собственно β-распада E_β на значение энергии возбуждения $E^*_м$:

$$E'_\beta = E_\beta + E^*_м, \tag{3.37}$$

если происходит переход в основное состояние ядра-продукта. Переход в возбужденное состояние дочернего ядра в свою очередь снижает максимальную энергию β-спектра на величину энергии возбуждения дочернего ядра (3.36). Полные схемы распадов радиоактивных ядер приведены в работах [13, 14].

3.4. Гамма-излучение ядер

1. *Время испускания γ-кванта.* В отличие от рентгеновских и квантов видимого света, испускаемых при переходах атомных электронов, фотоны, испускаемые ядрами, называются γ-квантами. Излучение γ-кванта является основным процессом освобождения ядра от избыточной энергии, если эта энергия не превосходит энергию связи нуклона в ядре. Образование фотона происходит только под действием электромагнитных сил и сопровождается перераспределением в ядре либо электрического заряда (электрические переходы), либо магнитных моментов, как собственных нуклонных, так и орбитальных (магнитные переходы). При этом обязательно меняется или переориентируется спин ядра или его составляющие (§ 2.3, п. 1), ибо γ-квант уносит механический момент l, по крайней мере равный единице. Излучение с $l = 1$ называется дипольным, а время жизни ядра, испускающего дипольный квант, примерно 10^{-14} с, т. е. испускание γ-кванта следует за образованием возбужденного состояния ядра практически мгновенно.

Вместе с тем фотон, отвечающий мультипольному переходу кратности 2^l, т. е. с изменением механического момента излучателя на l единиц, уносит момент количества движения $l\hbar$ относительно источника излучения. Испускание же квадрупольных ($l = 2$), октупольных ($l = 3$) и т. д. квантов с $l > 1$ тем более затруднено, чем больше механический момент кванта. Поэтому время жизни при испускании таких квантов много больше времени испускания дипольных и быстро увеличивается с ростом l. Кроме того, время излучения γ-кванта возбужденным ядром зависит от энергии перехода и возрастает при уменьшении разницы энергии начального и конечного состояний.

Таким образом, переходы между уровнями ядра, мало отличающимися по энергии и имеющими большое различие в значениях механического момента, протекают за относительно большие времена. Эти переходы не могут конкурировать с переходами, отвечающими малому изменению механического момента. Поэтому при большой разнице в механическом моменте между возбужденным и основным уровнями ядра обычно происходит несколько последовательных переходов. Но если между основным и возбужденным состояниями с большой разницей спинов нет промежуточных уровней, что означает малое абсолютное значение энергии возбужденного уровня, то соответствующий уровень оказывается долгоживущим, метастабильным. Время перехода между такими состояниями измеряется секундами, часами и даже годами. Ядро в метастабильном возбужденном состоянии и такое же ядро в основном энергетическом состоянии называются изомерами, а метастабильные уровни — изомерными уровнями.

2. *Ядерная изомерия.* Ядерные изомеры известны как среди стабильных, так и преимущественно среди β-радиоактивных нуклидов. В случае стабильного нуклида переход в основное состояние с возбужденного изомерного уровня, образовавшегося в результате ядерной реакции или предшествующего распада, происходит путем испускания γ-кванта. При этом вещество проявляет только γ-радиоактивность с законом распада (3.4). Изомерный возбужденный уровень β-радио-

активного нуклида не обязательно обращается в основное состояние с испусканием γ-кванта, а может претерпевать независимый β-распад. Периоды полураспада по отношению как к испусканию γ-квантов, так и к β-распаду зависят от энергии перехода, и особенно от разности спинов начального и конечного состояний. Поэтому периоды полураспада радиоактивных изомеров одного и того же нуклида всегда различны. Существование γ-радиоактивности у стабильного относительно α- и β-распадов вещества или двух, а в некоторых случаях трех периодов полураспада у радиоактивного вещества свидетельствует об образовании в каком-то предшествующем процессе метастабильных ядерных уровней, т. е. о явлении ядерной изомерии.

Первая пара изомеров была зарегистрирована среди радиоактивных продуктов распада урана как раз по двум периодам полураспада у одного и того же нуклида ^{234}Pa, это β^--радиоактивные UX_2 и UZ (см. рис. 3.5). В настоящее время известно более 250 пар и даже троек изомеров с периодом полураспада метастабильного уровня более миллисекунды [13, 14]. На рис. 3.11 представлены схемы распадов изомеров с указанием у каждого ядерного уровня энергии, спина и четности волновой функции («+» или «—»), а у нестабильных изомеров и периода полураспада. Изомеры ^{26}Al (рис. 3.11, *а*) претерпевают только независимый β-распад, поскольку время жизни по отношению к испусканию γ-кванта с изменением спина ядра на $\Delta I = 5$ оказывается настолько большим, что скорее, чем электромагнитный переход, происходит β-распад под действием слабых сил, но без изменения спина и четности волновой функции исходного и конечного состояний ядер. Метастабильный уровень нуклида ^{85}Kr (рис. 3.11, *б*) испытывает смешанный распад как с испусканием γ-кванта и образованием изомера ^{85}Kr с низшей энергией, так и непосредственно β-распад. Один из трех изомеров ^{114}In (рис. 3.11, *в*) распадается только с испусканием γ-квантов, превращаясь во второй изомер, испытывающий смешанный распад. β-Переходы с метастабильного уровня могут конкурировать с испусканием γ-квантов только в том случае, если разница в спинах уровней материнского и дочернего ядер много меньше различия в спинах изомеров. Все случаи независимого распада изомеров заканчиваются образованием разных уровней дочерних ядер, спины которых близки спинам одного или другого из распадающихся изомеров (см. рис. 3.11, *а—в*).

Если один из изомеров стабилен, то второй распадается с испусканием γ-кванта. Примером служит ^{87}Sr (рис. 3.11, *г*). Однако ^{87}Sr уникален в том смысле, что основное состояние радиоактивного нуклида ^{87}Rb, который в результате β-распада сам превращается в ^{87}Sr, случайно имеет энергию ниже энергии другого изомера ^{87}Sr. Поскольку различие в спинах этого изомера и основного энергетического состояния ^{87}Rb невелико, с испусканием γ-квантов успешно конкурирует *K*-захват, т. е. процесс β^+-превращения. Таким образом, вместо испускания γ-кванта ядро ^{87}Sr в метастабильном состоянии может сначала поглотить атомный электрон с образованием ядра ^{87}Rb, а затем испустить электрон же и опять превратиться в ядро ^{87}Sr. Такой путь распада сопровождается испусканием нейтрино при каждом переходе [см.

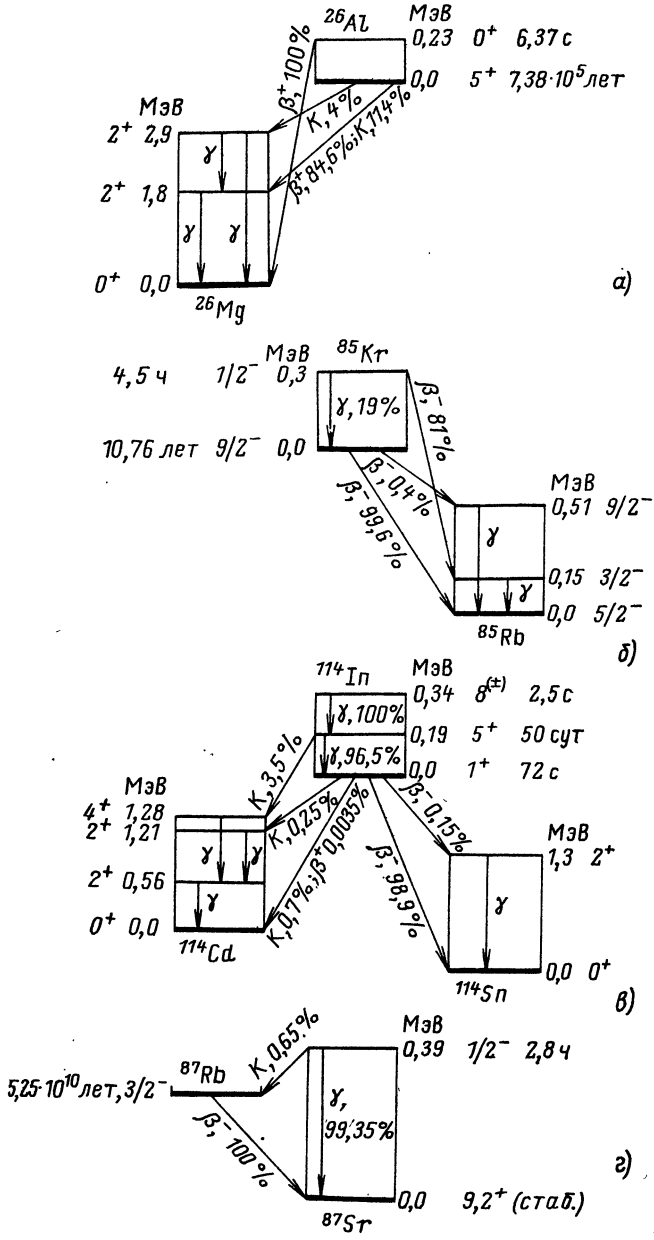


Рис. 3.11. Схемы распада изомеров

(3.27), (3.25)]. Этот случай еще раз показывает, что направление течения процесса β-превращения нуклона определяется только значениями полной энергии начального и конечного состояний ядра.

3. *Распространенность изомеров.* Ядерные изомеры распространены неравномерно среди нуклидов разных массовых чисел. Наибольшее число ядерных изомеров наблюдается в следующих диапазонах чисел протонов или нейтронов в составе ядер: от 30 до 49, от 69 до 81 и от 111 до 125, т. е. при числах протонов или нейтронов, предшествующих магическим числам 50, 82 и 126 (2.16). Такое распределение изомеров, по крайней мере с нечетными массовыми числами, находится в согласии с моделью ядерных оболочек (§ 2.5, п.3), которая предсказывает, что при больших l состояния с различной взаимной ориентацией l и s оказываются в разных нуклонных оболочках и соседствуют на шкале энергий с состояниями с очень малыми значениями механического момента. При этом состояния с большими $I = l + s$ часто оказываются последними в оболочке. Таким образом, в недозаполненной оболочке действительно можно ожидать такую ситуацию, когда последнее заполненное состояние отвечает малому значению спина ядра, а первое незаполненное, которое является в этом ядре первым возбужденным уровнем, соответствует очень большому значению механического момента. Переходы между такими состояниями в обоих направлениях сильно затруднены, и метастабильные уровни непосредственно из основных вообще не возбуждаются. Однако в результате предшествующего распада или каскадного высвечивания при сильном возбуждении ядро может оказаться в состоянии со спином, очень отличающимся от спина основного уровня или от спинов нескольких низкорасположенных уровней. В этом случае дальнейшее высвечивание ядра протекает крайне медленно, и такое ядро имеет более чем один изомер.

4. *Электроны внутренней конверсии.* Испускание γ-кванта — не единственный процесс, приводящий к освобождению атомного ядра от избытка энергии. Кулоново поле ядра может передать всю энергию возбуждения непосредственно атомному электрону. При этом ядро переходит в основное состояние без излучения γ-кванта, а из атома выбрасывается электрон внутренней конверсии. Наиболее вероятна передача энергии ближайшему к ядру K-электрону. Однако возможна эмиссия электронов внутренней конверсии с L, M и т. д. атомных оболочек. Поскольку энергия возбуждения ядра E^* — величина строго определенная, то кинетическая энергия электронов внутренней конверсии E_e также одинакова во всех случаях испускания электрона с данной оболочки:

$$\left.\begin{aligned} E_e^{(K)} &= E^* - E_K; \\ E_e^{(L)} &= E^* - E_L, \end{aligned}\right\} \qquad (3.38)$$

где E_K, E_L ... — энергии связи электронов в соответствующих оболочках атома. Таким образом, энергетический спектр электронов внутренней конверсии линейчатый в отличие от сплошного спектра электронов, испускаемых при β-распаде. Если энергия возбуждения ядра $E^* < E_K$, то отделение от атома K-электрона оказывается невозможным и электроны внутренней конверсии могут выбрасываться только с последующих электронных оболочек.

Итак, часть возбужденных ядер передает свою энергию γ-квантам, а другая часть — атомным электронам. Доля тех и других распадов возбужденных ядер описывается коэффициентом внутренней конверсии α. Испускание электронов внутренней конверсии представляет собой дополнительный механизм освобождения ядер от избыточной энергии, а не собственно конверсию γ-квантов, предварительно излучаемых из ядер, хотя и такой процесс в принципе возможен. Число распадов с испусканием конверсионных электронов принято определять по отношению к числу обыкновенных распадов с испусканием γ-квантов N_γ, а не к полному числу распадов $N_e + N_\gamma$, и коэффициент внутренней конверсии при этом имеет вид

$$\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma}. \qquad (3.39)$$

Абсолютное значение коэффициента α тем больше, чем больше время жизни по отношению к испусканию γ-кванта и чем больше Z ядра, т. е. чем ближе к ядру расположены электронные оболочки атома.

5. *Рентгеновское излучение и оже-электроны.* В результате испускания электрона внутренней конверсии ядро атома переходит в основное состояние, однако остается возбужденным атом, поскольку в одной из его оболочек недостает электрона. Вакантное место очень быстро, в течение $\sim 10^{-15}$ с, заполняется электроном с внешней электронной оболочки. Поэтому эмиссия электронов внутренней конверсии сопровождается излучением характеристических рентгеновских квантов или испусканием оже-электронов. Характеристическое рентгеновское излучение при этом принадлежит тому же химическому элементу, из атомов которого были испущены конверсионные электроны.

Эмиссия электрона внутренней конверсии наиболее вероятна с K-оболочки. В этом случае энергия возбуждения атома равна энергии связи потерянного электрона E_K. Заполнение вакансии в K-оболочке происходит преимущественно при переходе электрона из ближайшей L-оболочки, и при этом атом испускает K_α — рентгеновский квант. Однако переход электрона из L- в K-оболочку может происходить и без испускания рентгеновского кванта, но с выбрасыванием еще одного электрона, опять-таки преимущественно из L-оболочки, и, следовательно, с кинетической энергией, равной $E_K - E_{2L}$, где E_{2L} — энергия связи двух электронов в L-оболочке. Такие электроны называются оже-электронами по имени французского физика, открывшего этот эффект. После испускания оже-электрона атом оказывается дважды ионизованным в L-оболочке (значительно реже в других оболочках), и, прежде чем атом полностью освободится от энергии возбуждения, должны произойти низкоэнергетические электронные переходы в атоме и присоединение недостающих атому электронов. При образовании вакансии в K-оболочке самые легкие атомы преимущественно испускают оже-электроны, но не характеристические рентгеновские кванты, тогда как атомы с $Z > 32$ испускают главным образом рентгеновские кванты и с меньшей вероятностью оже-электроны [10].

6. *Конверсия с образованием пары.* Еще один механизм освобождения ядра от избыточной энергии называется конверсией с образованием пары. Если энергия возбуждения ядра $E^* > 2\,mc^2 = 1{,}02$ МэВ, то в кулоновом поле ядра может образоваться электрон-позитронная пара (§ 1.7), которая и уносит всю энергию возбуждения атомного ядра. Подобно испусканию конверсионных электронов конверсия с образованием пары не есть собственно конверсия, т. е. не есть обращение γ-кванта, предварительно испущенного из ядра, в электрон-позитронную пару, а представляет собой дополнительный способ передачи энергии ядра во внешнее пространство. Вероятность этого процесса всегда мала по сравнению с вероятностью излучения γ-кванта. Вблизи порога доля распадов возбужденных уровней ядер с образованием пары составляет $\sim 10^{-4}$ от распадов с излучением γ-кванта, а при энергии возбуждения, близкой к энергии связи нуклона в ядре, — несколько десятых процента. В противоположность коэффициенту внутренней конверсии (3.39) вероятность конверсии с образованием пары несколько снижается с ростом Z ядра, а также при возрастании мультипольности ядерного перехода [16].

Освобождающаяся в процессе образования пары кинетическая энергия $E_\text{п} = E^* - 2\,mc^2$ распределяется между электроном, позитроном и остающимся атомом. Поскольку масса атома велика, то практически вся освобождающаяся энергия уносится электроном и позитроном. Их распределения по энергии сплошные, занимают диапазон от нуля до максимального значения $E_\text{п}$ и симметричны относительно $E_\text{п}/2$ в пренебрежении взаимодействием этих частиц с кулоновым полем ядра.

3.5. Ядерные реакции

1. *Определения.* Ядерной реакцией называется процесс образования новых ядер или частиц при столкновениях частиц и ядер. Если после столкновения сохраняются исходные ядра и частицы и не рож-

даются новые, то процесс называется рассеянием. Впервые ядерную реакцию наблюдал Резерфорд в 1919 г., бомбардируя α-частицами ядра атомов азота. Ядерная реакция была зафиксирована по появлению вторичных ионизирующих частиц, имеющих пробег в газе больше пробега α-частиц и идентифицированных как протоны. Впоследствии с помощью камеры Вильсона были получены фотографии процесса (см. рис. 1.5). Эта реакция может быть представлена выражением

$$\alpha + {}^{14}\mathrm{N} \rightarrow {}^{17}\mathrm{O} + p. \qquad (3.40)$$

Существует сокращенная запись ядерной реакции: ^{14}N (α, p) ^{17}O, где перед скобкой и после скобки стоят ядро-мишень и конечное ядро соответственно, а в скобках — бомбардирующая частица и частица-продукт. Если речь идет о каком-либо классе ядерных реакций безотносительно к ядрам, на которых они протекают, то говорят об (αp), (pn), ($n\gamma$) и т. д. реакциях, где в скобках обозначаются бомбардирующая частица и частица-продукт.

2. *Механизм составного ядра.* Ядерные реакции при не очень большой кинетической энергии сталкивающихся частиц, по крайней мере до 10 МэВ, протекают через двухстадийный механизм составного ядра. Первая стадия реакции состоит в поглощении ядром-мишенью бомбардирующей частицы и образовании промежуточного, или составного, ядра. Составное ядро всегда сильно возбуждено, поскольку поглощенная частица вносит в образовавшееся ядро как свою кинетическую энергию, так и энергию связи поглощенных нуклонов. Последняя составляющая энергии возбуждения равна разности энергий связи новых нуклонов в составном ядре и в исходной частице, если эта частица сложная, как, например, α-частица. Вторая стадия реакции состоит в распаде составного ядра с испусканием той или иной частицы. Такой частицей всегда может быть исходная, при этом опять образуется первоначальное ядро и вместо ядерной реакции наблюдается рассеяние. Рассеяние с образованием составного ядра называется *резонансным* рассеянием в отличие от *потенциального* рассеяния без образования составного ядра. Возможные пути распада составного ядра называются *каналами* ядерной реакции.

В свете изложенного реакция (3.40) должна быть записана в виде

$$\alpha + {}^{14}\mathrm{N} \rightarrow {}^{18}\mathrm{F}^* \rightarrow {}^{17}\mathrm{O} + p, \qquad (3.41)$$

где индекс «*» означает, что промежуточное ядро имеет избыток энергии.

3. *Энергия возбуждения.* Энергия возбуждения E^* составного ядра, образовавшегося при поглощении свободного нуклона, равна сумме энергии связи $E_{\text{св}}$ нуклона и части E' его кинетической энергии (3.54):

$$E^* = E_{\text{св}} + E'. \qquad (3.42)$$

Обычно вследствие большой разницы в массах ядра и нуклона E' примерно равно кинетической энергии E бомбардирующего ядро нуклона, и с достаточной точностью энергия возбуждения составного ядра

описывается формулой:

$$E^* = E_{св} + E. \qquad (3.43)$$

Энергия связи в среднем равна 8 МэВ, несколько меняясь в зависимости от индивидуальных особенностей образующегося составного ядра. Однако для данных ядра-мишени и нуклона эта величина есть константа. Кинетическая же энергия бомбардирующего нуклона может быть какой угодно. При возбуждении ядерных реакций нейтронами, потенциал которых не имеет кулоновского барьера, значение E может быть близко к нулю. Таким образом, $E_{св}$ есть минимальная энергия возбуждения составного ядра, и, поскольку она измеряется в мегаэлектронвольтах, составное ядро действительно всегда сильно возбуждено. Если ядерная реакция возбуждается заряженной частицей, то вклад и кинетической энергии в энергию возбуждения также велик, так как только с достаточно большой кинетической энергией заряженные частицы могут преодолеть кулоновский барьер (2.15) и образовать составное ядро.

Энергия связи частицы в ядре есть энергия, необходимая для ее отделения от ядра. Поскольку $E^* > E_{св}$, то всегда возможен обратный вылет той частицы, при захвате которой образовалось составное ядро. Таким образом, резонансное рассеяние может сопровождать ядерные реакции. Правда, оно оказывается несущественным, если составное ядро с подавляющей вероятностью распадается по другим каналам, ведущим к каким-то ядерным реакциям.

4. *Ограничения по энергии и спину.* Образующееся на промежуточной стадии реакции составное ядро по своим свойствам ничем не отличается от других ядер. Составным оно называется лишь потому, что поглотило частицу, сильно возбуждено, а значит, и неустойчиво, но последнее характерно вообще для любого возбужденного ядра. Как и другие ядра, образовавшееся ядро обладает присущей ему системой возбужденных уровней (§ 2.6, п. 2). Это означает, что не любое количество энергии (3.43) может быть передано ядру в качестве энергии возбуждения, а лишь строго определенный набор энергетических порций, каждая из которых должна совпадать с энергией какого-то уровня ядра с точностью, определяемой шириной уровня (§ 2.6, п. 4). Поскольку $E_{св}$ есть константа для данной пары ядро—частица, совпадение (3.43) с энергиями уровней промежуточного ядра может обеспечиваться только за счет кинетической энергии бомбардирующей частицы. Таким образом, только при избранных значениях кинетической энергии бомбардирующей частицы возможно образование составного ядра. При всех прочих ее значениях составное ядро не образуется, и при столкновении частицы с ядром-мишенью происходит рассеяние, которое и называется потенциальным.

Второе ограничение связано со спином ядра. Каждый возбужденный уровень характеризуется своим собственным механическим моментом J (§ 2.6, п. 5). В свою очередь ядро-мишень в основном состоянии имеет спин I, а частица обладает спином s. Относительное движение частицы и ядра также характеризуется своим моментом количества движения l. Однако при невысоких энергиях бомбардирующих нуклонов

чаще всего $l = 0$, а при $E < 10^4 \div 10^5$ эВ всегда $l = 0$ вследствие очень большого значения $\lambda\!\!\!^{-}$ (1.14), превосходящего радиус ядра. При $l = 0$ суммарный момент количества движения сталкивающихся частиц может быть в пределах от $|I + s|$ до $|I - s|$ через единицу (§ 1.4, п. 9), а если бомбардирующая частица — нуклон, то механический момент равен либо $I + 1/2$, либо $|I - 1/2|$. Если спин J возбужденного уровня составного ядра не равен ни одному из возможных значений суммарного механического момента сталкивающихся частиц, то образование составного ядра невозможно, и при столкновении наблюдается только потенциальное рассеяние бомбардирующих частиц. Если J попадает в пределы от $I + s$ до $|I - s|$, то образование составного ядра возможно, однако только в тех случаях, когда реализуется равенство суммарного момента сталкивающихся частиц спину возбужденного уровня составного ядра J. Доля таких столкновений определяется статистическим фактором g (1.21), остальные столкновения сопровождаются потенциальным рассеянием частиц.

5. *Обоснование механизма составного ядра.* Экспериментальные факты подтверждают механизм составного ядра. Прежде всего при регистрации ядерных реакций можно наблюдать резонансы в зависимости сечения реакции от энергии бомбардирующей частицы или сильное возрастание сечения при некоторых значениях кинетической энергии (§ 4.6, п. 3). Именно при образовании составного ядра, т. е. связанной системы ядро—частица, сечение взаимодействия может быть так велико, как $\pi\lambda\!\!\!^{-2}$ (§ 1.4, п. 4). Напротив, за пределами резонансов сечение мало, поскольку там происходит потенциальное рассеяние частиц без образования составного ядра.

Измерение ширин резонансов позволяет оценить среднее время жизни составного ядра (1.20). Это время в ряде случаев оказывается очень большим (10^{-14} с) по сравнению с характерным временем ядерного взаимодействия (10^{-23} с) (§ 1.7, п. 8). Такие оценки также говорят в пользу образования составного ядра при ядерных реакциях, ибо непосредственное столкновение бомбардирующей частицы с одним или несколькими нуклонами ядра, сопровождающееся выбиванием из ядра вторичной частицы, должно происходить за время, сравнимое с 10^{-23} с. На самом деле столкнувшаяся с ядром частица при выполнении энергетических и спиновых соотношений захватывается ядром. Это означает, что вследствие сильного взаимодействия между нуклонами вносимая частицей энергия (3.43) за время, меньшее времени пролета частицей диаметра ядра, распределяется между всеми или многими нуклонами. Хотя составное ядро имеет большой избыток энергии, по крайней мере достаточный для обратного выбрасывания захваченной частицы, процесс распада ядра затягивается, поскольку каждый возбужденный нуклон имеет слишком низкую для вылета из ядра энергию, а вероятность передачи всей энергии возбуждения, распределенной между многими нуклонами, одному нуклону ничтожно мала. Итак, большая величина ядерных сил обеспечивает интенсивный обмен энергией между нуклонами в возбужденном ядре и препятствует быстрому распаду сложной системы частиц — составного ядра под действием тех же ядерных сил.

При некоторых обстоятельствах распад составного ядра с испусканием нуклона может оказаться настолько длительным, что с ним начинает успешно конкурировать распад с излучением γ-кванта под действием более слабых электромагнитных сил. Непрерывный обмен энергией между нуклонами составного ядра затрудняет также и испускание γ-кванта, однако при достаточно большом времени жизни составного ядра этот процесс может оказаться преобладающим. После испускания γ-квантов ядро переходит в основное энергетическое состояние, а процесс в целом при этом называется *радиационным захватом* частицы. Резонансы радиационного захвата обычно имеют очень малые ширины, поскольку электромагнитные силы, определяющие излучение γ-квантов, могут конкурировать с ядерными, под действием которых из ядер выбрасываются нуклоны, только при больших временах жизни составных ядер.

Наконец, в пользу образования составного ядра свидетельствует сферически симметричное распределение направлений вылета продуктов ядерных реакций и резонансного рассеяния. Направление движения частицы, возбудившей ядерную реакцию, легко может быть зарегистрировано на опыте, поскольку оно совпадает с осью пучка частиц, бомбардирующих мишень. Отсутствие корреляции направлений вторичных частиц относительно направления бомбардирующих частиц согласуется с представлением об образовании составного ядра — связанной системы ядро—частица. Если частица захвачена ядром, то ее положение в пространстве ограничено размером ядра, а в этом случае импульс частицы не имеет определенного значения (§ 1.4, п. 5). Значит, связь между импульсом захваченной частицы и импульсом до захвата не имеет смысла. В таком же отношении находятся импульсы частицы до испускания и после испускания при распаде составного ядра. Следовательно, в случае образования составного ядра никакого соотношения между импульсами первичной, бомбардировавшей, и вторичной, испущенной в результате реакции, частицы быть не может. Испускание частиц-продуктов при этом происходит равновероятно во всех направлениях. Правда в лабораторной системе координат возможна асимметрия для направлений вылета вперед или назад по отношению к направлению движения первичной частицы. Эта асимметрия имеет не ядерное происхождение, а связана с движением в лабораторной системе координат в направлении импульса бомбардировавшей частицы самого составного ядра (п. 11). В системе же координат центра инерции, где составное ядро покоится, распределение направлений импульсов вторичных частиц сферически симметрично. Напротив, асимметрия распределения направлений в системе центра инерции всегда проявляется, если бомбардирующая частица вызывает ядерную реакцию при непосредственном взаимодействии с одним или несколькими нуклонами ядра.

6. *Прямое взаимодействие.* Течение ядерных реакций через механизм прямого взаимодействия также возможно. Однако такой механизм главным образом проявляется при очень больших энергиях бомбардирующих частиц, когда нуклоны ядра можно рассматривать как свободные. От механизма составного ядра прямое взаимодействие от-

личается прежде всего распределением векторов импульсов частиц продуктов относительно импульса бомбардирующих частиц. В отличие от сферической симметрии механизма составного ядра для прямого взаимодействия характерно преимущественное направление полета продуктов реакции вперед относительно направления движения первичных частиц. Распределения по энергиям частиц-продуктов в этих случаях также различны. Для прямого взаимодействия характерен избыток частиц с высокой энергией. При столкновениях с ядрами сложных частиц, т. е. также ядер, возможны процессы передачи нуклонов от ядра к ядру или обмена нуклонами. Эти реакции происходят без образования составного ядра, и им присущи все особенности прямого взаимодействия.

7. *Закон сохранения энергии.* При ядерных реакциях выполняются все законы сохранения классической физики. Вследствие работы самых мощных сил природы — ядерных сил обращающиеся в ядерных реакциях количества свободной энергии настолько велики, что оказываются заметными по сравнению с энергиями покоя участвующих в реакциях частиц. Поэтому закон сохранения энергии для ядерных реакций следует формулировать в самой общей форме: полная энергия частиц до реакции равна полной энергии новых частиц после реакции, где под полной энергией понимается энергия (1.23) или (1.24), включающая энергию покоя частиц. Если $\mathscr{E}_1$, $\mathscr{E}_2$, $\mathscr{E}_3$ и $\mathscr{E}_4$ — полные энергии двух частиц до реакции и двух частиц после реакции, то на основании закона сохранения энергии

$$\mathscr{E}_1+\mathscr{E}_2=\mathscr{E}_3+\mathscr{E}_4. \tag{3.44}$$

При образовании более двух частиц число слагаемых в правой части (3.44) должно быть соответственно больше. Полная энергия частицы есть сумма ее энергии покоя Mc^2, где M — масса покоя, и кинетической энергии E [см. (1.29)]. Поэтому (3.44) приводится к виду

$$M_1c^2 + M_2c^2+E_1 + E_2 = M_3c^2 + M_4c^2+E_3 + E_4. \tag{3.45}$$

Величина

$$Q = (E_3 + E_4) — (E_1 + E_2) \tag{3.46}$$

называется энергией реакции. Поскольку обычно ядро-мишень покоится, то $E_2=0$ и энергия реакции равна

$$Q = (E_3 + E_4) — E_1, \tag{3.47}$$

где E_1 — кинетическая энергия бомбардирующей ядро частицы, а E_3 и E_4 — кинетические энергии продуктов реакции. С учетом (3.46)

$$M_1 + M_2 = M_3 + M_4 + Q/c^2. \tag{3.48}$$

Множитель $1/c^2$ обычно опускают и пишут

$$M_1 + M_2 = M_3 + M_4 + Q, \tag{3.49}$$

помня о том, что при подсчете баланса необходимо либо массы частиц выражать через энергетические единицы, либо энергию в массовых единицах (2.8). Если $Q>0$, то реакция идет с выделением свободной энергии и называется *экзоэнергетической*. Если $Q<0$, то реакция сопровождается поглощением свободной энергии и называется *эндо-*

энергетической. Легко видеть, что $Q > 0$ тогда, когда сумма масс частиц-продуктов меньше суммы масс исходных частиц, т. е. выделение свободной энергии возможно только за счет снижения масс реагирующих частиц. Напротив, если сумма масс вторичных частиц превышает сумму масс исходных, то такая реакция возможна лишь при условии затраты какого-то количества кинетической энергии на увеличение энергии покоя, т. е. масс новых частиц. Эта затрачиваемая энергия обычно составляет часть кинетической энергии бомбардирующей частицы (п. 11), и для возбуждения эндоэнергетической реакции E_1 должно быть, по крайней мере, больше энергии реакции Q. Минимальное значение E_1, при котором возможна эндоэнергетическая реакция, называется пороговым (1.44).

Закон сохранения энергии в виде (3.49) может быть непосредственно проверен на опыте. Массы всех участвующих частиц измеряются на масс-спектрометре (§ 2.4, п.4). Энергия реакции Q также может быть независимо измерена путем контроля кинетической энергии E_1 бомбардирующей частицы и определения кинетических энергий E_3 и E_4 продуктов реакции. Если выразить массы и энергию реакции в одинаковых единицах, то оказывается, что при ядерных реакциях энергия реакции много больше, чем экспериментальная погрешность измерения величины $(M_1 + M_2) - (M_3 + M_4)$. Это и означает, что возможно сравнение измеренных величин $[(M_1 + M_2) - (M_3 + M_4)]c^2$ и Q. Опыт с высокой точностью подтверждает справедливость выражения (3.49). Поэтому, в свою очередь, на основе закона сохранения энергии (3.49) можно определять как неизвестные массы частиц, так и энергии реакций. В самом деле, если из четырех участвующих в процессе частиц масса одной не известна, то по массам трех частиц и измеренной энергии реакции можно определить массу четвертой. Точность этого метода является точностью масс-спектрометра, если массы остальных трех измерены на масс-спектрометре, и этот метод широко используется для измерения масс атомов. В частности, именно на основе закона сохранения энергии была измерена масса нейтрона, которую измерить на масс-спектрометре невозможно из-за отсутствия у нейтрона электрического заряда. Если массы всех четырех частиц известны, то энергия реакции вычисляется непосредственно.

Выражение (3.49) является универсальным. Однако на опыте его можно проверить только в случае ядерных реакций. При химических реакциях, т. е. при молекулярных превращениях, энергии реакций Q настолько малы, что их абсолютные значения в соответствующих единицах много меньше погрешностей измерений масс молекул, выполненных самыми точными современными методами.

8. *Закон сохранения импульса.* Полный импульс частиц до реакции равен полному импульсу частиц-продуктов реакции. Если $\mathbf{p}_1$, $\mathbf{p}_2$, $\mathbf{p}_3$ и $\mathbf{p}_4$ — векторы импульсов двух частиц до реакции и двух частиц после реакции, то при сохранении импульса

$$\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = \mathbf{p}_3 + \mathbf{p}_4. \tag{3.50}$$

Если ядро-мишень покоится, то $\mathbf{p}_2 = 0$ и

$$\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_3 + \mathbf{p}_4. \tag{3.51}$$

Абсолютные значения импульсов частиц могут быть измерены с помощью магнитных спектрометров (2.10) либо найдены по измерению энергии частиц, поскольку между энергией и модулем импульса существуют непосредственные соотношения: $E = p^2/(2M)$ или (1.24), (1.29) при релятивистских скоростях. Углы между векторами импульсов измеряются при наблюдении реакций в трековых приборах или с помощью других регистраторов частиц, так ориентированных относительно мишени, где возбуждаются ядерные реакции, чтобы зарегистрировать сразу обе частицы-продукта. Таким образом, каждый из векторов может быть измерен независимо на опыте и соотношение (3.50) или (3.51) подвергнуто проверке. Вся сумма экспериментальных данных свидетельствует о справедливости закона сохранения импульса как при ядерных реакциях или превращениях, так и в процессах рассеяния микрочастиц.

9. *Закон сохранения механического момента.* При ядерных реакциях сохраняется момент количества движения. В результате столкновения микрочастиц образуются только такие составные ядра, механический момент которых равен одному из возможных значений механического момента, получающегося при сложении собственных механических моментов частиц и механического момента их относительного движения (п.4). Пути распада составного ядра также могут быть лишь такими, чтобы сохранялся момент количества движения. Никаких исключений из этих правил на опыте не обнаружено.

10. *Другие законы сохранения.* При ядерных реакциях сохраняется электрический заряд: алгебраическая сумма элементарных зарядов до реакции равна алгебраической сумме зарядов после реакции. При ядерных реакциях сохраняется число нуклонов, что в самом общем случае интерпретируется как сохранение барионного числа. Если кинетические энергии сталкивающихся нуклонов очень высоки, то возможны реакции рождения нуклонных пар.

Поскольку нуклонам и антинуклонам приписываются противоположные знаки барионных чисел, то при любых процессах алгебраическая сумма барионных чисел всегда остается неизменной. При ядерных реакциях, которые протекают под действием ядерных или электромагнитных сил, сохраняется четность волновой функции, описывающей состояние частиц до и после реакции. Четность волновой функции не сохраняется в превращениях под действием слабых сил. Все законы сохранения накладывают ограничения на возможность осуществления ядерных реакций. Энергетически выгодный процесс всегда оказывается невозможным, если сопровождается нарушением какого-либо закона сохранения.

11. *Вклад кинетической энергии в энергию возбуждения.* Обычно ядро-мишень покоится, полный импульс системы частица — ядро есть импульс частицы, и на основе закона сохранения ему равен импульс захватившего частицу составного ядра. А так как с импульсом всегда связана энергия, то, значит, часть кинетической энергии частицы E сохраняется как кинетическая энергия составного ядра $E_я$. Остальная энергия $E' = E - E_я$ передается составному ядру в качестве составляющей энергии возбуждения. Обозначив импульс частицы M_1v_1, массу ядра-мишени M_2 и массу составного ядра в пренебрежении ее приращением за счет поглощенной энергии $M_1 + M_2$, получим

$$M_1v_1 = (M_1 + M_2)v_ц, \tag{3.52}$$

где $v_ц$ есть скорость движения составного ядра, являющаяся также скоростью центра инерции частицы и ядра-мишени, так как после поглощения частица не движется относительно ядра. Отсюда кинетическая энергия составного ядра

$$E_я = \frac{1}{2}(M_1+M_2)v_ц^2 = E\frac{M_1}{M_1+M_2}, \tag{3.53}$$

а в энергию возбуждения переходит

$$E' = E - E_я = E\frac{M_2}{M_1+M_2}. \tag{3.54}$$

Обычно $M_1 \ll M_2$ и $E' \approx E$. Однако принципиально $E' < E$, и при малой массе ядра-мишени E' может значительно отличаться от E.

Энергия E' — суммарная кинетическая энергия частицы и ядра-мишени в системе координат центра инерции. Только эта кинетическая энергия переходит в энергию возбуждения составного ядра и может обратиться в энергию покоя. По этой причине пороговая энергия эндоэнергетической реакции выше энергии реакции Q (п. 7). Лишь в частном случае совпадения систем координат центра инерции и лабораторной, что соответствует движению частицы и ядра навстречу друг другу с равными по модулю импульсами, $E' = E$, где E — сумма кинетических энергий частицы и ядра. При этом вся кинетическая энергия переходит в энергию возбуждения составного ядра, а пороговая энергия эндоэнергетической реакции равна Q.

12. *Выход реакции.* Число случаев реакции, отнесенное к числу бомбардировавших мишень частиц, или ν/Φ в (1.49), называется *выходом ядерной реакции*. Выход реакции обычно является непосредственно определяемой на опыте величиной при количественных измерениях. Поскольку выход просто связан с сечением реакции, измерение выхода есть измерение сечения — важнейшей характеристики каждого ядерного процесса.

13. *Реакции под действием заряженных частиц.* Возбуждению реакций под действием заряженных частиц, α-частиц, протонов, дейтонов и др., препятствует электрический заряд атомных ядер. Чтобы такая частица достигла области действия ядерных сил, она должна обладать кинетической энергией, достаточной для преодоления кулоновского потенциального барьера (2.15), который равен примерно 1 МэВ даже при взаимодействии однозарядных частиц с самыми легкими ядрами. Правда, ядерные реакции возможны и при энергиях E ниже потенциального барьера. Это так называемые подбарьерные реакции. Подобно тому как при α-распаде α-частица проходит через потенциальный барьер с вероятностью (3.22) за пределы ядра, при столкновении с ядром она с той же вероятностью может оказаться в пределах ядра. Прозрачность кулоновского барьера очень быстро увеличивается при приближении E к $U_к$ (2.15). Поэтому при не очень большом отличии E от $U_к$ подбарьерные реакции происходят с заметной вероятностью. Выход реакций при подбарьерной кинетической энергии, конечно, мал и быстро убывает при уменьшении E. Исключение составляют лишь некоторые сильно экзоэнергетические реакции на самых легких ядрах, для которых выход остается существенным даже при $E \approx 0{,}01$ МэВ.

Под действием протонов и α-частиц с наибольшей вероятностью происходят реакции с испусканием нейтрона — (p, n) и (α, n). Вероятности реакции (p, α) или (α, p) много меньше, так как вылету из ядра заряженной частицы препятствует тот же кулоновский барьер. Поэтому если в результате захвата протона или α -частицы образовавшееся составное ядро имеет энергию возбуждения, превышающую энергию связи нейтрона, то при распаде составного ядра выбрасывается нейтрон. Испускание из составных ядер наряду с нейтронами заряженных частиц происходит при больших энергиях возбуждения. В тех случаях, когда энергия возбуждения составного ядра меньше энергии связи нейтрона, происходит либо рассеяния заряженных частиц [(p, p), (α, α)], либо радиационный захват [(p, γ) (α, γ)]. Для реакций типа (p, γ) характерны узкие резонансы вследствие большого времени жизни составного ядра, испускающего γ-квант.

Реакции под действием протонов и α-частиц наиболее интересны на легких ядрах, где кулоновские барьеры не очень высоки. Первой из

открытых ядерных реакций оказалась как раз не наиболее вероятная (α, p)-реакция на ядре ^{14}N (3.41). Ее выход $2 \cdot 10^{-5}$, а $Q = 1{,}06$ МэВ. Реакция (α, p) может быть возбуждена на многих других легких ядрах α-частицами естественных излучателей. Открытие нейтрона также связано с бомбардировкой легких ядер α-частицами. Наибольшим выходом $2{,}5 \cdot 10^{-4}$ обладает реакция ^{9}Be $(\alpha, n)^{12}C$. Поэтому ее используют в лабораторной практике для получения нейтронов. Энергия этой реакции $Q = 5{,}44$ МэВ. Примером (p, α)-реакции может служить реакция на Li, которая является первой ядерной реакцией, осуществленной с искусственно ускоренными частицами (Кокрофт и Уолтон, Великобритания, 1932 г.):

$$^{7}Li + p \rightarrow {}^{8}Be^{*} \rightarrow \alpha + \alpha. \qquad (3.55)$$

Реакция сильно экзоэнергетична ($Q = +17{,}3$ МэВ) и обладает заметным выходом даже при $E_p = 0{,}001$ МэВ. Составное ядро $^{8}Be^{*}$ может распадаться и другим путем, который ведет к реакции ^{7}Li (p, γ) ^{8}Be с образованием ^{8}Be в основном состоянии и γ-кванта с энергией 17,2 МэВ. Поскольку масса ядра ^{8}Be чуть больше суммы масс двух α-частиц, то ^{8}Be сразу распадается на α-частицы с энергией 0,1 МэВ. Из (p, n)-реакций представляют интерес для получения нейтронов реакции ^{7}Li (p, n) ^{7}Be, ^{11}B (p, n) ^{11}C, T (p, n) ^{3}He.

14. *Специфика реакций с участием дейтонов.* Реакции под воздействием дейтонов обладают рядом особенностей. Дейтон состоит из одного протона и одного нейтрона, его энергия связи 2,2 МэВ, или около 1 МэВ на один нуклон, что много меньше 8 МэВ — средней энергии связи нуклона в большинстве ядер. Кроме того, среднее расстояние, на которое удалены друг от друга нуклоны в составе дейтона, относительно велико ($\sim 4 \cdot 10^{-15}$ м). Частица с такими свойствами, оказывается, может взаимодействовать с ядрами не только с образованием составного ядра, но и путем прямого взаимодействия. Если при столкновении дейтона с ядром образуется составное ядро с захватом обоих нуклонов, то его энергия возбуждения (3.43) оказывается очень высокой из-за большой разницы энергий связи двух нуклонов в ядре и дейтоне — около 14 МэВ. Поэтому все реакции под действием дейтонов — (d, p), (d, n), (d, α) — экзоэнергетические и имеют большие выходы.

Помимо образования составного ядра реакции (d, p) и (d, n) могут идти и другим путем. Вследствие слабой связи нуклонов в дейтоне и относительно большого расстояния между ними взаимодействие дейтона с ядром может закончиться поглощением только одного нуклона, тогда как другой останется за пределами ядра и продолжит свое движение преимущественно в направлении первоначального полета. Если кинетическая энергия дейтона ниже высоты потенциального барьера ядра, выход (d, p)-реакции оказывается сравнимым с выходом (d, n)-реакции для легких и средних ядер, а для тяжелых ядер даже превосходит последний в несколько раз. Такое поведение выходов (d, p)- (d, n)-реакций противоречит механизму составного ядра, ибо при распаде составного ядра испускание протонов всегда более затруднено, чем нейтронов, и особенно у тяжелых ядер. Преимущественный захват нейтронов тяжелыми ядрами при взаимодействии с дейтонами невысокой энергии

происходит потому, что вследствие сильного электростатического отталкивания дейтон при сближении с тяжелым ядром ориентируется своим протоном в направлении от ядра. Захват ядром одного из нуклонов дейтона при подбарьерной кинетической энергии дейтона называется процессом Оппенгеймера — Филлипса (по имени физиков, предположивших существование указанного механизма и описавших его теоретически).

При очень большой кинетической энергии дейтона вероятность попадания в ядро как протона, так и нейтрона примерно одинакова для всех ядер. Нуклоны, остающиеся после реакции свободными, движутся в направлении бомбардирующих мишень дейтонов несильно расходящимся пучком. Средняя энергия этих нуклонов примерно равна половине начальной энергии дейтонов. Процесс поглощения ядром одного из нуклонов дейтона при надбарьерной энергии называется реакцией срыва. Реакция срыва используется для получения пучков нейтронов с энергией в десятки мегаэлектронвольт. Вклад механизма составного ядра или прямого взаимодействия в реакции дейтонов с ядрами данного сорта может быть оценен по соотношению выходов (dp)- и (dn)-реакций, изменению этого соотношения при возрастании энергий дейтонов и угловым распределениям продуктов реакции. Если преобладает механизм составного ядра, выход (dp)-реакции меньше выхода (dn)-реакции, отношение первого ко второму растет с энергией, а угловое распределение продуктов реакции сферически симметрично.

Большие выходы реакций под действием дейтонов делают эти реакции привлекательными для получения свободных нейтронов, например реакция ^{9}Be (dn) ^{10}B. Столкновение дейтона с дейтоном приводит к реакциям (dp) и (dn) с примерно равной вероятностью: $d + d \rightarrow {}^{3}\mathrm{H} + p$ и $d + d \rightarrow {}^{3}\mathrm{He} + n$. Энергия первой реакции $Q = 4$ МэВ, второй — $Q = 3{,}24$ МэВ. Тяжелый изотоп водорода — тритий ^{3}H и легкий изотоп гелия ^{3}He были открыты как раз при изучении этих реакций. ^{3}He впоследствии был найден в естественном гелии как очень малая примесь к ^{4}He. ^{3}H является β-радиоактивным нуклидом и с $T = 12$ лет превращается в ^{3}He: ${}^{3}\mathrm{H} \rightarrow {}^{3}\mathrm{He} + \beta^{-} + \tilde{\nu}$. Столкновение дейтона с ядром трития — тритоном сопровождается только (dn)-реакцией: $d + {}^{3}\mathrm{H} \rightarrow {}^{4}\mathrm{He} + n$. В результате образуется прочно связанное ядро ^{4}He, поэтому реакция сильно экзоэнергетична, $Q = 17{,}6$ МэВ. Бóльшую часть освобождающейся энергии (14,1 МэВ) уносит нейтрон как более легкая из частиц-продуктов. Эта реакция характеризуется наинизшим кулоновским барьером и большим выходом. Поэтому она представляет особый интерес для термоядерного синтеза (см. Введение). На ее возбуждение требуется наименьшая, чем для любой другой возможной ядерной реакции, температура среды, порядка нескольких десятков миллионов градусов Кельвина. В реакциях с дейтонами пóлучают искусственные радиоактивные нуклиды, используемые в научных исследованиях, например ^{11}C и ^{32}P в реакциях ^{10}B (dn) ^{11}C, ^{31}P (dp) ^{32}P.

15. *Нейтронные реакции.* Самой распространенной является реакция радиационного захвата нейтрона $(n\gamma)$, сечение которой тем выше, чем меньше энергия нейтрона (§ 4.6, п. 5). Реакции (np) и $(n\alpha)$ маловероятны, так как образовавшееся при поглощении нейтрона составное

ядро быстрее испускает нейтрон, а не заряженную частицу. Только в нескольких случаях высокоэкзоэнергетических реакций на легких ядрах (np)- и ($n\alpha$) -реакции идут с подавляющей вероятностью. На тяжелых ядрах нейтроны легко возбуждают процесс деления (nf) (§ 3.6). Поведение сечений нейтронных реакций в функции энергии обсуждается в § 4.6.

Нейтронные реакции нашли широкое практическое применение. Реакция (nf) служит источником энергии в ядерных реакторах. В результате ($n\gamma$)-реакции вырабатываются новые делящиеся материалы [(3.56) и (3.57)]. Тритий для термоядерного синтеза получается в реакции ^{6}Li ($n\alpha$) ^{3}H при облучении лития нейтронами ядерного реактора. Помимо этого, посредством нейтронных реакций получают искусственные радиоактивные нуклиды, а реакции, сопровождающиеся появлением заряженных частиц [($n\ \alpha$), (np), (nf)], используют для регистрации нейтронов. Важнейшая их них — ^{10} B ($n\alpha$) ^{7}Li..

16. *Активация нейтронами.* Нейтронные реакции, и прежде всего ($n\gamma$), часто служат причиной наведенной радиоактивности. В результате радиационного захвата ядром нейтрона образуется изотоп того же элемента с массовым числом на единицу большим. Вновь образовавшийся изотоп стабилен, если он представлен в естественной смеси изотопов элемента. Следовательно, не каждое поглощение нейтрона сопровождается появлением радиоактивного атома, и полная активность химического элемента зависит от его изотопного состава.

Примером сильноактивируемого вещества может служить натрий, употребляемый в качестве теплоносителя в ядерных реакторах. Натрий — одноизотопный элемент с достаточно большим сечением поглощения нейтронов. Каждый акт захвата нейтрона ведет к образованию радиоактивного ^{24}Na с $T = 15$ ч, т. е. к достаточно долгоживущей радиоактивности. При распаде ^{24}Na испускаются представляющие основную опасность при обращении с радиоактивными веществами γ-кванты с энергией до 4 МэВ. Примером слабоактивируемого вещества является обыкновенная вода, служащая замедлителем и теплоносителем в реакторах на тепловых нейтронах. Изотопный состав водорода и кислорода таков, что активация воды в результате ($n\gamma$)-реакции происходит в очень малой степени. Водород состоит из изотопов ^{1}H и ^{2}H, а кислород — из ^{16}O, ^{17} O и ^{18} O, причем изотопов с наименьшими массовыми числами практически 100% (99, 99%^{1}H и 99,76% ^{16}O), т. е. захват нейтронов в основных количествах водорода и кислорода не приводит к радиоактивности. Сечения радиационного захвата у ^{2}H и ^{18}O очень малы, а один из радиоактивных продуктов реакции захвата — тритий не дает γ-излучения. В результате радиоактивность воды, возникающая при реакции ($n\gamma$), оказывается ничтожно малой. Более существенно вода активируется за счет (np)-реакции на нуклиде ^{16}O. Однако сечение этой реакции очень мало, и возбуждается она только нейтронами с энергией $\sim$ 10 МэВ и более, каких в ядерном реакторе почти нет. Поэтому полная собственная радиоактивность воды сравнительно низка.

17. *Ядерный фотоэффект.* Поскольку атомные ядра испускают γ кванты, они должны и поглощать их. При поглощении γ-кванта ядро получает избыток энергии без изменения своего нуклонного состава,

а ядро с избытком энергии есть составное ядро. Само собой разумеется, что поглощение ядром γ-кванта возможно только при выполнении необходимых энергетических и спиновых соотношений. Если сообщенная ядру энергия превосходит энергию связи нуклона в ядре, то распад образовавшегося составного ядра происходит главным образом с испусканием нуклонов, и в первую очередь нейтронов. Такой распад ведет к ядерным реакциям (γ, n) и (γ, p), которые называются фотоядерными, а явление испускания из ядер нуклонов под действием γ-квантов называется ядерным фотоэффектом.

Фотоядерные реакции идут с образованием составного ядра. Однако при возбуждении реакций (γ, p) на ядрах с $A > 100$ обнаружен слишком большой выход по сравнению с выходом, предсказываемым механизмом составного ядра. Кроме того, угловое распределение протонов с наибольшей энергией оказалось неизотропным. Эти факты указывают на дополнительный механизм прямого взаимодействия, который существен только в случае (γp)-реакции на тяжелых и средних ядрах. Реакция (γn) всегда идет с образованием составного ядра.

Первой наблюдавшейся фотоядерной реакцией была реакция фоторасщепления дейтона: $\gamma + {}^2\mathrm{H} \rightarrow p + n$. Идет она без образования составного ядра, поскольку ядро дейтерия не имеет возбужденных состояний, и может быть вызвана γ- квантами не очень высокой энергии. Между тем нуклидов с малой энергией связи нуклонов всего несколько (§ 2.4, п.7) и, чтобы возбудить фотоядерные реакции, необходимы фотоны с энергией не менее 8 МэВ. Фотоны с такой энергией возникают в некоторых ядерных реакциях или получаются при торможении в веществе очень быстрых электронов. При радиоактивном же распаде, как правило, таких γ-квантов не образуется. Поэтому γ-кванты β-распада не могут возбудить фотоядерные реакции и вызвать появление новой наведенной радиоактивности в других веществах. Отсюда следует, что как бы ни была велика радиоактивность вещества-теплоносителя, циркулирующего в первом контуре ядерного реактора, контакт в теплообменнике с теплоносителем второго контура не может привести к появлению во втором контуре наведенной радиоактивности, хотя γ-кванты легко проходят через стенки теплообменника. Опасность такой радиоактивности может быть связана только с запаздывающими нейтронами, в редких случаях сопровождающими β-распад. В веществах-теплоносителях ядерных реакторов, содержащих кислород, излучатель запаздывающих нейтронов возникает в реакции ${}^{17}\mathrm{O}\ (n, p)\ {}^{17}\mathrm{N}$. Однако реакция эта пороговая ($E_{\text{п}} \approx 9$ МэВ), ее среднее сечение для спектра деления очень мало ($\sigma = 7 \cdot 10^{-6}$ б), а содержание ${}^{17}\mathrm{O}$ в естественном кислороде составляет 0,037%. Поэтому абсолютное значение радиоактивности, связанной с ${}^{17}\mathrm{N}$, мало. Нуклид ${}^{17}\mathrm{N}$ быстро распадается ($T = 4{,}14$ с), испуская запаздывающие нейтроны с энергией до 1,8 МэВ.

Если замедлителем в ядерном реакторе служит бериллий или тяжелая вода, то вследствие необычно малой энергии связи нейтрона в ${}^9\mathrm{Be}$ и ${}^2\mathrm{H}$ под действием γ-квантов радиоактивного распада на ядрах этих нуклидов эффективно протекают фотоядерные реакции (γn). Особенно много γ-квантов дают радиоактивные продукты деления урана. γ-Кванты испускают и другие вещества ядерного реактора, активиро-

ванные нейтронами. Таким образом, в тяжеловодных и бериллиевых ядерных реакторах присутствует дополнительный источник нейтронов, обязанный фотоядерной реакции (γ, n).

18. *Высокоэнергетические частицы.* Ядерные реакции под действием очень быстрых нуклонов, имеющих энергию, во много раз превосходящую среднюю энергию связи нуклона в ядре, сопровождаются вылетом из ядер многих нуклонов. Если такую ядерную реакцию зарегистрировать в ядерной фотоэмульсии, то следы, оставленные вышедшими из одной точки заряженными частицами, образуют характерную звезду. Анализ показывает, что обычно в звездах имеется несколько очень длинных следов, соответствующих высокоэнергетическим протонам, появившимся в результате механизма прямого взаимодействия. Однако наблюдаются и более короткие следы, соответствующие протонам, испущенным при распаде составного ядра. При этом, конечно, испускаются и не оставляющие следов в эмульсии нейтроны, вылет которых, без сомнения, также может определяться механизмами и прямого взаимодействия, и составного ядра. В связи с этим можно заключить, что попадающий в ядро очень быстрый нуклон в столкновениях с одним или несколькими нуклонами передает им значительную часть своей энергии. Остальная энергия нуклона распределяется между многими нуклонами ядра, в результате чего образуется очень сильно возбужденное составное ядро, при распаде которого испускается еще несколько нуклонов. Оценки показывают, что при энергии нуклона около 100 МэВ только примерно половина энергии затрачивается на прямое взаимодействие, тогда как вторая идет на возбуждение остающегося ядра. Следовательно, механизм составного ядра не исключается и в реакциях под действием очень быстрых частиц.

19. *Реакции с рождением мезонов и нуклонных пар.* Если кинетическая энергия сталкивающихся нуклонов в системе их центра инерции превосходит энергию покоя π-мезона, нескольких π-мезонов или двух нуклонов, то наряду с другими реакциями становятся возможными соответственно реакции рождения π-мезонов (1.76), множественного рождения этих частиц и, наконец, нуклонных пар (1.78). При этом $E_{\text{п}}$ в лабораторной системе координат определяются массами сталкивающихся и возникающих частиц (1.39).

3.6. Деление тяжелых ядер

1. *Возможность деления.* У самых тяжелых ядер средняя энергия связи нуклона примерно на 1 МэВ ниже, чем у ядер наиболее устойчивых (см. рис. 2.4). Поскольку энергия связи есть убыль энергии покоя частицы в связанном состоянии, превращение тяжелого ядра в два более легких сопровождается выделением свободной энергии. Если энергетически выгодный процесс в принципе возможен, но не происходит немедленно, это означает, что его течению препятствует энергетический барьер. Отделение одной части ядра от другой сначала сопровождается возрастанием потенциальной энергии, которая лишь по достижении некоторой величины — высоты энергетического барьера $U_{\text{б}}$ — снижается (п. 3). Барьер при делении порождается силами поверхностного натяжения, которые представляют собой составляющую ядерных сил, действующую на расположенные по поверхности ядра нуклоны в направлении центра и создающую давление на поверхность — поверхностное натяжение, потенциальная энергия которого минимальна в основном состоянии ядра. Следовательно, отклонение от исходной геометрической формы, которое может привести к делению, связано с работой против сил поверхностного натяжения и возможно только при получении извне энергии, т. е. при возбуждении ядра какой-либо частицей.

Процесс деления энергетически выгоден уже для ядер с массовыми числами более 80. Однако выигрыш в энергии сначала очень мал, а вы-

сота барьера $U_б$ столь велика, что при возбуждении ядер идут реакции с испусканием нуклонов, но не деление. Только у самых тяжелых ядер энергетический барьер оказывается примерно равным энергии связи нуклона, так что распад составных ядер по каналу деления становится существенным по сравнению с распадом по другим каналам, а в некоторых случаях — преобладающим. Представление об абсолютных значениях барьеров $U_б$ дают экспериментальные пороги деления под действием γ-квантов:

Нуклид	Энергия порога, МэВ	Нуклид	Энергия порога, МэВ
^{232}Th	5,9	^{238}U	5,85
^{233}U	5,5	^{239}Pu	5,5
^{235}U	5,75		

Эти данные свидетельствуют о том, что потенциальный барьер по отношению к делению у самых тяжелых ядер составляет 5,5—6 МэВ и мало зависит от состава ядра.

Относительно малые значения барьеров делают измеримыми на опыте вероятности спонтанного деления этих ядер (табл. 3.2). По аналогии с α-распадом (§ 3.2, п. 2) у обладающих волновыми свойствами ядер-продуктов деления вероятность оказаться за пределами энергетического барьера конечной ширины отлична от нуля. Другими словами, если деление энергетически выгодно, то с какой-то малой вероятностью оно возможно и без предварительного возбуждения исходного ядра.

Таблица 3.2. **Скорость спонтанного деления**

Нуклид	Период полураспада при спонтанном делении, лет	Число делений в 1 с в 1 кг вещества	Нуклид	Период полураспада при спонтанном делении, лет	Число делений в 1 с в 1 кг вещества
^{232}Th	$1{,}4\cdot10^{18}$	0,04	^{238}U	$8\cdot10^{15}$	7
^{233}U	$3\cdot10^{17}$	0,2	^{239}Pu	$5{,}5\cdot10^{15}$	10
^{235}U	$1{,}9\cdot10^{17}$	0,3	^{240}Pu	$1{,}2\cdot10^{11}$	460 000

2. *Делимые и делящиеся нуклиды.* Нуклиды, ядра которых могут делиться под действием каких-либо частиц, называются делимыми. Наибольший интерес представляет деление тяжелых ядер нейтронами, поскольку в результате каждого акта деления появляются новые свободные нейтроны, способные вызвать последующие акты деления, т. е. возникает основа для получения самоподдерживающейся цепной реакции. В отличие от деления под действием γ-квантов, когда делится ядро-мишень, при возбуждении процесса нейтронами делится ядро с массовым числом, на единицу большим. Например, при поглощении нейтронов ядрами ^{235}U или ^{238}U

$$^{235}\mathrm{U} + n \rightarrow {}^{236}\mathrm{U}^* \rightarrow (A_1Z_1) + (A_2Z_2);$$
$$^{238}\mathrm{U} + n \rightarrow {}^{239}\mathrm{U}^* \rightarrow (A_3Z_3) + (A_4Z_4),$$

фактически делятся составные ядра ^{236}U и ^{239}U. Для выяснения возможности деления исходных ядер нужно сравнить энергии возбуждения образующихся при захвате нейтронов составных ядер с энергетическими барьерами. Минимальная энергия возбуждения составного ядра есть энергия связи присоединяющегося к ядру нейтрона (§ 3.5, п. 3). Если эта энергия связи больше энергетического барьера, то исходное ядро может делиться при поглощении нейтронов с любой кинетической энергией. Если же энергия связи меньше барьера, то деление возможно лишь при условии, что кинетическая энергия нейтрона достаточно высока, чтобы в сумме с энергией связи превзойти барьер. Энергии связи нейтронов в ядрах, являющихся составными при делении наиболее важных тяжелых нуклидов, приведены ниже:

Нуклид	Энергия связи, МэВ	Нуклид	Энергия связи, МэВ
^{233}Th	4,79	^{239}U	4,80
^{234}U	6,84	^{240}Pu	6,53
^{236}U	6,55		

Энергия связи парного нейтрона всегда больше, чем непарного (§ 2.4, п.7). По этой причине энергия связи нейтрона в ядрах ^{234}U, ^{236}U и ^{240}Pu оказывается больше энергетического барьера деления, а в ядрах ^{233}Th и ^{239}U — меньше, поскольку значения барьера мало различаются у близких по составу ядер (см. п. 1). Это обстоятельство обусловливает возможность деления ^{233}U, ^{235}U и ^{239}Pu нейтронами любых энергий. Такие нуклиды называются *делящимися*. Напротив, ^{232}Th и ^{238}U могут делиться нейтронами только с достаточно высокой кинетической энергией. Следовательно, по отношению к делению эти нуклиды являются пороговыми. Порог у ^{232}Th около 1,2 МэВ, у ^{238}U — 1 МэВ, и по этой причине они не могут поддержать цепную реакцию (§ 6.1, п. 8.). Среди тяжелых делимых нуклидов любые другие с нечетным числом нейтронов в составе ядер — делящиеся, с четным числом нейтронов — пороговые. Например, ^{240}Pu подобно ^{238}U является пороговым, тогда как ^{241}Pu — делящийся. Образующиеся при радиационном захвате нейтронов в ^{233}U и ^{235}U соответственно ^{234}U и ^{236}U — пороговые нуклиды. ^{232}Th и ^{238}U могут быть переработаны в делящиеся нуклиды и, поскольку они существуют в естественном виде, рассматриваются как сырье для переработки. Идея переработки сырьевых нуклидов состоит в присоединении к четному по числу нейтронов ядру еще одного нейтрона:

$$\left.\begin{aligned} &^{232}Th + n \rightarrow {}^{233}Th^* \rightarrow {}^{233}Th + \gamma; \\ &^{233}Th \xrightarrow[22\ мин]{\beta^-} {}^{233}Pa \xrightarrow[27,4\ сут]{\beta^-} {}^{233}U \xrightarrow[1,6\cdot10^5\ лет]{\alpha}; \end{aligned}\right\} \quad (3.56)$$

$$\left.\begin{aligned} &^{238}U + n \rightarrow {}^{239}U^* \rightarrow {}^{239}U + \gamma; \\ &^{239}U \xrightarrow[23,5\ мин]{\beta^-} {}^{239}Np \xrightarrow[2,3\ сут]{\beta^-} {}^{239}Pu \xrightarrow[2,4\cdot10^4\ лет]{\alpha}. \end{aligned}\right\} \quad (3.57)$$

В результате радиационного захвата нейтронов в ^{232}Th и ^{238}U получаются ^{233}Th и ^{239}U соответственно. Последние быстро распадаются с образованием короткоживущих продуктов. После двух последовательных β-распадов образуются ^{233}U и ^{239}Pu, которые нечетны по числу нейтронов и поэтому являются делящимися нуклидами. Они α-активны, но их периоды полураспада достаточно велики, чтобы с точки зрения накопления и хранения могли рассматриваться как стабильные. Накопление делящихся нуклидов ^{233}U и ^{239}Pu возможно в ядерных реакторах, где имеется большой избыток свободных нейтронов.

Пять из перечисленных в табл. 3.2 тяжелых нуклидов являются наиболее важными для ядерной техники. Три из них, ^{232}Th, ^{235}U и ^{238}U, встречаются в природе, а два, ^{233}U или ^{239}Pu, вырабатываются из природного сырья ^{232}Th или ^{238}U. Из делящихся нуклидов в естественном виде представлен только один ^{235}U, который содержится в природном уране в количестве 0,7%.

3. *Механизм деления.* Процесс деления объясняется на основе капельной модели (§ 2.5, п.3). Если ядру сообщена энергия активации, то в нем возникают колебания, сопровождающиеся отклонением от начальной формы (рис. 3.12). В недеформированном состоянии ядерным силам притяжения противостоят силы кулоновского отталкивания, которые препятствуют наиболее прочной связи нуклонов в ядре. Энергия ядерного притяжения пропорциональна числу частиц, а энергия кулоновского отталкивания — квадрату числа заряженных частиц. Поэтому при деформации ядра-капли и рассредоточении нейтронов и протонов эффективность кулоновского противодействия в каждой половине капли ослабевает. Если энергия активации настолько велика, что $E_a > U_б$ (рис. 3.12), то становится возможной критическая деформация, $r = r_{кр}$, при которой электрические силы уже не препятствуют ядерным силам связать нуклоны более эффективно. Однако это достижимо только в двух новых ядрах, каждое из которых имеет меньше протонов. Увеличение энергии связи участвующих в процессе нуклонов означает, что работа ядерных сил образовала сброс энергии покоя всех нуклонов от начальной величины $U_{нач}$, принятой на рис. 3.12 за нуль, до конечной $U'_{кон}$, что в абсолютных единицах составляет около 180 МэВ.

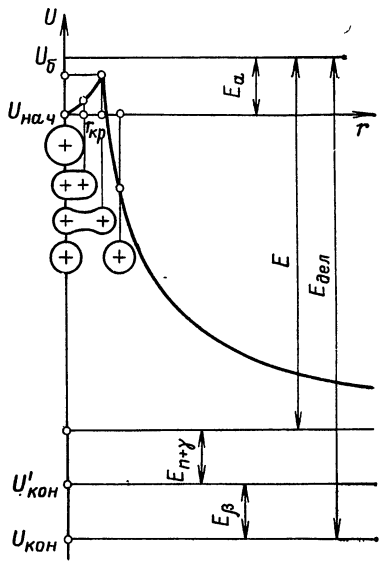


Рис. 3.12. Энергетическая диаграмма и схема деформаций ядра при делении (r — расстояние между эффективными центрами зарядов колеблющегося ядра или центрами образовавшихся осколков)

4. *Энергия деления.* За счет работы ядерных сил два новых ядра— *осколки деления* оказываются под очень высоким электрическим потенциалом. Электростатическое отталкивание разбрасывает осколки, и потенциальная энергия кулонова поля $U_к$ переходит в кинетическую энергию осколков деления, равную E при $r \to \infty$ (см. рис. 3.12). Практически взаимное ускорение осколков заканчивается при достижении ими границ исходного атома, $r \approx 10^{-10}$ м. В дальнейшем, двигаясь в веществе, осколки ионизуют другие атомы (§ 4.3, п. 2), и их кинетическая энергия превращается в энергию теплового движения частиц среды.

Часть освобождающейся при делении энергии переходит в энергию возбуждения осколков деления. Энергия возбуждения каждого осколка значительно больше энергии связи нейтрона, так что при переходе новых ядер в основные энергетические состояния сначала испускаются нейтроны, один или два каждым осколком, а затем γ-кванты (§ 2.6, п.1). Их энергия на рис. 3.12 — $E_{n+\gamma}$. Нейтроны и γ-кванты, испускаемые возбужденными осколками, называются *мгновенными*. Если нейтроны попадают в вещество-замедлитель, они быстро теряют свою кинетическую энергию, которая переходит в энергию теплового движения. В конечном итоге нейтроны поглощаются ядрами, обычно в реакции $(n\gamma)$, и энергия γ-квантов также превращается в тепло. Время, проходящее до поглощения нейтронов, не более 10^{-3} с, поэтому энергия нейтронов и γ-квантов радиационного захвата обращается в тепло фактически немедленно после деления.

После торможения в среде осколки деления превращаются в нейтральные атомы с ядрами в основных энергетических состояниях и называются *продуктами деления*. Поскольку устойчивые тяжелые ядра имеют в своем составе избыток нейтронов по сравнению с устойчивыми ядрами средних массовых чисел, продукты деления пересыщены нейтронами и являются β^--радиоактивными (§ 2.4, п. 10). Первичных атомов-продуктов образуется очень много (п. 6), и каждый из них в среднем претерпевает по три β-распада прежде чем приобретает стабильность. В результате β-распадов нуклоны продуктов деления еще более прочно упаковываются в ядрах, их энергия покоя снижается до значения $U_{кон}$ (см. рис. 3.12). Энергия радиоактивных распадов E_β распределяется между β-частицами и нейтрино, и значительная ее часть уносится γ-квантами, сопровождающими β-распад (§ 3.3, п.8). В редких случаях β-распада продуктов деления испускаются *запаздывающие* нейтроны (§ 3.3, п. 9). Энергия β-частиц и γ-квантов превращается в тепло, тогда как энергия нейтрино уносится за пределы среды, поскольку нейтрино практически не взаимодействует с веществом (§ 1.7, п. 8). Полная энергия деления $E_{дел}$ включает как мгновенно освобождающуюся энергию, так и энергию β-распада, а также энергию, выделяющуюся при поглощении нейтронов, которая для одного из нейтронов деления показана на рис. 3.12 как E_a.

Если иметь в виду ядерный реактор, то представляет интерес только энергия, превращающаяся в тепло. Кроме того, принциальное значение имеют принадлежность носителя энергии к проникающему или непроникающему ядерному излучению и время превращения освобож-

дающейся энергии в тепло. Так, осколки деления и β-частицы передают свою энергию веществу непосредственно вблизи точки деления тяжелого ядра, тогда как нейтроны и γ-кванты переносят энергию на большие расстояния (гл. 4). Энергия осколков деления, нейтронов и мгновенных γ-квантов превращается в тепло сразу же после процесса деления. Энергия же β-распада появляется с большим смещением во времени, определяемым накоплением и распадом многих радиоактивных атомов (§ 3.1, п. 6). В табл. 3.3 приведен примерный баланс энергии при делении ^{235}U. Значение каждой составляющей зависит от

Таблица 3.3. **Энергия деления ^{235}U тепловыми нейтронами**

Пространственное распределение тепла	Мгновенное выделение тепла, МэВ	Запаздывающее выделение тепла, МэВ	Полное количество тепла, МэВ
Локализованное выделение	Осколки, кинетическая энергия — 166	β-Частицы — 7	173
Рассеянное выделение	Мгновенные γ-кванты — 7 Нейтроны, кинетическая энергия — 5 γ-Кванты захвата — 8	γ-Кванты β-распада — 6	26
Полное тепло	186	13	~200
Без выделения тепла	—	Нейтрино — 11	—

способа деления составного ядра. Энергия γ-квантов захвата зависит от свойств ядер, поглощающих нейтроны. В ядерных реакторах три четверти вторичных нейтронов, остающихся после вычета одного, возбуждающего следующее деление, поглощаются ураном, остальные — другими веществами с испусканием γ-квантов с энергией от 2 до 11 МэВ на одно поглощение. После захвата нейтронов часто возникает наведенная радиоактивность, также сопровождающаяся энерговыделением. Наиболее существенной в ядерном реакторе является наведенная радиоактивность, связанная с образованием ^{239}U (3.57), поскольку энерговыделение при распаде ^{239}U и ^{239}Np составляет около 2 МэВ на одно деление.

Превращающуюся в тепло энергию обычно округляют до 200 МэВ на один акт деления, что в пересчете на 1 г прореагировавшего ^{235}U дает

$$5 \cdot 10^{23} \text{ МэВ} = 1{,}94 \cdot 10^{10} \text{ кал} = 8{,}1 \cdot 10^{10} \text{ Дж} = \\ = 22{,}5 \text{ МВт·ч} \approx 1 \text{ МВт·сут.} \qquad (3.58)$$

Выделяющаяся при делении тяжелого ядра энергия на порядок больше энергии любой другой ядерной реакции. Правда, энергия, прихо-

дящаяся на один нуклон или единицу массы вещества, несколько меньше, чем во многих других реакциях с участием легких ядер. Интересно, что более 5% всей энергии деления уносится с нейтрино и не может быть использовано.

5. *Остаточное энерговыделение.* Освобождение 6,5% тепловой энергии со сдвигом во времени относительно момента деления приводит к некоторому росту энерговыделения в начале работы ядерного реактора и, что более важно, к остаточному энерговыделению после прекращения процесса деления. Обилие радиоактивных продуктов деления (п. 6) приводит к сложной зависимости от времени запаздывающего энерговыделения. На рис. 3.13 показано усредненное полное количество выделившейся с β-частицами и γ-квантами β-распада энергии к моменту времени t после одного акта деления при $t = 0$. Основное количество

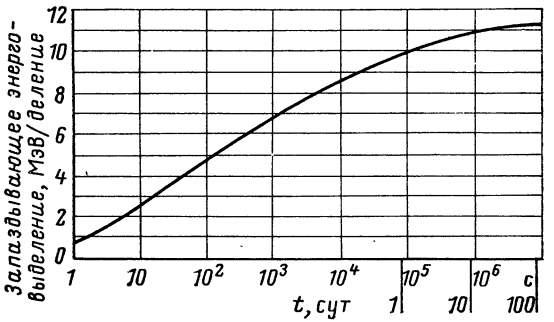


Рис. 3.13. Запаздывающее энерговыделение

энергии β-распада появляется довольно быстро. Примерно треть всего запаса выделяется за 1 мин, 60% — за 1 ч, около трех четвертей — за 1 сут. Однако последующее энерговыделение идет все медленнее. В случае реактора, начавшего работать в момент времени $t = 0$ с мощностью одно деление в секунду, кривая на рис. 3.13 показывает возрастание во времени скорости выделения энергии накапливающимися продуктами деления или освобождение ими количества мегаэлектронвольт в 1 с в момент t после начала работы. Другими словами, кривая представляет собой закон восстановления недостающих 6,5% мощности до номинала 200 МэВ на акт деления.

При бесконечно долгой работе реактора число рождений и распадов радиоактивных атомов достигает равновесия, а мощность реактора — предельного значения. Если такой реактор, остановлен в некоторый момент времени $t = 0$, скорость запаздывающего энерговыделения убывает во времени как разность между ее предельным значением 13 МэВ/с и ординатой в момент t после остановки (см. рис. 3.13). Так, через 1 мин после остановки энерговыделение в единицу времени уменьшается на одну треть, через 1 ч — на 60% и через сутки — примерно на три четверти. Если реактор работал в течение конечного времени t_0, то запаздывающее энерговыделение в момент t после остановки есть разность ординат кривой на рис. 3.13 в точках $t_0 + t$ и t. Благодаря остаточному энерговыделению отработанный в реакторах уран нужно выдерживать длительное время в специальных хранилищах перед его последующей переработкой, а в некоторых случаях — принудительно охлаждать во избежание расплавления твэлов.

6. *Продукты деления.* При делении ядер ^{235}U тепловыми нейтронами образуется около сорока различных пар осколков, преимущественно не равной массы. Сумма массовых чисел парных осколков равна 234, так как фактически делится ядро ^{236}U, а возбужденные осколки

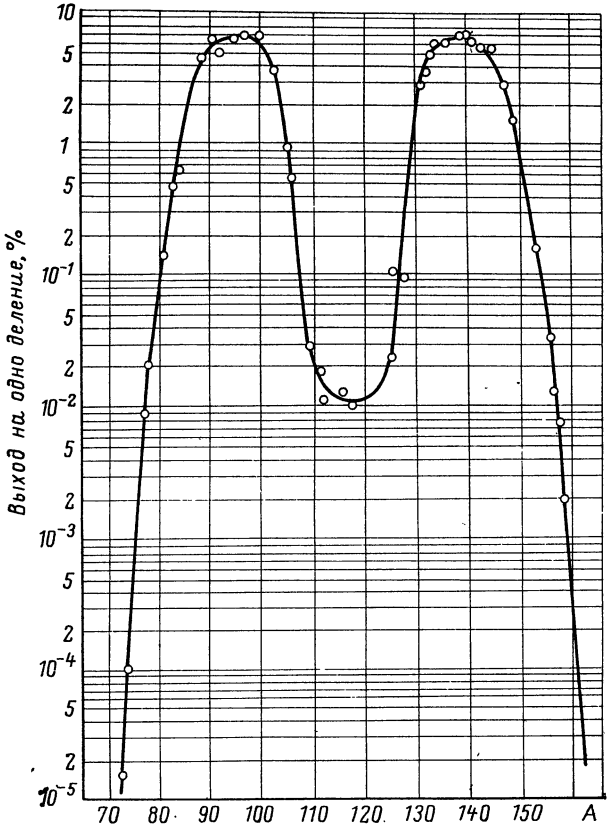


Рис. 3.14. Зависимость от массового числа выхода продуктов деления ^{235}U тепловыми нейтронами

испускают два нейтрона. На рис. 3.14 показано распределение выходов продуктов деления в функции массового числа. β-Распад не изменяет массовое число, а только принадлежность атома-продукта к химическому элементу, поэтому выход первого радиоактивного атома есть выход всей цепочки с данным массовым числом. Наибольший выход 6%, т. е. образование в шести случаях из ста делений, относится к массовым числам 95 и 139. Самое легкое и самое тяжелое ядра-продукты из зарегистрированных при делении ^{235}U имеют массовые числа 72 и 161 соответственно. Деление на равные части с $A = 117$ мало вероятно, что противоречит предсказаниям капельной модели, так как бесструктурная капля с наибольшей вероятностью должна делиться как раз на две равные части. Деление на неравные части объясняется в рамках оболочечной модели (§ 2.5, п. 3) как результат преимущественного образования ядер с заполненными оболочками, содержащими 50 и 82 нейтронов. Характерно, что при увеличении энергии бомбардирующих нейтронов вероятность деления на две равные части увеличивается и в конце концов становится максимальной, что находится в согласии с

представлением о применимости ядерных моделей. Характер деления сильновозбужденных ядер должен в меньшей степени определяться возможностью образования заполненных оболочек в ядрах-продуктах, так как упорядочение нуклонов в оболочках присуще ядрам в основных или слабовозбужденных состояниях.

Состав продуктов деления по химическим элементам изменяется вследствие β-распада. Примером цепочки следующих один за другим распадов может служить следующая:

$$^{140}\mathrm{Xe} \xrightarrow[16\ \text{с}]{} {}^{140}\mathrm{Cs} \xrightarrow[66\ \text{с}]{} {}^{140}\mathrm{Ba} \xrightarrow[12{,}8\ \text{сут}]{} {}^{140}\mathrm{La} \xrightarrow[40{,}2\ \text{ч}]{} {}^{140}\mathrm{Ce}\ (\text{стабильный}).$$

Если процесс деления продолжается достаточно долго с постоянной скоростью, то в большинстве цепочек достигается равновесие и химический состав продуктов деления в последующем не изменяется. Каждый элемент при этом представлен многими изотопами из разных цепочек. В состоянии равновесия четверть всех продуктов деления — редкоземельные элементы. Из других элементов наиболее важны цирконий — 15%, молибден — 12%, цезий — 6,5%. Газы ксенон и криптон составляют 16%. Объем этих газов более 25 дм^3 при нормальных условиях на каждый разделившийся килограмм урана.

7. *Нейтроны деления.* Среднее число вторичных нейтронов ν, приходящееся на один акт деления, играет определяющую роль в развитии цепной реакции. В табл. 3.4 приведены значения ν для основных делящихся нуклидов при делении тепловыми нейтронами и для ^{238}U при делении быстрыми нейтронами (§ 4.6, п.6). С увеличением энергии нейтрона, вызывающего деление, несколько возрастает энергия возбуждения ядер-осколков. Это приводит к небольшому росту среднего числа испускаемых ими нейтронов.

Испускание нейтрона возбужденным ядром происходит, когда в результате обмена энергией с другими нуклонами нейтрон случайно приобретает энергию, превышающую его энергию связи. Избыток полученной энергии над энергией связи есть кинетическая энергия нейтрона. Распределение кинетических энергий испущенных таким способом нейтронов является распределением Максвелла с параметром, определяемым энергией возбуждения ядра, остающейся после испускания нейтрона, — «температурой» ядра. Поскольку осколки деления при испускании нейтронов движутся с большой скоростью ($\sim 10^7$ м/с), энергетический спектр нейтронов в лабораторной системе координат не совпадает с исходным максвелловым распределением в координатах центра инерции системы осколок — нейтрон. Тем не менее наблюдаемые спектры нейтронов деления можно описать максвелловым законом

$$\frac{1}{n_0}\frac{dn}{dE} = \frac{a}{\nu}\sqrt{E}\exp\left(-\frac{E}{T}\right), \qquad (3.59)$$

где T — параметр распределения, выраженный, как и энергия нейтронов E, в мегаэлектронвольтах, а a — константа, нормирующая распределение на число нейтронов деления ν. Нормированное на единицу распределение (после деления на ν) представляет долю нейтронов, приходящихся на единичный энергетический интервал $(1/n_0)\,dn/dE$, а n_0 —

полное число рассматриваемых нейтронов. Параметры распределений (3.59) заранее не известны и определяются из опыта. В табл. 3.5 приведены величины a и T, согласующие наблюдаемые спектры нейтронов деления с выражением (3.59) для делящихся нуклидов, а на рис. 3.15— график распределения для ^{235}U. Эффективная температура спектра Максвелла T по ее смыслу есть (2/3) $\bar{E}$, где $\bar{E}$ — средняя энергия нейтронов деления.

При делении ^{235}U тепловыми нейтронами средняя энергия мгновенных нейтронов близка к 2 МэВ а энергия максимума распределения около 0,7 МэВ. У нейтронов деления были зарегистрированы энергии до 18 МэВ, однако начиная с 10 МэВ нейтронов так мало, что практического значения они не

Таблица 3.4. **Число вторичных нейтронов на акт деления**

Нуклид	ν	$d\nu/dE$, 1/МэВ
^{233}U	2,479	0,123
^{235}U	2,416	0,133
^{239}Pu	2,862	0,135
^{238}U	2,9	—

Таблица 3.5. **Параметры спектров мгновенных нейтронов при делении ядер тепловыми нейтронами**

Нуклид	a, МэВ$^{-3/2}$	T, МэВ
^{233}U	1,888	1,306
^{235}U	1,872	1,290
^{239}Pu	2,121	1,333

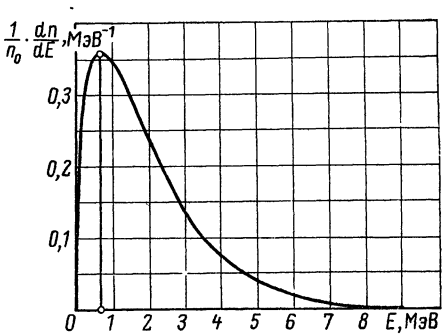


Рис. 3.15. Спектр мгновенных нейтронов при делении ^{235}U тепловыми нейтронами

имеют. Поэтому считается, что спектр энергий нейтронов деления простирается до 10 МэВ. В нижней части спектра менее 0,5% всех мгновенных нейтронов имеют энергии менее 0,05 МэВ. Энергетические спектры вторичных нейтронов других делящихся нуклидов близки к спектру нейтронов ^{235}U.

8. *Запаздывающие нейтроны.* Данные табл. 3.4 относятся к полному числу вторичных нейтронов, как мгновенных, так и запаздывающих, хотя вклад последних в величины ν пренебрежимо мал. Испускаемые при β-распаде некоторых продуктов деления (§ 3.3, п. 9) запаздывающие нейтроны, несмотря на очень малую долю в полном числе вторичных нейтронов, играют определяющую роль в управлении цепной самоподдерживающейся реакцией в ядерных реакторах. Для управления интерес представляют периоды полураспада атомов-предшественников запаздывающих нейтронов, выходы запаздывающих нейтронов, испускаемых каждым предшественником, а также энергии запаздывающих нейтронов. Некоторые радиоактивные предшественники имеют близкие, неразличимые в опытах с запаздывающими нейтронами периоды полураспада, и поэтому запаздывающие нейтроны разбиваются на группы с

усредненными периодами и выходами. Обычно на опыте идентифицируется шесть таких групп. При делении разных ядер состав продуктов деления несколько различается, и это сказывается на указанных усредненных величинах в каждой группе. Характеристики групп запаздывающих нейтронов, появляющихся при делении основных тяжелых нуклидов, представлены в табл. 3.6. Во второй графе табл. 3.6 для

Таблица 3.6. **Характеристики запаздывающих нейтронов**

Номер группы	T, с	^{233}U β_{fi}	^{235}U β_{fi}	^{239}Pu β_{fi}	^{232}Th β_{fi}	^{238}U β_{fi}	E_n для ^{235}U, МэВ
1	54—56	0,0006	0,0005	0,0002	0,0017	0,0005	0,25
2	21—23	0,0020	0,0035	0,0018	0,0074	0,0056	0,56
3	5—6	0,0017	0,0031	0,0013	0,0077	0,0067	0,43
4	1,9—2,3	0,0018	0,0062	0,0020	0,0221	0,0160	0,62
5	0,5—0,6	0,0003	0,0018	0,0005	0,0085	0,0093	0,42
6	0,17—0,27	0,0002	0,0007	0,0003	0,0021	0,0031	—
	β_f	0,0066	0,0158	0,0061	0,0495	0,0412	
	β	0,00264	0,0065	0,0021	0,022	0,0157	
$\tau_з$, с		18,4	13,0	15,4	10,1	7,68	

каждой группы указан диапазон эффективных периодов полураспада, зарегистрированных у разных подвергшихся делению нуклидов. В последующих графах приведены выходы групп запаздывающих нейтронов на акт деления β_{fi}. В последней графе даны средние энергии групп запаздывающих нейтронов, измеренные для ^{235}U. Под каждой графой, содержащей выходы, подведен итог. Полный выход на акт деления равен $\beta_f = \Sigma\beta_{fi}$. Ниже приведена доля запаздывающих нейтронов β в полном числе нейтронов деления, которая равна $\beta = \beta_f/\nu$. Наконец, последняя строка содержит средние времена запаздывания $\tau_з$, или усредненные времена жизни всех запаздывающих нейтронов,

$$\tau_з = \frac{\Sigma\beta_i T_i}{\beta \ln 2} = \frac{\Sigma\beta_i \tau_i}{\beta}, \qquad (3.60)$$

вычисленные с использованием экспериментальных значений периодов T_i для каждого нуклида [23] и формулы (3.7). Здесь β_i — доля i-й группы и $\Sigma\beta_i = \beta$. Данные табл. 3.6 для делящихся нуклидов получены при делении тепловыми нейтронами, а для пороговых — нейтронами реактора на быстрых нейтронах. Доля запаздывающих нейтронов особенно мала у ^{239}Pu, что определяет более жесткие условия безопасности регулирования реактора с плутониевым топливом в сравнении с реактором, работающим на ^{235}U. Характерно, что пороговые нуклиды ^{232}Th и ^{238}U если уж делятся, то дают относительно много запаздывающих нейтронов. Начальные кинетические энергии запаздывающих нейтронов значительно ниже энергий мгновенных нейтронов, что иллюстрируют данные для ^{235}U.

Глава 4

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВИЖУЩИХСЯ ЧАСТИЦ С ВЕЩЕСТВОМ

4.1. Особенности торможения

1. *Рассеяние энергии.* При ядерных реакциях и превращениях микрочастицы получают большую кинетическую энергию. Двигаясь затем в веществе, частицы сталкиваются с атомными электронами и ядрами и передают им энергию. Снижение энергии частиц происходит до тех пор, пока она не сравняется с энергией теплового движения атомов и молекул среды. Электрически заряженные частицы взаимодействуют с атомами с большой вероятностью и поэтому теряют энергию очень быстро, проходя до полного торможения малые расстояния. Правда, интенсивность потерь энергии зависит от скорости движения, быстро снижаясь при высоких скоростях. Тем не менее потоки заряженных частиц представляют собой излучение малой проникающей способности. Нейтральные частицы — γ-кванты и нейтроны — теряют энергию в веществе в результате редких столкновений, и их перемещения в среде велики. Потоки этих частиц составляют проникающее излучение. Нейтроны, кроме того, поглощаются ядрами атомов и порождают при этом вторичные частицы с высокой энергией.

2. *Классификация.* Важнейшей величиной, определяющей перенос частиц в веществе, является пробег R — смещение в пространстве по прямой линии от точки рождения до точки остановки или поглощения независимо от того, по какой траектории двигалась частица. А траектория может быть сложной, и ее полная длина называется длиной пути l. И под пробегом R, и под длиной пути l всегда понимаются средние величины. Вычисление длины пути (1.60) обычно много проще, чем пробега, однако именно пробеги определяют проникающую способность излучения, представленного данными частицами. В зависимости от особенностей отдельного столкновения характер распространения частиц в веществе и соотношение между R и l оказываются различными. В связи с этим следует указать на три основных случая:

1) Движение частицы до первого столкновения, в котором частица поглощается или рассеивается, выбывая из пучка. В этом случае ослабление пучка частиц определяется экспоненциальной зависимостью (1.54), а средняя длина пути (1.58) и средний пробег — одна и та же величина. Отклонения пробегов отдельных частиц от среднего велики. Так ведут себя узкие пучки нейтронов и γ-квантов в узких же образцах вещества.

2) Столкновение практически без изменения импульса. Следовательно, речь идет о столкновениях частиц большой массы с частицами малой массы, т. е. тяжелых частиц с электронами. И уж если без изменения импульса, то, во-первых, с сохранением начального направления движения на всем пути торможения. Такие частицы движутся прямолинейно с очень малыми отклонениями, в связи с чем их пробег почти не отличается от длины пути, хотя в данном случае это величины разные. И, во-вторых, с очень малой потерей энергии в каждом акте стол-

кновения, а значит, и малыми флуктуациями пробегов отдельных частиц относительно среднего R. Таким способом перемещаются в веществе тяжелые заряженные частицы, мезоны, а также электроны, если их энергия более 1 МэВ.

3) Столкновение с большим средним изменением импульса, т. е. столкновение частицы с массой, меньшей или равной массе частицы-мишени. Если, кроме того, таких столкновений с изменением или без изменения энергии каждая частица испытывает много, то распространение частиц представляет собой хаотическое блуждание в среде, или диффузию. В этом случае пробег много меньше длины пути, а отклонения пробегов и длин путей отдельных частиц от средних R и l велики. Так ведут себя нейтроны и низкоэнергетические (менее 0,1 МэВ) электроны в протяженных средах. Сюда же относятся и γ-кванты в протяженных средах. Но каждый γ-квант испытывает всего несколько столкновений, сопровождающихся рассеянием, и поэтому методы теории диффузии для описания их распространения в веществе неприменимы. Поведение γ-квантов ближе всего к первому случаю.

Реакции и превращения, представляющие интерес для ядерной техники, сопровождаются появлением частиц с не очень высокой энергией, обычно не выше 10 МэВ. Скорости тяжелых частиц с такой энергией лежат в диапазоне $(2 \div 4) \cdot 10^7$ м/с, что много меньше скорости света.

4.2. Тяжелые заряженные частицы

1. *Ионизационные потери энергии.* Тяжелые заряженные частицы — это ядра легких атомов, прежде всего протоны, дейтоны, α-частицы. Основной механизм потерь энергии при движении таких частиц в веществе представляет собой возбуждение и ионизацию атомов. Электростатическое взаимодействие заряженной частицы с атомными электронами сопровождается либо возбуждением атома, т. е. переходом атомного электрона на более высокий энергетический уровень, либо ионизацией, т. е. отрывом электрона от атома и образованием пары ионов — оставшегося положительно заряженного атома и отрицательного электрона. Как возбуждение, так и ионизация происходят за счет кинетической энергии движущейся частицы. Впоследствии возбужденные атомы переходят в основные энергетические состояния, а ионы рекомбинируют с образованием нейтральных атомов. Испускаемые при этих процессах низкоэнергетические фотоны поглощаются веществом, и их энергия превращается в энергию теплового движения атомов и молекул среды.

Энергия, теряемая на возбуждение, определяется структурой энергетических уровней атомов. Энергия образования пары ионов включает потенциал ионизации, или энергию связи соответствующего электрона в атоме, а также кинетическую энергию, с которой электрон покидает атом. Обычно кинетическая энергия электронов невелика и измеряется десятками электронвольт. Однако в редких случаях столкновений частиц с атомными электронами последние получают большую энергию отдачи. В предельном случае лобового соударения легкие электроны приобретают скорость, практически равную удвоенной скорости

тяжелой частицы, а значит, энергию $2mv^2$, где v — скорость частицы, m — масса электрона. Такие электроны в трековых приборах образуют видимые следы, отходящие от основного следа частицы, и называются δ-электронами. Фактически это название относится ко всем выбитым из атомов электронам. Кинетическая энергия δ-электронов, в свою очередь, растрачивается на возбуждение и ионизацию других атомов, что представляет собой явление вторичной ионизации. Вторичная ионизация дает в 2 раза больше пар ионов, чем первичная. Благодаря вторичной ионизации средняя энергия, затрачиваемая движущейся частицей на образование в веществе одной пары ионов, оказывается небольшой.

Вклад возбуждения или ионизации в полную теряемую частицей энергию зависит от свойств атомов среды. Однако обычно всю потерянную частицей энергию относят к одной паре образовавшихся в веществе ионов. На опыте регистрируется полная теряемая энергия и число возникающих пар ионов в газе, а затем определяется средняя энергия, идущая на образование пары ионов. Важнейший экспериментальный факт состоит в том, что средняя энергия образования пары ионов постоянна в очень широком диапазоне кинетических энергий движущихся частиц, она практически одинакова для α-частиц, протонов и электронов и очень мало различается у разных тормозящих газов:

Газ	Энергия, эВ	Газ	Энергия, эВ
H_2	36	Ar	26
He	46	Kr	24
N_2	37	Xe	22
O_2	33	Воздух	36
Ne	37		

Независимость энергии образования пары ионов от энергии частиц позволяет по числу образовавшихся ионов судить об энергии частиц либо вычислять число пар ионов, которые появятся при торможении частицы с заданной энергией. Например, в воздухе потеря 1 МэВ энергии приводит к появлению 28 000 пар ионов.

2. *Теория.* Потеря энергии на единице пути $-dE/dr$ зависит от скорости движения частицы. Вычисление этой величины методами квантовой механики приводит к следующему выражению для случая тяжелой частицы с зарядом ze, движущейся в газе со скоростью $v \ll c$,

$$-\frac{dE}{dr} = \frac{e^4}{4\pi\varepsilon_0^2 m}\,\frac{z^2}{v^2}\,NZ \ln\frac{2mv^2}{I}, \qquad (4.1)$$

где первый член в правой части включает универсальные постоянные, второй — характеристики частицы, а третий — параметры среды. NZ есть концентрация электронов в веществе, равная произведению числа атомов в единице объема (1.2) на заряд ядра, а I — средняя энергия возбуждения атомов среды. Последняя величина, представляемая соотношением

$$I \approx 13 \cdot Z, \qquad (4.2)$$

для некоторых веществ приведена в табл. 4.1.

Таблица 4.1. **Средняя энергия возбуждения**

Вещество	Z	I, эВ	Вещество	Z	I, эВ
Бериллий	4	64	Медь	29	371
Углерод	6	78	Свинец	82	1070
Алюминий	13	166	Воздух	—	94

Потери энергии частицей тем больше, чем меньше скорость ее движения и чем больше ее заряд. Квадратичная зависимость от заряда делает легко различимыми треки частиц с разными зарядами в соответствующих регистрирующих приборах, поскольку ширина треков пропорциональна $-dE/dr$. Зависимость потерь энергии от свойств вещества прежде всего определяется концентрацией электронов, с которыми преимущественно взаимодействует заряженная частица. Столкновения с ядрами крайне редки и практически не влияют на потери энергии. Чтобы произошла заметная передача импульса ядру, частица должна пройти очень близко от ядра и отклониться на большой угол θ (1.4).

Свойства среды также представлены средней энергией возбуждения атома I в логарифмическом члене, который получается при усреднении импульса, передаваемого частицей электрону, по всем возможным столкновениям. Передаваемый импульс не может быть как угодно велик или как угодно мал. Максимально возможный переданный импульс соответствует лобовому столкновению частицы с электроном и равен $2v\,Mm/(M+m)$, где M — масса частицы. Минимальный теряемый импульс $p_{\text{мин}}$ определяется тем, что атомные электроны связаны, и вычисляется по убыли энергии частицы, затраченной на возбуждение атома: $I = \Delta E = (M/2)(v_1^2 - v_2^2) = p_{\text{мин}}\,\bar{v} \approx p_{\text{мин}}\,v$, где v_1 и и v_2 — скорость частицы до и после столкновения, и если скорость велика, то $v = v_1 \approx \bar{v} \approx v_2$, а $p_{\text{мин}} = M(v_1 - v_2)$. Интегрирование по всем допустимым значениям импульса дает разность логарифмов, т. е. логарифм отношения максимального и минимального импульсов. В данном случае $M > m$ и под знаком логарифма оказывается отношение максимальной энергии δ-электрона к I.

3. *Эксперимент.* Регистрация числа пар ионов, появляющихся на каждом малом отрезке пути тормозящейся α-частицы, впервые была проведена Брэггом (Великобритания) в ионизационной камере с воздушным наполнением. Поскольку на образование пары ионов при любой скорости частицы затрачивается в среднем одна и та же энергия, кривая зависимости числа пар ионов от пройденного в воздухе α-частицей пути r, или кривая Брэгга, является также зависимостью от r удельной потери энергии — dE/dr. На рис. 4.1 по оси ординат отложено число пар ионов, образующихся на 1 мм пути, а по оси абсцисс — остаточный пробег α-частицы $R - r$, где R — полный пробег в воздухе α-частицы с заданной начальной энергией. Использование в качестве абсциссы для кривой Брэгга остаточного пробега очень удобно, так как на такой координатной оси совпадают нулевые значения остаточного

пробега $R - r$ для α-частиц с любым полным пробегом R. Это означает, что начало координат кривой Брэгга для частиц с разной начальной энергией оказывается в одной точке — точке конца пробега α-частицы. Кроме того, возрастающая шкала $R - r$ является одновременно хотя и не пропорциональной, но также возрастающей шкалой скорости или энергии α-частицы, что удобно при сравнении с зависимостью (4.1).

Опыт превосходно согласуется с теорией при торможении α-частиц с энергией более 0,75 МэВ. Остаточный пробег α -частицы с энергией 0,75 МэВ мал и в воздухе при нормальном давлении равен 4 мм. На этом последнем участке характер зависимости ионизационных потерь от $R - r$ резко отличается от теоретического. Вместо быстрого возраста-

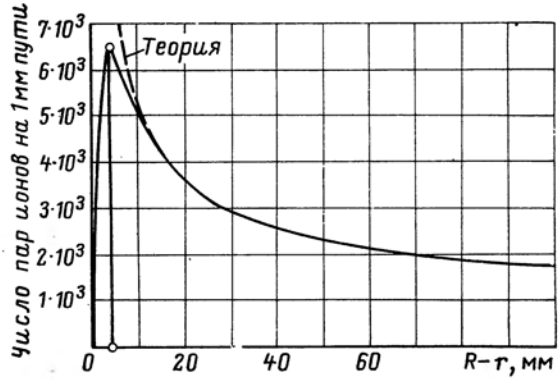


Рис. 4.1. Кривая Брэгга

ния удельных потерь при снижении скорости частицы наблюдается не менее быстрое, вплоть до нуля, падение ионизационной способности. Такое поведение $-dE/dr$ объясняется появлением эффектов, не учитываемых при получении выражения (4.1). Скорость движения α-частиц с энергией 0,75 МэВ равна $6 \cdot 10^6$ м/с, что примерно совпадает со скоростью орбитального движения тех атомных электронов, с которыми наиболее часто взаимодействует α-частица.

Поскольку α-частица сама представляет ядро атома, она присоединяет медленно движущиеся относительно нее электроны, превращаясь в однократно ионизованный атом гелия или вообще в нейтральный атом. Эти захваченные электроны α-частица опять теряет при столкновениях с другими атомами, так как скорость ее движения в веществе еще очень велика. На последних 4 мм пути α-частица обменивается электронами со средой более 1000 раз. Захват электронов уменьшает эффективный заряд α-частицы, а поскольку $-dE/dr$ пропорционально квадрату заряда, потеря энергии на единице пути начинает быстро снижаться. Уже в максимуме кривой Брэгга эффективный заряд α-частицы равен не двум, а только $z_{эф} \approx 1{,}5$, становясь при последующем торможении все меньше. Для протонов этот эффект существен, начиная с энергии 0,1 МэВ, когда наблюдается максимум ионизационных потерь. Остаточный пробег протонов с $E = 0{,}1$ МэВ в воздухе около 1,5 мм.

4. *Пробеги в газах.* Пути тормозящихся тяжелых заряженных частиц прямолинейны. В подавляющем числе столкновений энергия передается очень легким электронам, в связи с чем заметного отклонения от начального направления движения частицы не наблюдается. Поэтому длина пути тяжелой заряженной частицы одновременно является пробегом R. Длина пути вычисляется на основании согласующейся с опытом зависимости (4.1) между потерянной энергией и пройденным расстоянием

$$R = \int_0^R dr = \frac{4\pi\varepsilon_0^2 m}{e^4} \frac{M}{z^2} \int_0^{v_0} \frac{v^3\, dv}{NZ \ln \frac{2mv^2}{I}}. \qquad (4.3)$$

Здесь в отличие от (4.1) вся энергетическая зависимость элементарного пробега представлена через скорость частицы, и поэтому появляется еще одна характеристика частицы — ее масса M, v_0 — начальная скорость частицы с пробегом R. Интеграл в выражении (4.3) не имеет смысла в интервале от нуля до некоторой скорости v_I, определяемой соотношением $2mv_I^2 = I$, что связано с неприменимостью (4.1) при любых малых скоростях. Однако это не вызывает затруднений, так как v_I лежит в том диапазоне скоростей, где (4.1) противоречит опыту из-за повторяющейся нейтрализации и ионизации частицы, а вычисление пробега по (4.3) законно лишь в случае согласия теории и эксперимента. Остаточный пробег, не вычисляемый по формуле (4.3), обычно мал по сравнению с полным пробегом.

Пробег тяжелой заряженной частицы быстро возрастает при увеличении начальной скорости v_0 и в соответствии с эмпирическим правилом равен

$$R \approx a v_0^3, \qquad (4.4)$$

где a — коэффициент пропорциональности. На самом деле эта зависимость более сильная [см. (4.3)]. Пробег зависит также от констант частицы. При одной и той же начальной скорости пробег прямо пропорционален массе частицы и обратно пропорционален квадрату заряда. Зависимость от фактора M/z^2 выполняется абсолютно точно в области законности выражения (4.3). Например, этот фактор имеет одно и то же значение для α-частиц и протонов, поэтому α-частицы и протоны с одинаковой начальной скоростью (но не энергией) имеют один и тот же пробег R, если пренебречь поправкой на последние миллиметры пути.

5. *Дисперсия.* Пробег R, определяемый через среднюю потерю энергии, является средним пробегом. Отличия пробегов отдельных тяжелых заряженных частиц от среднего оказываются небольшими. Ионизационные потери тяжелых частиц состоят из очень малых порций энергии, теряемых в часто повторяющихся актах взаимодействия с атомами, что приводит к малым статистическим флуктуациям средней удельной потери энергии (4.1), а следовательно, и к малым разбросам пробегов относительно среднего значения. Этот факт хорошо наблюдается на опыте (рис. 4.2). Если в функции расстояния r от источника регистрировать поток α-частиц с одинаковой начальной энергией, то вплоть до расстояния, равного среднему пробегу R, поток будет одним и тем же. Вблизи R имеется переходная область, где поток убывает с расстоянием r примерно по линейному закону. То расстояние, которое соответствует убыли потока в 2 раза, представляет собой средний пробег R. Мерой отклонения от среднего служит отношение

$(R_э - R)/R$, где $R_э$ получается экстраполяцией линейной области снижения потока α-частиц до пересечения с осью абсцисс. Это отношение для α-частиц и протонов с $E = 10$ МэВ составляет соответственно 1 и 1,8%, медленно повышаясь при снижении начальной энергии частиц. Поскольку отклонения от среднего малы, обычно говорят, что тяжелые заряженные частицы одного сорта с одинаковой начальной энергией имеют один и тот же пробег.

6. *Пробеги в конденсированных средах.* Наиболее широко известны данные по пробегам частиц в воздухе. При пересчете на конденси-

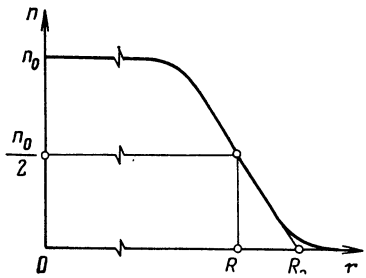


Рис. 4.2. Пространственное распределение α-частиц в конце пробега

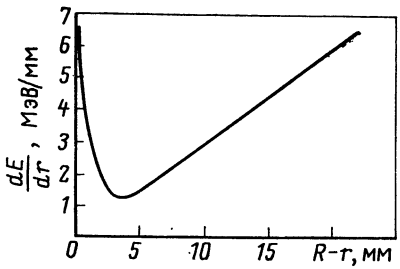


Рис. 4.3. Удельная ионизация осколков деления в воздухе

рованные среды пользуются эмпирическими правилами, например правилом Брэгга—Климэна:

$$R = R_в \frac{\rho_в}{\rho} \sqrt{\frac{\overline{A_r}}{A_{rв}}} = 0{,}32 R_в \frac{\sqrt{\overline{A_r}}}{\rho}, \qquad (4.5)$$

где ρ и A_r — плотность и атомная масса, а индекс «в» означает воздух. Если $R_в$ — пробег частицы с заданной энергией в воздухе, то после подстановки плотности вещества в килограммах, деленных на кубический метр, и его атомной массы в выражение (4.5) получается пробег частицы в этом веществе в тех же единицах, что и пробег в воздухе. Пробеги α -частиц с энергией до 10 МэВ в твердых и жидких телах измеряются десятками микрометров. Для некоторых твердых веществ существуют графические зависимости или таблицы для пробега в функции энергии [17].

4.3. Осколки деления

1. *Параметры осколков деления.* Осколки деления — это многозарядные ионы атомов средних массовых чисел с большой кинетической энергией, появляющиеся при делении ядер (3.6). Ускоряясь на очень малом расстоянии, практически равном диаметру атома, новые ядра увлекают за собой чуть больше половины электронов исходного атома и поэтому имеют очень большой ионный заряд z. В табл. 4.2 приведены начальные характеристики легкого и тяжелого осколков с наиболее вероятными значениями массового числа.

2. *Механизм потерь энергии.* Основная потеря энергии движущимися в веществе осколками деления, как и другими тяжелыми заряжен-

Таблица 4.2. **Параметры осколков деления**

Осколок	A	Z	z	E, МэВ	v_0, м/с	R, мм
Легкий	95	38	20	99	$1{,}4 \cdot 10^7$	22
Тяжелый	139	54	22	67	$0{,}9 \cdot 10^7$	15

ными частицами, происходит при ионизации атомов. Хотя кинетические энергии осколков деления огромны, вследствие большой массы начальные скорости невелики и скорость легкого осколка соответствует скорости α-частицы с энергией около 4 МэВ. Благодаря большому ионному заряду удельная ионизация осколков очень высока, однако при торможении осколка она не увеличивается, как в случае α-частиц или протонов, а уменьшается (рис. 4.3). Такая зависимость является следствием непрерывного уменьшения ионного заряда осколка. В двадцатикратно ионизованном атоме энергия связи каждого присоединяемого электрона велика, поэтому взаимодействие многозарядного иона с атомами среды с большой вероятностью сопровождается передачей слабо связанных внешних атомных электронов многозарядному иону. Приобретенные электроны в последующем уже не теряются осколком деления, так как они прочно связаны в движущемся атомном ионе. Накопление недостающих электронов снижает ионный заряд, а следовательно, и удельную ионизацию среды осколком деления. Этот эффект превосходит увеличение удельной ионизации из-за уменьшения скорости. В результате удельная потеря энергии осколка деления снижается примерно линейно вплоть до 5 мм остаточного пробега в воздухе.

Когда скорость движения осколка деления достигнет примерно $2 \cdot 10^6$ м/с, средняя потеря энергии на единице пути снова быстро возрастает, что опять противоречит зависимости $-dE/dr$ для α-частиц. Но в этом случае возрастание $-dE/dr$ связано с новым механизмом потерь — столкновениями с атомными ядрами. Такие столкновения тем более вероятны, чем меньше энергия и чем больше заряд ядра иона (1.4). Медленные осколки деления передают ядрам атомов большие импульсы, теряя в каждом акте столкновения значительную долю своей энергии и рассеиваясь при этом на достаточно большие углы. Рассеяние осколков ядрами было зарегистрировано в ядерных фотоэмульсиях. В точках рассеяния наблюдались короткие следы ядер (точнее, ионизованных атомов) отдачи, которые по аналогии с электронами отдачи называются δ-ядрами. Осколки деления претерпевают в конце пробега несколько таких столкновений с ядрами (в среднем два), что приводит к быстрой потере остающейся энергии осколков. Обмен со средой последними присоединяющимися к осколку электронами в этом случае не играет существенной роли. Минимальная удельная потеря энергии осколками деления приходится примерно на тот же диапазон остаточных пробегов, что и максимальная у α-частицы. Однако и здесь $-dE/dr$ осколков превосходит $-dE/dr$ α-частиц в 5 раз. Следователь-

но, осколки деления сильно ионизуют вещество на всей длине своего пробега.

3. *Пробеги.* Пути осколков в веществе прямолинейны, лишь в конце пробегов возможны искривления вследствие столкновений осколков с ядрами. Ядерные столкновения являются основной причиной довольно больших разбросов пробегов осколков относительно среднего значения (около 10%), поскольку в малом числе столкновений в конце пробега потери энергии велики. Кроме того, начальная кинетическая энергия осколков деления также не является постоянной величиной в разных случаях деления тяжелых ядер. Пробеги в веществе легких осколков больше, чем тяжелых, поэтому оценка проникновения в вещество осколков деления проводится по пробегам легких осколков. В табл. 4.3 приведены средние пробеги легких осколков в некоторых веществах, употребляемых в реакторостроении.

Таблица 4.3. **Пробеги легких осколков деления**

Вещество	Плотность, 10^3 кг/м^3	Пробег, мкм	Вещество	Плотность, 10^3 кг/м^3	Пробег, мкм
Алюминий	2,7	13,7	Уран	18,9	6,7
Железо	7,86	6,6	Двуокись урана (UO_2)	10	10
Цирконий	6,4	9,1			

4.4. Электроны

1. *Специфика электронов.* Электроны — заряженные частицы, поэтому они теряют энергию преимущественно при возбуждении и ионизации атомов. Однако взаимодействие электронов с веществом отличается рядом особенностей, которые проистекают из того, что масса электронов мала и что движущиеся электроны тождественны атомным электронам, которым передается наибольшая часть энергии частиц, тормозящихся под действием кулоновых сил.

2. *Ионизация.* Потери энергии электронов на ионизацию описываются зависимостью, аналогичной (4.1). Только выражение под знаком логарифма в формуле для электронов примерно в 4 раза меньше, чем для тяжелых частиц. Во-первых, максимальный импульс δ-электрона при $M = m$, $p_{макс} = 2vMm/(M + m) = mv$, а не $2mv$, как было в случае $M \gg m$ (§ 4.2, п. 2). Во-вторых, лобовое столкновение одинаковых частиц фактически эквивалентно отсутствию столкновения, так как в результате та же частица с той же энергией продолжает движение в том же направлении. Поэтому при столкновении электронов с большим обменом энергией следует считать первичным электроном тот, который имеет бо́льшую энергию, а электрон с меньшей энергией рассматривать как δ-электрон. Следовательно, в данном случае максимальная энергия δ-электрона равна не $mv^2/2$, а $mv^2/4$, что приводит и к соответствующему снижению максимального импульса δ-электрона. В-третьих, квантово-механический эффект неразличимости тождественных частиц

при рассеянии вносит под знак логарифма еще один коэффициент меньше единицы. В итоге в формуле (4.1) для электронов следует положить $z = 1$ и логарифмический член представить как $\ln [(mv^2\sqrt{e/2})/2I]$, где e — основание натуральных логарифмов.

3. *Релятивистские электроны.* Электроны с кинетической энергией более 0,01 МэВ уже являются релятивистскими (см. табл. 1.1). Ионизационные потери таких частиц малы вследствие зависимости $1/v^2$ у нерелятивистских частиц (4.1) и от скорости практически не зависят, поскольку в данном случае $v \approx c$. Однако величина $-dE/dr$ релятивистских заряженных частиц не остается постоянной, а медленно возрастает, начиная с кинетической энергии, примерно равной $2\,Mc^2$, что для электронов составляет около 1 МэВ. Правда, это возрастание невелико и при какой угодно большой энергии составляет проценты или десятки процентов минимальной удельной ионизации. Удельная потеря энергии релятивистскими электронами определяется выражением

$$-\frac{dE}{dr} = \frac{e^4 NZ}{8\pi\varepsilon_0^2 mv^2}\left\{\ln\frac{mv^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2)\ln 2 + 1 - \beta^2 + \right.$$
$$\left. + \frac{1}{8}(1-\sqrt{1-\beta^2})^2\right\}, \qquad (4.6)$$

где E — кинетическая энергия электрона. Это соотношение при малых скоростях $\beta \to 0$ обращается в (4.1) с указанными для электронов поправками, а при $E \gg mc^2$ или $\beta \to 1$ равно

$$-\frac{dE}{dr} = \frac{e^4 NZ}{8\pi\varepsilon_0^2 mc^2}\left(\ln\frac{E^3}{2mc^2 I^2} + \frac{1}{8}\right). \qquad (4.7)$$

Небольшое увеличение ионизационных потерь, пропорциональное логарифму энергии, объясняется релятивистским эффектом сокращения расстояний в направлении движения тела при скоростях, близких к c. В результате в системе координат, связанной с покоящейся средой, электрическое поле движущейся частицы оказывается сжатым в направлении движения и усиленным в плоскости, перпендикулярной направлению движения. Это усиление электрического поля приводит к возможности ионизации все более удаленных от пути движения частицы атомов. Увеличение числа атомов, с которыми эффективно взаимодействует движущаяся частица, сопровождается некоторым возрастанием ионизационных потерь. Однако это возрастание имеет предел, несмотря на все большее сжатие кулонова поля с ростом энергии частицы. Заряженная частица поляризует среду, и поляризация тем больше, чем сильнее поле. Поэтому сжатие поля увеличивает поляризацию в поперечном направлении, что препятствует проникновению электрического поля в глубину вещества. Поляризация зависит от плотности вещества и сильнее выражена в конденсированной среде, слабее — в газе. Поэтому влияние поляризации на снижение ионизационных потерь называется эффектом плотности. Эффект плотности приводит ионизационные потери к насыщению в разных средах при неодинаковых энергиях частиц в диапазоне $(20 \div 50)\,Mc^2$. Формула (4.7) этот эффект не учитывает.

Электроны с энергией несколько больше 1 МэВ являются частицами с минимальной ионизацией. Они образуют в воздухе при нормальных условиях около четырех пар ионов на 1 мм пути. Тонкие следы таких электронов в трековых приборах легко отличимы от следов тяжелых

заряженных частиц с такой же энергией. (Например, протоны с энергией 1 МэВ образуют на 1 мм пути в воздухе около 800 пар ионов.) В результате торможения электроны, конечно, приобретают и такие скорости, при которых удельная ионизация также высока, как и ионизация тяжелых частиц с энергией меньше 10 МэВ. Однако при этих скоростях запас энергии у электрона настолько мал, что длина его пути становится практически ненаблюдаемой. Она равна долям миллиметра в воздухе и меньше диаметра отдельных зерен серебра, из которых составляются следы частиц в ядерных фотоэмульсиях — трековых регистраторах с наилучшим пространственным разрешением. Поэтому следы электронов всегда тонкие, а индивидуально наблюдаемые электроны фактически всегда являются релятивистскими частицами.

4. *Тормозное излучение.* Для электронов характерен еще один механизм потерь энергии — тормозное излучение. В соответствии с классической электродинамикой движущийся с ускорением электрический заряд излучает энергию пропорционально квадрату ускорения. Тормозящиеся в веществе заряженные частицы, проходя вблизи атомных ядер, получают большие ускорения под действием кулоновой силы, пропорциональной заряду ядра Z. Поскольку ускорение пропорционально силе и обратно пропорционально массе частицы, излучаемая при этом энергия должна быть пропорциональна $(Z/M)^2$, где M — масса частицы. Вследствие такой зависимости от массы вероятность излучения энергии при торможении в поле ядра тяжелой заряженной частицы оказывается в 10^6 — 10^7 раз меньше, чем при торможении электронов. Поэтому потери энергии на тормозное излучение у тяжелых частиц с невысокой энергией несущественны.

На самом деле торможение электрона в поле ядра сопровождается появлением γ-кванта. Энергия этого кванта есть потерянная электроном энергия и может быть равна любой величине, вплоть до начальной кинетической энергии электрона, т. е. $h\nu_{\text{макс}} = E$. Таким образом, вследствие тормозного излучения электрон может потерять сразу всю свою энергию в одном акте взаимодействия с ядром. Вероятность возникновения γ-кванта с данной энергией $h\nu$ определяется относящимся к атому сечением, которое рассчитывается методами квантовой электродинамики, и примерно обратно пропорционально частоте ν образующегося γ-кванта. Следовательно, произведение энергии кванта $h\nu$ на сечение не зависит от частоты. Это означает, что при тормозном излучении с любой частотой в среднем уносится одинаковое количество энергии, хотя число фотонов неодинаково и обратно пропорционально частоте. Полная теряемая энергия при этом пропорциональна полной ширине диапазона возможных частот, минимальная из которых $\nu = 0$, а максимальная определяется соотношением $h\nu_{\text{макс}} = E$, где E — исходная кинетическая энергия электрона. Значит, полная энергия, затрачиваемая электроном на тормозное излучение, пропорциональна его кинетической энергии. Если тормозное излучение характеризовать сечением атома $\sigma_{\text{изл}}$ по отношению к испусканию энергии, а не фотона, то такое сечение не зависит от энергии. В самом деле, $N\sigma_{\text{изл}}$ есть макроскопическое сечение (1.55), которое представляет собой вероятность на единице пути того процесса, к которому относится сечение, а вероятность

процесса есть средняя доля многих случаев осуществления процесса (1.49), т. е. в данном случае средняя доля теряемой энергии, опять на единице пути, или $(1/E)\,(-dE\,dr)_{\text{из.л}}$. Поэтому

$$\left(-\frac{dE}{dr}\right)_{\text{изл}} = N\sigma_{\text{изл}} E = NZ^2\sigma'_{\text{изл}} E. \qquad (4.8)$$

Поскольку полная излучаемая энергия пропорциональна E, сечение $\sigma_{\text{изл}}$ не зависит от энергии и выражается через универсальные постоянные. Зависимость сечения от Z^2, о которой упоминалось выше, представлена в явном виде, поскольку Z является характеристикой вещества.

Вклад тормозного излучения в полную потерю энергии быстрого электрона можно оценить, сравнив удельную потерю на излучение (4.8) с потерей на ионизацию (4.7). Поскольку ионизационные потери электронов фактически не зависят от энергии, соответствующее отношение величин — dE/dr пропорционально энергии и обычно представляется в виде

$$\frac{\left(-\frac{dE}{dr}\right)_{\text{изл}}}{\left(-\frac{dE}{dr}\right)_{\text{ион}}} \approx \frac{ZE}{800}, \qquad (4.9)$$

где численный фактор 800 в знаменателе получен из универсальных констант формул (4.7) и (4.8), имеет размерность энергии и выражен в мегаэлектронвольтах, чтобы в этих же единицах подставлять энергию электрона E. Как следует из (4.9), ионизационные потери составляют основной механизм потерь энергии электронов, движущихся в веществе, по крайней мере, с энергией меньше 10 МэВ. Тормозное излучение преобладает над ионизацией при высоких энергиях и в тяжелых веществах. Например, в свинце ($Z = 82$) только при $E \approx 10$ МэВ отношение (4.9) обращается в единицу. При этом и числитель, и знаменатель равны 1,6 МэВ на 1 мм свинца. При меньшей энергии в свинце, а тем более в легких веществах ионизационные потери превосходят потери на излучение. Однако при торможении в тяжелых веществах электронов с энергией в несколько мегаэлектронвольт вклад тормозного излучения может оказаться существенным, а образующиеся фотоны тормозного излучения более проникающими, чем исходные носители энергии — электроны, так что потерями на тормозное излучение нельзя пренебрегать и в области не очень больших энергий.

Хорошо известно, что рентгеновские лучи со сплошным энергетическим спектром представляют собой поток фотонов тормозного излучения электронов. В рентгеновских трубках энергия электронов измеряется десятками килоэлектронвольт. При столь малых энергиях подавляющая часть энергии электронов обращается не в рентгеновские фотоны, а в тепло вследствие ионизации атомов. Поэтому антикатоды рентгеновских трубок приходится охлаждать.

5. *Рассеяние электронов.* Движущиеся в веществе заряженные частицы непрерывно пересекают атомные объемы, попадая при этом в сферу действия кулоновых сил ядер. Взаимодействие с кулоновым полем приводит к рассеянию по закону (1.4), которое следует рассматривать

как результат столкновения частицы с целым атомом. Такое столкновение является упругим, если атом при прохождении через него частицы не возбуждается и не ионизуется. Упругих столкновений, конечно, много больше, чем неупругих, особенно при больших скоростях, отчего удельная ионизация и мала. В большинстве случаев упругие столкновения не вызывают заметных отклонений частиц от первоначального направления движения, поскольку при энергиях примерно мегаэлектронвольт для рассеяния на большой угол необходим очень малый параметр удара (см. рис. 1.1). Малые параметры ударов крайне маловероятны, а при больших параметрах, сравнимых с радиусом атома, углы рассеяния тем более малы, что кулоново поле ядра отчасти экранировано внутренними электронами. Поэтому рассеяние тяжелых частиц за счет упругих столкновений обычно мало, и исключение составляют лишь сильно затормозившиеся осколки деления, поскольку они имеют большие собственные заряды ядер. Угол рассеяния при том же параметре удара [см. (1.4)] тем больше, чем меньше энергия движущейся частицы и чем больше ядерные заряды сталкивающихся частиц.

Напротив, легкие электроны по ряду причин подвержены эффективному рассеянию, благодаря чему их пути движения в веществе непрямолинейны. Во-первых, благодаря малой массе электроны фактически на всем пути торможения являются релятивистскими частицами, а перенос релятивистской энергии сопряжен с меньшим импульсом [см. (1.36)]. Рассеяние же состоит в повороте вектора импульса, и угол рассеяния при прочих равных условиях тем больше, чем меньше значение импульса. Поэтому электрон рассеивается на больший угол, чем протон с той же энергией и тем же параметром удара. Этот эффект тем больше, чем больше вклад релятивистской составляющей в полную массу движущейся частицы и при энергиях электронов 1—10 МэВ приводит к увеличению угла рассеяния по сравнению с нерелятивистской формулой (1.4) на десятки процентов при малых параметрах ударов и в несколько раз при больших параметрах, т. е. при малых углах рассеяния. Во-вторых, и что особенно важно, скорость электронов с энергией 1 МэВ еще близка к скорости света, и остающийся путь торможения таких электронов очень велик, тогда как тяжелые заряженные частицы с аналогичной энергией находятся в конце пробега. Таким образом, электроны проходят значительную часть пути, имея небольшую энергию, а углы рассеяния при упругих столкновениях тем больше, чем меньше энергия частицы (1.4). Наконец, неупругие столкновения электронов с атомами с большой передачей энергии δ-электронам, или фактически случаи рассеяния электронов электронами, также сопровождаются отклонением электронов на большие углы, и это особенно существенно при $E \leqslant 0{,}1$ МэВ, когда массы сталкивающихся электронов практически равны.

Перечисленные причины приводят к тому, что только электроны с очень высокой энергией движутся в веществе прямолинейно. Пути электронов с энергией около 1 МэВ уже искривлены, а поведение тормозящихся электронов с энергией в десятую долю мегаэлектронвольта и меньше напоминает скорее диффузию, но не движение в заданном первоначальном направлении. Например, значительная часть низко-

энергетических электронов β-распада, пересекая поверхность конденсированной среды, отражается в обратном направлении. Это становится возможным благодаря эффективному рассеянию электронов в элементарных актах столкновения с атомами, что как раз характерно для диффузии частиц в среде.

6. *Пробеги электронов.* Длина пути, который проходят при торможении в веществе электроны с заданной начальной энергией, может быть вычислена на основании выражений для средних удельных потерь энергии (4.6) — (4.8). Однако вследствие рассеяния пути электронов в веществе криволинейны и их средняя длина не равна пробегу, т. е. измеренному по прямой среднему смещению электронов в пространстве от места их испускания. Да и сами длины путей электронов являются величинами менее определенными, чем пути тяжелых частиц. Благодаря большим потерям энергии в тех столкновениях, когда образуются высокоэнергетические δ-электроны и фотоны тормозного излучения, удельная потеря энергии электрона подвержена заметным статистическим флуктуациям. Поэтому длины путей электронов в веществе имеют разброс 10—15% относительно среднего значения.

Расчет смещения в веществе тормозящихся электронов сложен из-за трудностей учета многократного рассеяния. Рассеяние в отдельных актах столкновений с атомами сопровождается отклонением электронов преимущественно на небольшие углы, благодаря чему в начале пути торможения пучок электронов хотя и расходится, но сохраняет направление первоначального движения. Затем движение отдельных электронов становится произвольным, и дальнейшее распространение электронов представляет собой диффузию. В связи с этим пробеги электронов определяют экспериментально и устанавливают соотношения между пробегом R и начальной энергией E электронов. При этом под пробегом понимают толщину такого слоя вещества, за пределы которого электроны практически не проходят. Пробеги электронов могут быть значительно меньше полной длины пути электрона в веществе, однако различие между пробегом и длиной пути уменьшается при увеличении начальной энергии электрона.

Характер ослабления потока электронов в веществе определяется рассеянием и, кроме того, зависит от природы источника. Даже если источник испускает моноэнергетические электроны, их число, достигающее данной глубины вещества, все время снижается с ростом толщины слоя (рис. 4.4). Особенностью такого распределения является наличие линейного участка на большей его части. Протяженность хвоста, т. е. приближающейся к нулю части распределения, мала и практически не зависит от начальной энергии. Поэтому за пробег моноэнергетических электронов принимают расстояние от начала торможения до пересечения экстраполированной линейной части распределения с осью абсцисс. Такой пробег называют экстраполированным или практическим. Эмпирические соотношения, связывающие экстраполированный пробег $R_э$ с начальной энергией E, имеют вид

$$\left.\begin{aligned} R_э &= 0{,}526E - 0{,}094,\ 0{,}5 < E < 3\ \text{МэВ};\\ R_э &= 0{,}15E - 0{,}0028,\ 0{,}03 < E < 0{,}15\ \text{МэВ}, \end{aligned}\right\} \qquad (4.10)$$

где E — энергия, МэВ; $R_э$ — пробег в не зависящих от плотности вещества единицах, г/см^2 (произведение линейного пробега в сантиметрах на плотность в граммах, деленных на кубический сантиметр). При других энергиях экстраполированный пробег может быть найден по графическим данным [17].

Наибольший практический интерес представляют пробеги электронов β-распада. Пучки таких электронов имеют в своем составе много электронов с низкой энергией (см. рис. 3.9), а наибольшая энергия электронов есть энергия β-распада (3.30) или (3.31). Поскольку низкоэнергетические электроны особенно эффективно рассеиваются веществом и быстро выбывают из пучка, распростра-

няющегося в первоначальном направлении, то распределение электронов β-распада по толщине слоя вещества оказывается другим, близким к экспоненциальному (рис. 4.5):

$$N_e(x) = N_e(0)\exp(-\mu x), \tag{4.11}$$

где N_e — число электронов в потоке; x — толщина слоя, г/см², а μ — массовый коэффициент поглощения электронов с данной максимальной энергией, см²/г. За пробег электронов β-распада принимается расстояние до точки слияния распределения тормозящихся электронов с осью абсцисс и называется максимальным пробегом $R_{м}$. Максимальный пробег связан с максимальной энергией β-спектра следующими эмпирическими соотношениями:

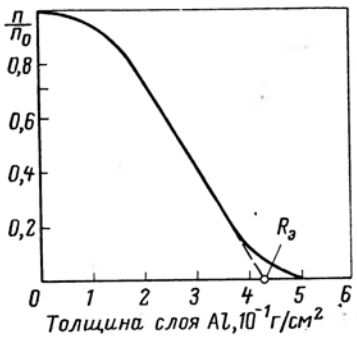


Рис. 4.4. Торможение моноэнергетических электронов в алюминии, E=1 МэВ

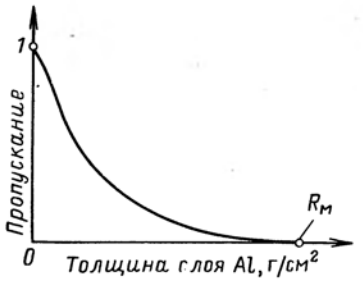


Рис. 4.5. Прохождение β-частиц через алюминий

$$\left.\begin{aligned} R_{м} &= 0{,}542E_{\beta} - 0{,}133,\ 0.8 < E_{\beta} < 3\ \text{МэВ};\\ R_{м} &= 0{,}407E_{\beta}^{1{,}38},\ 0{,}15 < E_{\beta} < 0.8\ \text{МэВ}, \end{aligned}\right\} \tag{4.12}$$

где E_{β} — энергия, МэВ; $R_{м}$ — пробег, г/см². Очевидно, что из распределений, спадающих при возрастании абсциссы примерно по экспоненте, невозможно найти максимальный пробег с достаточной достоверностью, ибо точка соединения кривой распределения с осью абсцисс неопределенна. Поэтому получение максимального пробега предполагает сравнение распределения тормозящихся электронов в стандартном веществе, которым всегда является алюминий, с распределением электронов стандартного источника β-частиц, максимальный пробег которых в алюминии известен [17]. Соотношения (4.10) и (4.12) также относятся к пробегам в алюминии, а (4.12) употребляются в экспериментальной ядерной физике при наиболее простом определении энергий β-распада по пробегам электронов в алюминии.

Задача дозиметрии обратная: определять пробеги в разных веществах по известным энергиям электрона. Как следует из опыта, массовый коэффициент μ в выражении (4.11) слабо зависит от атомного номера вещества, немного возрастая с ростом Z.

Поэтому пробеги электронов, выраженные в граммах на квадратный сантиметр по формулам (4.10), (4.12), с достаточной точностью могут быть отнесены и к другим веществам, особенно к легким. В тяжелых веществах пробеги должны быть несколько меньше, чем в легких, так как значение массового коэффициента немного выше. И это несмотря на то, что длины путей электронов в тяжелых веществах как раз больше, чем в легких. Длина пути обратно пропорциональна концентрации электронов $NZ = (\rho/A_r)N_A Z$ (4.3), а поскольку (Z/A_r) несколько снижается с ростом Z (или A_r), то длина пути торможения соответственно возрастает. Зависимость от I [(4.3) и (4.2)] также приводит к росту полного пути с ростом Z. Однако пробег определяется не только длиной пути торможения, но и рассеянием, которое тем эффективнее, чем больше Z ядра.

Экстраполированные пробеги моноэнергетических электронов и максимальные пробеги электронов β-распада при одной и той же начальной или максимальной энергии различаются незначительно, так как и те и другие находятся по концам распределений в веществе, а границы распределений определяются начальной энергией наиболее быстрых в составе спектра электронов. Анализ многочисленных данных по пробегам как моноэнергетических, так и электронов β-распада позволил получить зависимость между пробегом и энергией, пригодную для любого электронного спектра в широком диапазоне энергий — от 0,01 до 20 МэВ:

$$\left.\begin{aligned} &\lg R = 1{,}265 \lg E - 0{,}2197 \lg^2 E - 0{,}385, \quad E < 2{,}5 \text{ МэВ}; \\ &R = 0{,}530E - 0{,}106, \quad E > 2{,}5 \text{ МэВ}, \end{aligned}\right\} \tag{4.13}$$

где R — пробег в алюминии, г/см^2; E — энергия, МэВ. Все эмпирические данные согласуются с пробегами по формулам (4.13) с погрешностью не более 5%, тогда как усредненное отклонение составляет менее 0,1%. В диапазонах энергии, где справедливы более простые формулы (4.10), (4.12), результаты по этим формулам и формулам (4.13), естественно, совпадают. В справочнике [10] со ссылкой на первоисточник зависимость (4.13) представлена графически в интервале 0,06—5 МэВ. В [15] приведена таблица вычисленных по (4.13) пробегов в линейных единицах как для алюминия, так и в пересчете по плотностям веществ для живой ткани и воздуха. Там же приведена таблица полных длин путей, вычисленных по формуле (4.6) для ряда веществ — от бериллия до золота. Хотя потоки электронов не принадлежат к проникающему излучению, их пробеги в веществе много больше, чем пробеги тяжелых заряженных частиц. Так, пробег электронов с энергией 5 МэВ в воздухе 21 м, в воде 2,5 см и в свинце около 2 мм.

4.5. Гамма-кванты

1. *Определения.* Фотоны, испускаемые ядрами атомов, а также высокоэнергетические фотоны тормозного излучения называются γ-квантами. Энергия γ-квантов обычно больше 0,1 МэВ и превосходит энергию связи атомных электронов. Три основных процесса определяют поглощение веществом энергии, переносимой фотонами со столь высокой энергией: фотоэффект, комптоновское рассеяние и процесс образования электрон-позитронной пары. Каждый из этих процессов представляет собой взаимодействие γ-кванта с кулоновым полем ядра или электрона, в результате которого γ-квант либо полностью поглощается, либо рассеивается, теряя значительную часть энергии, но в каждом случае выбывает из первоначального пучка в одном акте взаимодействия. Если потери частиц пучка происходят в однократных столкновениях, то их поток Ф убывает с расстоянием x по экспоненциальному закону (1.54)

$$\Phi(x) = \Phi_0 \exp(-\mu x), \tag{4.14}$$

где μ — линейный коэффициент ослабления потока γ-квантов или соответствующее макроскопическое сечение (1.55).

Абсолютные значения сечений атомов и электронов по отношению к указанным процессам, за исключением фотоэффекта при малых энергиях, очень малы, поэтому потоки γ-квантов принадлежат к проникающему излучению. Зависимость сечений трех процессов от энергии γ-квантов и характеристик вещества различна и требует индивидуального рассмотрения. Однако, поскольку сечения пропорциональны вероятностям взаимодействия (1.47), а полная вероятность есть сумма вероятностей взаимодействия в отдельных процессах, линейные коэффициенты ослабления потока γ-квантов с данной энергией в данном веществе, относящиеся к разным процессам, суммируются:

$$\mu = \mu_{ф} + \mu_{к} + \mu_{п}. \tag{4.15}$$

Здесь индексы относятся к фотоэффекту, комптон-эффекту и процессу образования пары соответственно.

Зависимость сечений от энергии такова, что при низких энергиях в поглощении фотонов преобладает фотоэффект. При очень высоких энергиях фотоны поглощаются главным образом за счет процесса образования пары. В промежуточной области основным является комптон-эффект. У тяжелого свинца комптон-эффект дает наибольший вклад в ослабление потоков γ-квантов в диапазоне 0,5—5 МэВ, а у легкого алюминия этот диапазон еще более широк и составляет 0,05—15 МэВ. Отсюда следует, что комптоновское рассеяние — основной процесс взаимодействия с веществом γ-квантов с энергией $\sim$ 1 МэВ, особенно у легких веществ. Как раз такие γ-кванты испускаются при распадах возбужденных ядер, возникающих вследствие самопроизвольных превращений атомных ядер или ядерных реакций. Исключение составляют реакции радиационного поглощения нейтронов, при которых энергия γ-квантов часто составляет 5—8 МэВ.

2. *Фотоэффект.* Фотоэффект представляет собой поглощение атомом γ-кванта с испусканием одного из атомных электронов. Часть энергии E_γ поглощенного γ-кванта затрачивается на работу по отделению электрона от атома, а остальная, поскольку энергия отдачи атома пренебрежимо мала (1.34), передается электрону в качестве его кинетической энергии E_e:

$$\left.\begin{aligned} E_e &= E_\gamma - E_K; \\ E_e &= E_\gamma - E_L, \\ &\ldots\ldots \end{aligned}\right\} \tag{4.16}$$

где E_K, E_L — энергии связи электронов соответственно в K-, L- и т. д. оболочках. Электроны с кинетической энергией, много меньшей энергии покоя электрона (0,51 МэВ), выбрасываются из атомов преимущественно в направлении, перпендикулярном движению γ-квантов, по закону $\sin^2\theta$, где θ — угол между векторами импульсов фотона и электрона [18]. Чем выше энергия фотонов, тем больше кинетическая энергия электронов и тем более вытягивается в направлении первоначального движения фотонов пространственное распределение импульсов фотоэлектронов. Однако точно в направлении первоначального движения γ-кванта фотоэлектроны никогда не испускаются.

После поглощения γ-кванта и выбрасывания электрона атом оказывается в возбужденном состоянии. Освобождение атома от избытка энергии сопровождается электронными переходами и испусканием характеристических рентгеновских квантов. Поскольку поглощение фотонов с $E_\gamma > E_K$ преимущественно сопровождается выбрасыванием K-электрона, а вакансия в K-оболочке главным образом заполняется L-электроном, энергия этих квантов представляет собой разность энергий связи электронов в K- и L-оболочках и достигает 0,1 МэВ у самых тяжелых атомов (0,075 МэВ у свинца). Так что фотоэффект на тяжелых атомах сопровождается испусканием вторичных достаточно проникающих фотонов. Энергия вторичных фотонов, испускаемых легкими атомами, мала, и такие фотоны сразу же поглощаются веществом. Кроме того, легкие атомы чаще испускают оже-электроны, чем рентгеновские кванты (§ 3.4, п.5).

Фотоэффект возможен только в атоме, но не на свободном электроне. Законы сохранения энергии и импульса не удовлетворяются в предположении полного поглощения фотона свободным электроном. Соответствующие соотношения в этом случае имеют вид

$$\left.\begin{aligned} h\nu + mc^2 &= m'c^2; \\ \frac{h\nu}{c} &= m'v, \end{aligned}\right\} \qquad (4.17)$$

где $h\nu$ и $h\nu/c$ — энергия и импульс γ-кванта, а m и m' — масса покоя и релятивистская масса (1.22) электрона. Оказывается, что уравнения (4.17) совместны только при условии равенства скорости электрона после столкновения скорости света, т. е. $v = c$, что невозможно в случае частицы с не равной нулю массой покоя. Перенос релятивистской массы (энергии движения) сопряжен с меньшим импульсом, чем перенос массы покоя (энергии покоя) (1.35), (1.36), поэтому передача фотоном всей энергии и, следовательно, всего импульса частице с отличной от нуля массой покоя оказывается невозможной. Для уравновешивания импульсов необходимо третье тело, каким является атом. Таким образом, участие атома в явлении фотоэффекта принципиально необходимо, тогда как на баланс энергии (4.16) это участие практически не влияет вследствие очень большого различия в массах атома и электрона.

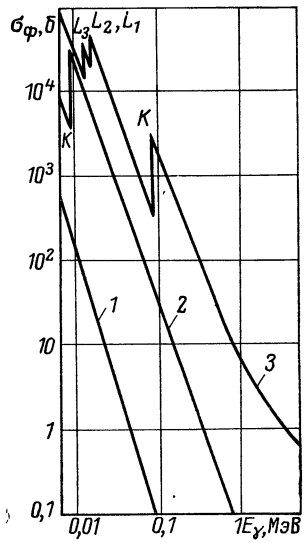
Фотоэффект — типично резонансное явление. С наибольшей вероятностью оно происходит при равенстве энергии фотона энергии связи электрона в соответствующей оболочке. Сечение атома по отношению к поглощению фотона при этом имеет максимум. Слева от максимума сечение для данной оболочки равно нулю, а справа быстро убывает с ростом энергии фотона (рис. 4.6), суммируясь с сечениями фотоэффекта на других оболочках. Согласующаяся с опытом теория указывает, что сечение фотоэффекта меняется обратно пропорционально $E_\gamma^{3{,}5}$. При энергии $E_\gamma \gg E_K$ изменение сечения замедляется и обратно пропорционально первой степени E_γ, но при высоких энергиях фотоэффект несуществен по сравнению с комптон-эффектом. Быстрое снижение сечения фотоэффекта приводит к тому, что при $E_\gamma > K_K$ фотоэффект сопровождается выбрасыванием из атома преимущественно K-электронов, так как вклад сечений от предыдущих, более удаленных по шкале энергий резонансов на L-, M- и других оболочках оказывается малым. Вклад K-оболочки в полное сечение фотоэффекта при условии $E_\gamma > E_K$ составляет не менее 80%.

Сечение фотоэффекта очень сильно зависит от заряда ядра. Теория предсказывает эту зависимость как Z^5 для легких ядер и несколько более слабую для тяжелых. Из эксперимента следует зависимость $Z^{4,6}$ для достаточно широкого диапазона атомных номеров — от $Z = 29$ до $Z = 82$. В связи с этим сечение атома по отношению к поглощению γ-кванта при фотоэффекте может быть представлено в виде

$$\sigma_{\Phi} = C' \frac{Z^{4,6}}{E_{\gamma}^{3,5}}, \tag{4.18}$$

где C' — необходимая константа пропорциональности. Сечения (4.18) в функции энергии для свинца, меди и кислорода показаны на рис. 4.6.

Рис. 4.6. Сечение атома по отношению к фотоэффекту:
1 — кислород; *2* — медь; *3* — свинец



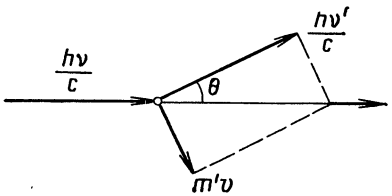


Рис. 4.7. Импульсная диаграмма упругого рассеяния фотона электроном

Линейный коэффициент ослабления, являющийся макроскопическим сечением (1.55), равен произведению сечения атома на число атомов в единице объема (1.2)

$$\mu_{\Phi} = \sigma_{\Phi} N = C \frac{\rho Z^{4,6}}{A_r} \frac{1}{E_{\gamma}^{3,5}}, \tag{4.19}$$

где константа C объединяет все величины, не зависящие от энергии и характеристик вещества. На основании соотношения (4.19) можно получить линейный коэффициент $\mu_{\Phi}(E_{\gamma})$ любого вещества, если μ_{Φ} какого-то вещества известно. При пересчете предполагается, что плотности, атомные массы и порядковые номера элементов сравниваемых веществ известны.

3. *Комптон-эффект.* Комптон-эффект есть упругое рассеяние γ-квантов свободными электронами. Правда, обычно это связанные в атомах электроны, но, во-первых, комптоновское рассеяние возможно на собственно свободных электронах, а, во-вторых, комптон-эффект типичен для таких энергий фотонов, которые много больше энергии свя-

зи всех атомных электронов или, по крайней мере, большинства их. Поэтому затратами энергии на возбуждение атомов при выбивании электронов можно пренебречь и рассеяние рассматривать как упругое. Упругое рассеяние характеризуется только обменом кинетической энергией между сталкивающимися частицами без затрат энергии на возбуждение и без перехода энергии в связанное состояние. При упругом столкновении с покоящимся электроном фотон отклоняется на некоторый угол θ, а электрон получает импульс отдачи за счет убыли энергии фотона (рис. 4.7). Энергии и импульсы частиц после столкновения определяются законами сохранения, которые в этом случае выражаются уравнениями

$$h\nu + mc^2 = h\nu' + m'c^2; \tag{4.20}$$

$$\frac{\mathbf{h\nu}}{c} = \frac{\mathbf{h\nu'}}{c} + m'\,\mathbf{v}. \tag{4.21}$$

Закон сохранения энергии (4.20) включает энергию покоя электрона (1.26) до столкновения и полную энергию (1.23) после столкновения. Энергия рассеянного фотона обозначена $h\nu'$. Закон сохранения импульса (4.21) представлен в векторной форме, причем модули векторов импульсов записаны в соответствии с релятивистскими соотношениями (1.27) и (1.25). Если из треугольника векторов импульсов на рис. 4.7 получить соотношение между квадратами их модулей и углом θ и с помощью соотношения (1.24) исключить из полученного уравнения и уравнения (4.20) импульс электрона $m'v$, то энергию рассеянного фотона можно выразить через угол рассеяния θ:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \dfrac{h\nu}{mc^2}(1 - \cos\theta)}. \tag{4.22}$$

Кинетическая энергия электрона отдачи E_e при этом, естественно, равна $E_e = h\nu - h\nu'$.

Энергия рассеянного кванта сильно зависит от угла рассеяния, за исключением случая малых энергий. Если $h\nu \ll mc^2$, то второй член в знаменателе (4.22) при любом θ пренебрежимо мал по сравнению с единицей и энергия рассеянного на любой угол фотона $h\nu' \approx h\nu$, т. е. рассеяние происходит без передачи энергии электрону. В этом случае комптоновское рассеяние фактически переходит в томсоновское рассеяние низкоэнергетических фотонов на связанных атомных электронах. Томсоновское рассеяние находит объяснение в рамках классической электродинамики. В его основе лежит другой механизм — возбуждение проходящей электромагнитной волной вынужденных колебаний автомного электрона, который при этом сам излучает электромагнитную волну с той же частотой, но в другом направлении. Усредненное по всем направлениям испускания волны сечение электрона по отношению к томсоновскому рассеянию не зависит от энергии и равно $\sigma_т = 0{,}665$ б. Именно эксперименты с томсоновским рассеянием рентгеновских лучей, когда не был известен положительный электрический заряд атома, указывали на то, что число электронов в атоме невелико

и примерно равно половине атомной массы (§ 1.1, п. 7). Если энергия γ-кванта сравнима или превосходит энергию покоя электрона, то только при рассеянии на малые углы $h\nu' \approx h\nu$. С ростом угла θ величина $h\nu'$ быстро снижается и в предельном случае $h\nu \gg mc^2$ и $\theta = \pi$, $h\nu' = mc^2/2$, т. е. при лобовом столкновении γ-кванта с электроном в обратном направлении рассеивается фотон, предельное значение энергии которого не зависит от $h\nu$ — энергии падающего фотона. Это именно тот фотон, который уравновешивает импульсы при передаче электрону с массой покоя m почти всей энергии γ-кванта — частицы с равной нулю массой покоя. В п. 2 уже отмечалось, что при столкновении фотона со свободным электроном последнему не может быть передана вся энергия фотона, т. е. что фотоэффект на свободном электроне невозможен.

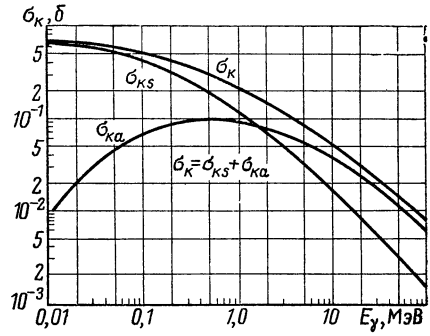


Рис. 4.8. Сечение электрона по отношению к комптон-эффекту

Вероятность рассеяния γ-кванта на какой-то угол определяется дифференциальным сечением рассеяния, которое было вычислено методами квантовой механики Клейном и Нишиной. Интегрирование по всем возможным углам дает полное сечение электрона по отношению к комптоновскому рассеянию:

$$\sigma_к = \frac{3}{4}\sigma_т\left\{\frac{(1+\varepsilon)}{\varepsilon^2}\left[\frac{2(1+\varepsilon)}{1+2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon}\ln(1+2\varepsilon)\right] + \right.$$
$$\left. + \frac{1}{2\varepsilon}\ln(1+2\varepsilon) - \frac{1+3\varepsilon}{(1+2\varepsilon)^2}\right\}. \qquad (4.23)$$

Здесь $\varepsilon = h\nu/mc^2$ есть энергия фотона в единицах энергии покоя электрона, а $\sigma_т$ — сечение томсоновского рассеяния, выражаемое через универсальные константы и равное 0,665 б. При как угодно малом ε сечение $\sigma_к$ обращается в $\sigma_т$, а при $\varepsilon \gg 1$ убывает обратно пропорционально энергии фотона $\sigma_к = (3/4)\,\sigma_т\,(1/2\varepsilon)\,(1/2+\ln 2\,\varepsilon)$ (рис. 4.8). Выводы теории превосходно согласуются с опытом, по крайней мере, в диапазоне энергий до 30 МэВ.С точки зрения переноса энергии фотонами комптон-эффект представляет собой процесс частичного рассеяния и частичного поглощения энергии, ибо часть энергии передается электронам. Рассеянная энергия зависит от угла рассеяния фотона θ и определяется соотношением (4.22). Если это значение умножить на вычисленное дифференциальное сечение рассеяния под углом θ, пропорциональное доле рассеянных на этот угол фотонов, и проинтегрировать по всем углам, то получится полное сечение электрона по отношению к рассеянию энергии фотонов $\sigma_{кs}$. Разность $\sigma_{ка} = \sigma_к - \sigma_{кs}$ представляет собой сечение поглощения энергии при комптон-эффекте. Сечения $\sigma_{кs}$ и $\sigma_{ка}$ также представлены на рис. 4.8. γ-Кванты при комптон-эффекте рассеиваются, как и в случае томсоновского рассеяния, пре-

имущественно вперед, $\theta \approx 0$, или назад, $\theta \approx \pi$, причем при малых энергиях ($h\nu \ll mc^2$) примерно с равной вероятностью вперед и назад практически без потерь энергии [18]. Поэтому в области малых энергий $\sigma_{ка}$ мало. При энергиях, равных или больше mc^2, рассеяние назад связано с большой потерей энергии, а его вероятность в сравнении с вероятностью рассеяния вперед увеличивается. Эти обстоятельства приводят к быстрому росту $\sigma_{ка}$, так что начиная с энергии 1,6 МэВ, когда $\sigma_{кз} = \sigma_{ка} = 0{,}08$ б, $\sigma_{ка} > \sigma_{кз}$ (см. рис. 4.8).

Поскольку комптон-эффект представляет собой столкновение фотона с электроном, линейный коэффициент ослабления $\mu_к$ равен произведению сечения электрона $\sigma_к$ на число электронов в единице объема вещества NZ, где N — соответствующее число атомов (1.2):

$$\mu_к = \sigma_к NZ = \sigma_к (E_\gamma) N_A \frac{Z}{A_r} \rho. \qquad (4.24)$$

Массовый коэффициент ослабления $\mu_к/\rho$ (размерность м²/кг), полученный из (4.24), практически не зависит от характеристик вещества, так как Z/A_r примерно постоянно у всех стабильных нуклидов. У легких веществ $Z/A_r = 0{,}5$, ибо состав устойчивых ядер отвечает правилу $Z = (A - Z)$ (§ 2.4, п. 8). Тяжелые ядра имеют избыток нейтронов, однако даже у ^{238}U $Z/A_r = 0{,}4$, т. е. с погрешностью до 20% эта величина постоянна у всех веществ. Если в формуле (4.14) использовать массовый коэффициент ослабления, то толщину слоя вещества также нужно брать в массовых единицах, как и $x\rho$ (кг/м²). Поскольку μ/ρ одно и то же у всех веществ, одинаковые значения $x\rho$ разных веществ дают одинаковое ослабление потоков фотонов с такой энергией, что по сравнению с комптон-эффектом вклады других процессов малы (п. 1). Это, в свою очередь, означает, что линейные размеры слоев веществ одинакового ослабления обратно пропорциональны плотностям веществ. Правда, этот вывод относится только к комптон-эффекту и несправедлив для малых и больших энергий γ-квантов, когда комптоновское рассеяние не является преобладающим. Однако даже у столь различных по атомным массам веществ, как алюминий и свинец, полный массовый коэффициент ослабления, включающий все процессы, в диапазоне 1—2 МэВ практически одинаков (см. рис. 4.9 и 4.10).

4. *Процесс образования пары.* Если энергия γ-кванта превосходит $2\,mc^2$, то γ-квант может быть полностью поглощен в кулоновом поле ядра с образованием электрон-позитронной пары (см. рис. 1.6, *б*). Поскольку масса атома много больше масс возникающих электронов, вся энергия γ-кванта E_γ за вычетом той части, которая переходит в связанное состояние, уносится электронами, как их кинетическая энергия E_e и E_{e+}:

$$E_\gamma = E_{e-} + E_{e+} + 2\,mc^2. \qquad (4.25)$$

Импульсы электрона и позитрона могут быть ориентированы в пространстве произвольно, а кинетические энергии могут иметь разные значения, так как в процессе участвует третье тело—атомное ядро. Энергия покоя ядра обычно много больше энергии γ-кванта, а импульс, переносимый γ-квантом, относительно мал (1.35). Поэтому порог образования пары в поле ядра практически совпадает с величиной $2mc^2$ и равен 1,02 МэВ. Пара может образоваться и в поле электрона, правда, со значительно меньшей вероятностью, так как заряд электрона много меньше зарядов большинства ядер. В последнем случае порог выше и равен 2,04 МэВ (1.39). При этом электрон-мишень получает большой

импульс отдачи и в результате образования пары появляются три быстрые легкие частицы — два собственно электрона и один позитрон. Участие ядра или электрона в процессе образования пары принципиально необходимо. Фотон в пустом пространстве не может диссоциировать на электрон и позитрон, так как при этом не согласуются законы сохранения энергии и импульса. Наиболее непосредственно этот вывод получается, если законы сохранения представить следующими выражениями [19]:

$$\begin{cases} h\nu = m'_- c^2 + m'_+ c^2; & (4.26) \\ \dfrac{h\nu}{c} \leqslant p_- + p_+, & (4.27) \end{cases}$$

где m' и p — релятивистские массы и модули импульсов электрона (индекс «—») и позитрона (индекс «+»). Закон сохранения импульсов (4.27) представлен в виде неравенства, полученного из треугольника импульсов: сторона треугольника меньше или равна сумме двух других сторон. Из закона сохранения энергии (4.26) с помощью (1.23) и (1.24) можно получить $(h\nu)^2 > (p_- + p_+)^2 c^2$, что противоречит выражению (4.27). Уравнения (4.26) и (4.27) оказываются совместными только при условии $m_- = m_+ = 0$.

Сечение процесса образования пары, отнесенное к одному атому, равно нулю при $E_\gamma < 2mc^2$. В надпороговой области сечение возрастает сначала медленно, а в диапазоне 3—40 МэВ может быть с хорошей точностью представлено логарифмической зависимостью от E_γ. При энергиях выше 40 МэВ рост сечения опять замедляется, прежде всего у тяжелых ядер, вследствие экранирования поля ядра атомными электронами при образовании пар в областях атома, удаленных от ядра. Зависимость сечения от заряда ядра квадратичная, и в области логарифмической зависимости сечение атома по отношению к образованию пары в поле ядра $\sigma_п$ может быть представлено в виде

$$\sigma_п = CZ^2 \ln E_\gamma, \qquad (4.28)$$

где C — коэффициент пропорциональности. Тогда линейный коэффициент ослабления $\mu_п = N\sigma_п$ равен (1.2)

$$\mu_п = CN_A \frac{\rho Z^2}{A_r} \ln E_\gamma. \qquad (4.29)$$

В области энергий до 10 МэВ зависимость от констант вещества выполняется достаточно строго, и выражение (4.29) может быть использовано для вычисления $\mu_п(E_\gamma)$ какого-либо вещества по известному $\mu_п(E_\gamma)$ стандарта. Вследствие квадратичной зависимости $\sigma_п$ от заряда, а также большего порога сечение образования пары в поле электрона много меньше, чем в поле ядра. Однако при высоких энергиях $E_\gamma \gtrsim 50$ МэВ, когда становится существенным эффект экранирования заряда ядра атомными электронами, вклад электронов в процесс образования пары увеличивается. Он составляет $1/Z$ часть полного эффекта, так как сечение электрона в Z^2 раз меньше, а в одном атоме — Z электронов. Таким образом, в легких веществах вклад электронов в сечение образования пары может

превосходить 10% [18]. При низких энергиях вклад электронов существенно меньше из-за более высокого порога.

Образующийся в рассматриваемом процессе позитрон при столкновении с электроном аннигилирует [см. (1.72)] с обращением энергии покоя частиц преимущественно в два γ-кванта с энергией по 0,5 МэВ. Таким образом, хотя в процессе образования пары первичный γ-квант полностью поглощается, однако вследствие аннигиляции позитрона по-

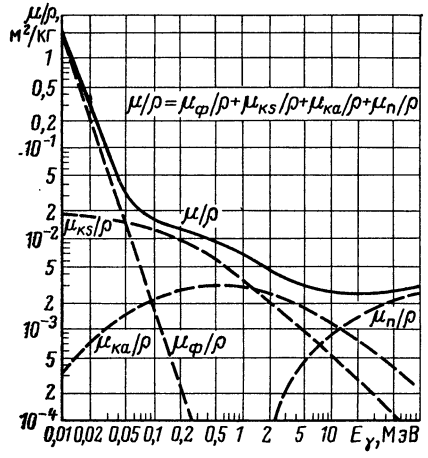


Рис. 4.9. Зависимость массового коэффициента ослабления γ-квантов в алюминии от энергии

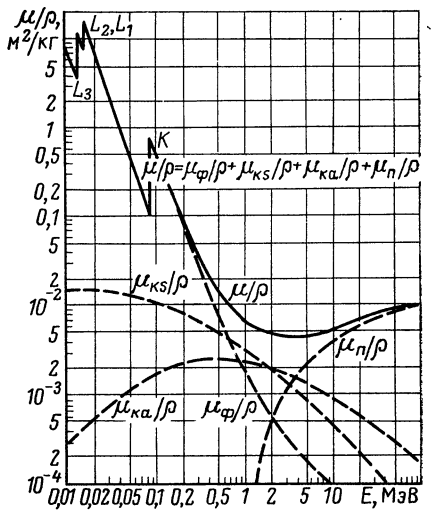


Рис. 4.10. Зависимость массового коэффициента ослабления γ-квантов в свинце от энергии

является вторичное, достаточно жесткое γ-излучение. Поэтому при рассмотрении вопросов защиты от γ-излучения определяют коэффициент истинного поглощения $\mu_{па}$ как

$$\mu_{па} = \mu_{п}\left(\frac{E_\gamma - 2mc^2}{E_\gamma}\right). \qquad (4.30)$$

Правда, $\mu_{па}$ несколько отличается от $\mu_{п}$ лишь при энергиях, близких к порогу. Однако, даже если $\mu_{па} \approx \mu_{п}$, появлением вторичного излучения пренебрегать нельзя.

5. *Протяженная защита от γ-квантов.* Сумма линейных коэффициентов всех процессов является полным линейным коэффициентом ослабления потока γ-квантов (4.15). Полные массовые коэффициенты ослабления μ/ρ, а также их массовые составляющие для алюминия и свинца показаны на рис. 4.9 и 4.10. Полный линейный коэффициент μ или его массовый аналог μ/ρ определяет экспоненциальное ослабление потока γ-квантов (4.14), однако только при прохождении узких пучков через образцы вещества малого поперечного сечения. В этом случае каждый акт взаимодействия фотона с атомом или электроном независимо от того, произошло поглощение или рассеяние фотона, приводит

к выводу фотона из пучка. Другое дело — прохождение γ-квантов через протяженные защитные стенки. Комптоновское рассеяние сохраняет фотон, процесс образования пары также сопровождается появлением вторичных фотонов. Хотя энергия рассеянных или вторичных фотонов ниже энергии первичных и направления их распространения произвольны, тем не менее часть этих γ-квантов достигает границы защитной стенки, и в результате полный поток за пределами защиты оказывается больше, чем вычисленный по формуле (4.14). Если коэффициент μ образовать только из тех составляющих, которые ответственны за поглощение энергии, т. е. использовать $\mu_a = \mu_ф + \mu_{ка} + \mu_{па}$, формула (4.14), напротив, даст завышенный результат. Рассеянные и вторичные фотоны имеют эффективный путь к границе защиты, значительно больший, чем фотоны прямого пучка, и энергия их меньше, в связи с чем они поглощаются веществом быстрее, чем первичные γ-кванты.

Комптоновское рассеяние, а также возникновение вторичных фотонов приводят к некоторому подобию диффузии γ-квантов в большом объеме вещества. Существуют методы расчета пространственных, энергетических и угловых распределений распространяющихся в веществе фотонов [18], которые в прикладных целях защиты от γ-излучения используются для вычисления факторов накопления B, показывающих, во сколько раз истинная доза излучения превосходит дозу, рассчитанную по формуле (4.14) с использованием обычного коэффициента линейного ослабления μ. Однако наибольший практический интерес представляет экспериментальное определение эффективных коэффициентов поглощения γ-излучения $\mu_{эф}$ в протяженных защитах, позволяющее вычислять мощность дозы прямо по формуле (4.14). Правда, $\mu_{эф}$ оказывается зависящим не только от энергии γ-квантов, Z атомов среды, но и от геометрии поглотителя. Поэтому экспериментальные данные по $\mu_{эф}$ получаются на образцах, соответствующих геометрической форме рассчитываемой протяженной защитной стенки, и приводятся в справочниках по дозиметрии и защите.

4.6. Нейтроны

1. *Рассеяние и реакции.* Свободные нейтроны появляются в результате ядерных реакций. Энергия связи нейтронов в составе ядер измеряется в мегаэлектронвольтах, поэтому испускание нейтронов с небольшой кинетической энергией крайне маловероятно. В связи с этим начальные энергии нейтронов также составляют мегаэлектронвольты. Нейтроны не имеют электрического заряда и не участвуют в кулоновом взаимодействии ни с атомными электронами, ни с ядрами. Все вызываемые нейтронами процессы определяются только ядерными силами. Радиусы ядер не превосходят 10^{-14} м, что много меньше радиусов атомов 10^{-10} м, поэтому столкновения нейтронов с ядрами происходят значительно реже, чем заряженных частиц с атомами. Пути нейтронов (1.59) от столкновения с ядром до следующего столкновения в конденсированных средах измеряются сантиметрами или даже превосходят 10 см. Помимо этого оказывается, что, хотя между нейтронами и ядрами действуют самые мощные силы притяжения, присое-

динение нейтронов к ядрам атомов, как правило, происходит относительно редко и столкновения обычно сопровождаются рассеянием. Поэтому потоки нейтронов принадлежат к проникающему ядерному излучению. В конце концов нейтроны поглощаются ядрами обычно в течение времени, много меньшего секунды, так что претерпеть β-распад (1.65) нейтроны не успевают. Поглощение ядрами сопровождается появлением вторичных частиц с высокой энергией: γ-квантов, протонов, α-частиц, а в случае процесса деления — ядер-осколков и нейтронов.

Причина слабого поглощения нейтронов ядрами состоит в том, что акт поглощения является ядерной реакцией, а ядерные реакции идут через механизм составного ядра. Для образования составного ядра необходимо строгое выполнение энергетических и спиновых соотношений (§ 3.5, п. 4). Ширины нейтронных резонансов, т. е. ширины энергетических уровней составных ядер, образующихся при захвате нейтронов, малы по сравнению с расстояниями между уровнями (§ 2.6, пп. 3 и 4). Правда, с ростом кинетической энергии нейтронов они увеличиваются, а расстояния между уровнями составных ядер снижаются. Тем не менее при энергиях порядка мегаэлектронвольт, а тем более при меньших энергиях, и особенно у легких ядер, вероятность образования составного ядра определяется прежде всего соотношением между шириной Γ и расстоянием между уровнями D и оказывается относительно малой.

Столкновения нейтронов с ядрами без образования составных ядер представляют собой процесс упругого рассеяния, называемого потенциальным. Однако сам факт образования составного ядра не означает, что произошла реакция поглощения нейтрона. Тип реакции определяется способом распада составного ядра. Поскольку в данном случае составное ядро образуется при поглощении нейтрона, его энергия возбуждения (3.43), по крайней мере, больше энергии связи нейтрона, а в этом случае возбужденное ядро распадается главным образом с испусканием нейтрона, а не протона или α-частицы. Испускание же γ-кванта эффективно конкурирует с испусканием нейтрона только тогда, когда распад составного ядра с выбрасыванием нейтрона сильно затруднен из-за очень малого превышения энергии возбуждения над энергией связи нейтрона, т. е. когда составное ядро образовалось при захвате нейтрона с энергией примерно 1 кэВ или меньше. Таким образом, и образование составного ядра преимущественно приводит не к ядерной реакции, а к рассеянию, которое в этом случае называется резонансным.

После резонансного рассеяния остающееся ядро по нуклонному составу является исходным ядром-мишенью. Если это ядро оказывается в основном энергетическом состоянии, резонансное рассеяние является упругим и по своим последствиям ничем не отличается от потенциального рассеяния. В обоих случаях нейтрон передает часть своей кинетической энергии ядру-мишени в качестве кинетической энергии отдачи. Если ядро-продукт распада составного ядра, в свою очередь, оказывается возбужденным, рассеяние называется неупругим. Поскольку неупругое рассеяние связано с возбуждением ядра-мишени за счет кине-

тической энергии нейтрона, а минимальная энергия возбуждения ядра имеет порядок 0,1 МэВ или выше (§ 2.6, п. 3), неупругое рассеяние возможно, если кинетическая энергия E больше указанного значения, точнее, если $E > E_1^*$, где E_1^* — энергия первого возбужденного уровня ядра, с которым взаимодействует нейтрон.

Итак, рассеяние нейтронов преобладает над их поглощением. Как показывает эксперимент, и упругое, и неупругое рассеяния, за исключением упругого рассеяния при энергиях $E \lesssim 0{,}1$ МэВ, сферически симметричны в системе координат центра инерции. Поскольку до поглощения нейтрон испытывает много случаев рассеяния, а каждый акт рассеяния связан с равновероятным отклонением на любой угол, движение нейтронов в веществе представляет собой диффузию. Поэтому пробеги нейтронов определяются пространственными распределениями диффундирующих нейтронов, которые могут быть получены как решения уравнений диффузии (гл. 5).

2. *Энергетическая схема.* Из ядерных реакций, приводящих к поглощению нейтронов, наиболее важна реакция радиационного захвата (n, γ). Если же иметь в виду тяжелые ядра, то следует также учитывать процесс деления (n, f). Поэтому возможные каналы распада составного ядра, образовавшегося после захвата нейтрона, можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} n + (A,\ Z) &\to (A+1,\ Z)^* \to (A,\ Z) + n, && (n,\ n)\\ &\to (A,\ Z)^* + n' \to (A,\ Z) + \gamma + n', && (n,\ n')\\ &\to (A+1, Z) + \gamma, && \\ &\to (A_1,\ Z_1) + (A_2,\ Z_2) + \text{нейтроны}, && (n,\ f),\quad (n,\ \gamma) \end{aligned} \tag{4.31}$$

где (n, n) и (n, n') обозначают упругое резонансное и неупругое рассеяния. Энергетическая схема, поясняющая возможность образования составного ядра $(A + 1, Z)^*$ и его распада по первым трем каналам (4.31), показана на рис. 4.11. Рисунок содержит схемы ядерных уровней ядра-мишени (A, Z), составного ядра $(A + 1, Z)^*$ и исходного ядра (A, Z), остающегося в случае рассеяния. Слева приведена шкала кинетических энергий нейтрона E_n, ее нулевая отметка совпадает со значением энергии основного состояния ядра-мишени, т. е. со значением энергии покоя системы ядро-мишень — нейтрон, $(A, Z) + n$. При этом полная энергия системы $(A, Z) + n$, представляющая сумму энергии покоя и кинетической энергии, отмечается ординатами по шкале E_n. Полная энергия сохраняется при ядерных превращениях и поэтому является одной и той же величиной до процесса, в течение времени существования составного ядра и после его распада. Энергия покоя ядра $(A + 1, Z)$ меньше энергии покоя несвязанной системы $(A, Z) + n$ на энергию связи нейтрона $E_{св}$ в ядре $(A + 1, Z)$. Следовательно, нуль отсчета энергии возбуждения составного ядра лежит ниже основного состояния ядра-мишени тоже на величину $E_{св}$. Поэтому при поглощении нейтрона с самой малой кинетической энергией возбуждаются очень высокие уровни составного ядра. Энергия связи ней-

трона никогда не совпадает с энергией какого-то очередного возбужденного уровня ядра. Однако кинетическая энергия нейтрона изменяется непрерывно, и любой i-й уровень составного ядра с энергией $E_i^* > E_{св}$ может быть возбужден при поглощении нейтрона с необходимой энергией E_n, если, конечно, кроме того, удовлетворяются и спиновые соотношения.

Если E_{n1} (см. рис. 4.11) — такая кинетическая энергия, что вносимая нейтроном в ядро энергия возбуждения $E^* = E_{св} + E_{n1}$ совпада-

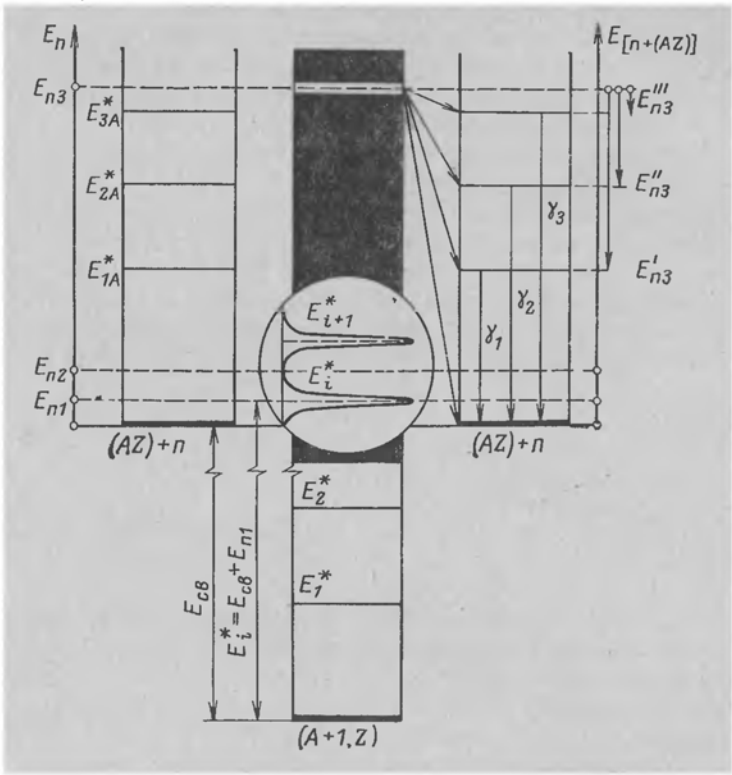


Рис. 4.11. Энергетическая схема образования и распада составного ядра

ет с энергией E_i^* какого-то уровня ядра $(A + 1, Z)$, то возможно образование составного ядра $(A + 1, Z)^*$. Радиационный захват произойдет в том случае, если ядро $(A + 1, Z)$ испустит γ-кванты с суммарной энергией, равной энергии возбуждения $E_\gamma = E^* = E_{св} + E_{n1}$, и перейдет в свое основное состояние. С испусканием фотонов всегда конкурирует испускание нейтронов, поскольку $E^* > E_{св}$, и если оно происходит, наблюдается резонансное упругое рассеяние. При этом часть энергии возбуждения составного ядра, равная $E_{св}$, затрачивается на работу против ядерных сил притяжения и отделение нейтрона от ядра, а остальная энергия, т. е. E_{n1}, распределяется как кинетическая энергия между ядром (A, Z) и нейтроном. Количество уносимой нейтроном

энергии зависит от массы ядра (A, Z) и угла рассеяния нейтрона относительно направления бомбардировки ядра-мишени (§ 5.1, п.2). Если при энергии E_{n1} составное ядро не образовалось или энергия равна E_{n2}, когда составное ядро образоваться не может, происходит упругое потенциальное рассеяние. Так же как и при резонансном рассеянии, распределение E_{n1} или E_{n2} между нейтроном и ядром после рассеяния определяется массой ядра и углом рассеяния.

В случае превышения энергии хотя бы первого возбужденного уровня ядра-мишени (A, Z) (на рис. 4.11 E_{n3} больше E^*_{1A}, E^*_{2A} и E^*_{3A}) возможно и неупругое рассеяние (nn'). Неупругое рассеяние также идет через составное ядро. Однако распад составного ядра с испусканием нейтрона должен происходить в возбужденные состояния ядра (A, Z). Ядро (A, Z)* переходит в основное состояние путем испускания γ-квантов. На рис. 4.11 это γ_1, γ_2 или γ_3 в зависимости от того, в каком из возбужденных состояний образовалось ядро (A, Z). Свою энергию γ-кванты приобретают в конечном итоге за счет кинетической энергии бомбардирующего нейтрона, в данном случае E_{n3}. Поэтому кинетическая энергия продуктов распада составного ядра ($A + 1$, Z)* равна разности между начальной кинетической энергией и энергией соответствующего возбужденного уровня ядра-мишени. На рис. 4.11 справа приведена шкала кинетических энергий после неупругого рассеяния, отсчитываемая от величины E_{n3} вниз. При этом во всех случаях справедливы соотношения $E_{n3} = E'_{n3} + E^*_{1A} = E''_{n3} + E^*_{2A} = E'''_{n3} + E^*_{3A}$. Легко видеть, что кинетическая энергия после неупругого рассеяния может быть очень мала, например E'''_{n3} на рис. 4.11. Эта энергия распределяется между ядром (A, Z)* и нейтроном, как и при упругом рассеянии. Если начальная энергия нейтронов очень велика в сравнении с E^*_{1A}, то при неупругом рассеянии многих нейтронов возбуждается много разных уровней E^*_{jA} ядер (A, Z). Поскольку энергия неупруго рассеянных нейтронов прежде всего определяется разностью $E_n - E^*_{jA}$, при большом числе возбуждаемых уровней E^*_{jA} нейтроны имеют практически сплошной спектр кинетических энергий. Средняя энергия спектра неупругого рассеяния достаточно мала. Например, при неупругом рассеянии нейтронов с начальной энергией 1 МэВ ядрами ^{238}U ($E^*_{1A} = 0{,}045$ МэВ) средняя энергия неупруго рассеянных нейтронов около 0,2 МэВ, т. е. в среднем в одном акте неупругого рассеяния нейтрон снижает свою энергию в 5 раз.

3. *Формула Брейта — Вигнера.* Поскольку составное ядро является связанной системой нейтрон—ядро-мишень, следует ожидать, что сечение его образования должно определяться дебройлевской длиной волны нейтрона (§ 1.4, п. 4). Длина волны нейтрона (1.14) обратно пропорциональна его скорости и при малых энергиях может быть как угодно велика. Следовательно, и сечение образования составного ядра может быть очень большим. Вместе с тем составное ядро образуется только при определенном значении кинетической энергии нейтронов с возможными ее отклонениями в пределах ширины уровня составного ядра Γ. За пределами этого узкого энергетического интервала связанное состояние не образуется и длина волны нейтрона не играет роли. Сечение взаимодействия при этом определяется геометрическим размером ядра.

В результате зависимость сечения от энергии нейтрона приобретает резонансный характер (рис. 4.12).

Вблизи резонанса сечение описывается формулой Брейта — Вигнера. Для сечения радиационного захвата σ_γ эта формула имеет вид

$$\sigma_\gamma(E) = \pi\lambda\!\!\!^{-2}\, g \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E-E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}. \qquad (4.32)$$

Здесь E — кинетическая энергия, а $\lambda\!\!\!^{-}$ — соответствующая ей длина волны нейтрона (1.14). Статистический множитель g (1.21) указывает долю столкновений нейтронов с ядрами (A, Z), сопровождающихся реализацией суммарного механического момента, равного спину возбуждаемого уровня составного ядра. В данном случае g равно

$$g = \frac{2J+1}{2(2I+1)}, \qquad (4.33)$$

где I — спин ядра-мишени; J — спин возбужденного уровня составного ядра, а спин нейтрона $s = 1/2$. Нейтроны с энергией меньше 10^4 эВ взаимодействуют с ядрами только с механическим моментом относительного движения $l = 0$, поэтому l не входит в выражение (4.33). Такие нейтроны могут возбуждать лишь уровни с $J = I \pm 1/2$, и при $I = 0$ $g = 1$, а для $I > 0$

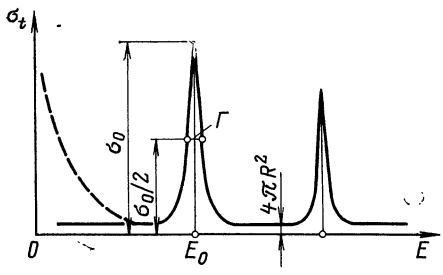


Рис. 4.12. Зависимость нейтронного сечения от энергии

$$g = \frac{1}{2}\left(1 \pm \frac{1}{2I+1}\right). \qquad (4.34)$$

Если I велико, $g \approx 1/2$. Энергия E_0, при которой наблюдается максимум сечения, Γ, Γ_n, Γ_γ, а также Γ_f и значения сечений в максимуме, например σ_0 на рис. 4.12, называются параметрами резонансов. Γ есть полная ширина резонанса, она является шириной возбужденного уровня составного ядра (§ 2.6, п. 4). Остальные величины Γ_i называются парциальными ширинами и имеют следующий смысл.

В соответствии с соотношением неопределенностей (1.20) полная ширина ядерного уровня обратно пропорциональна его времени жизни, т. е. времени жизни составного ядра: $\Gamma \approx \hbar/\tau$. Среднее время жизни, в свою очередь, обратно пропорционально константе распада λ (3.7). Поэтому ширина Γ есть выраженный в энергетических единицах эквивалент константы распада, следовательно, он описывает вероятность распада составного ядра в единицу времени. Поскольку составное ядро может распадаться многими способами (4.31), а каждый способ распада характеризуется своей вероятностью λ_i, определяющей долю данного распада в полном числе всех распадов, то и каждый способ распада можно описать эквивалентной энергетической величиной — парциальной шириной уровня Γ_i, пропорциональной λ_i. В силу линейно-

сти уравнения (3.1), фиксирующего в математической форме основной закон распада, константы распада λ_i, относящиеся к разным способам распада ядер одного и того же сорта, суммируются и составляют полную константу распада $\lambda = \Sigma\lambda_i$. Собственно, иначе и не может быть, так как физический смысл константы распада — это вероятность распада, отнесенная к единице времени, а вероятности являются величинами аддитивными. Поскольку ширины пропорциональны константам распада λ, они также суммируются

$$\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma + \Gamma_f + \ldots, \qquad (4.35)$$

где парциальные ширины Γ_n, Γ_γ, Γ_f называются нейтронной, радиационной и делительной и относится соответственно к процессам (nn)— упругому резонансному рассеянию, $(n\gamma)$ — радиационному захвату и (nf) — делению. Многоточие в (4.35) означает, что если возможны другие способы распада, то их вероятности также характеризуются своими парциальными ширинами.

Итак, физический смысл парциальных ширин состоит в том, что они подобно константам распада описывают доли соответствующих распадов составного ядра. Например, доля радиационных захватов есть $\lambda_\gamma/\lambda = \Gamma_\gamma/\Gamma$ и т. д., а сумма долей всех возможных распадов, естественно, равна единице. Вместе с тем понятие полной ширины Γ выходит за пределы понятия просто величины, пропорциональной вероятности распада. Ширина резонанса есть ширина ядерного уровня, и она связана с константой распада соотношением неопределенностей (1.20), которое описывает некоторое фундаментальное свойство неустойчивых состояний микросистем. Каждое состояние с конечным временем жизни не имеет строго определенной квантованной энергии. Правда, вероятность обнаружения состояния имеет максимум при энергии E_0, но при отличии от E_0 вероятность не равна нулю, хотя и быстро убывает. Ширина Γ является параметром распределения по энергии этой вероятности. Следовательно, Γ является и параметром распределения сечения в функции энергии. Именно таков смысл ширины Γ в резонансном члене формулы Брейта — Вигнера.

Произведение парциальных ширин Γ_n и Γ_γ в резонансном члене формулы (4.32) проистекает из того, что формула Брейта — Вигнера представляет сечение какой-либо реакции через сечение обратной реакции. Универсальный принцип детального рановесия гласит: если не существует никаких посторонних обстоятельств, препятствующих течению элементарного процесса, то вероятности прямого и обратного процессов равны. Так что если Γ_n описывает вероятность распада составного ядра $(A + 1, Z)^*$ с испусканием нейтрона, то Γ_n описывает и вероятность образования того же составного ядра при поглощении нейтрона ядром (A, Z). Если составное ядро может распадаться несколькими путями, то оно может и образоваться таким же числом обратных путей. Например, составное ядро $(A + 1, Z)^*$ может образоваться либо при поглощении ядром (A, Z) нейтрона с энергией E_0, либо при поглощении ядром $(A + 1, Z)$ γ-кванта с энергией $E_\gamma = E_{\text{св}} + E_0$. Полная ширина Γ пропорциональна как полной вероятности распада составного ядра, так и полной вероятности его образования по

всем возможным каналам. Поскольку в рассматриваемом случае образование составных ядер происходит при бомбардировке ядер нейтронами, сечение любой нейтронной реакции должно быть пропорционально Γ_n. Сечение же какой-то конкретной реакции, кроме того, должно быть пропорционально вероятности распада по определенному каналу. Поэтому сечение радиационного захвата пропорционально произведению $\Gamma_n \Gamma_\gamma$.

Из сказанного следует, что выражения для сечений различных процессов (4.31), или парциальные сечения, различаются только вторым сомножителем в числителе резонансного члена. При подстановке в (4.32) вместо Γ_γ ширин Γ_f, Γ_n или Γ получаются выражения соответственно для сечений деления $\sigma_f(E)$, резонансного рассеяния $\sigma_{nr}(E)$ или полного сечения образования составного ядра $\sigma_c(E)$. Парциальные сечения суммируются (1.49), и их сумма есть σ_c, поскольку между ширинами существует соотношение (4.35):

$$\sigma_c = \sigma_{nr} + \sigma_\gamma + \sigma_f. \tag{4.36}$$

Парциальные сечения связаны с сечением образования составного ядра соотношениями

$$\sigma_\gamma = \sigma_c \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma}; \quad \sigma_f = \sigma_c \frac{\Gamma_f}{\Gamma}; \quad \sigma_{nr} = \sigma_c \frac{\Gamma_n}{\Gamma}. \tag{4.37}$$

Полное сечение взаимодействия нейтрона с ядрами данного сорта включает также сечение потенциального рассеяния σ_{nr} и равно

$$\sigma_t = \sigma_n + \sigma_\gamma + \sigma_f, \tag{4.38}$$

где σ_n — суммарное сечение резонансного и потенциального рассеяния. Сечение σ_n не составляет простую сумму σ_{nr} и σ_{np}, поскольку между резонансным и потенциальным рассеянием возможна интерференция. Этот эффект часто приводит к искажению формы кривой резонанса, так что слева от резонанса сечение рассеяния оказывается меньше, а справа — больше, чем сечение потенциального рассеяния между резонансами [20]. На рис. 4.12 схематически представлен вид полного сечения σ_t вблизи первого из возможных резонансов.

Формулы Брейта—Вигнера основаны на концепции составного ядра и выражают сечения в функции энергии через параметры каждого данного резонанса, заранее не известные. Однако при известных параметрах резонансов опыт согласуется с предсказаниями формул Брейта — Вигнера.

4. *Параметры резонансов. Доплер-эффект.* Параметры резонансов определяются экспериментально. Если удается определить точный вид кривой полного сечения взаимодействия, перекрывающий данный резонанс, то этого оказывается достаточно для определения всех параметров резонанса неделящегося вещества, т. е. вещества, полная ширина резонанса которого равна $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma$. Из кривой для полного сечения сразу определяются E_0, сечение в максимуме σ_0 и ширина Γ (см. рис. 4.12). В свою очередь, полное сечение образования составного ядра при $E = E_0$ равно $\sigma_{c0} = 4\pi\lambda\!\!\!^{-2}_0 \ (g\Gamma_n/\Gamma)$, где $\lambda\!\!\!^{-}_0$ соответствует энергии E_0. С поправкой на потенциальное рассеяние σ_0 есть

σ_{c0}, поэтому по известным σ_0 и Γ определяется и $g\Gamma_n$, т. е. фактически одновременно определяется и нейтронная ширина Γ_n, поскольку фактор g часто точно или приближенно известен (4.34). В рассматриваемом случае $\Gamma_\gamma = \Gamma - \Gamma_n$, и при измерении только полного сечения, сечения захвата и рассеяния также оказываются известными (4.37). Для расчетов ядерных реакторов особый интерес представляют параметры резонансов делящихся веществ. В этом случае по известным Γ и Γ_n нельзя сразу найти Γ_γ и Γ_f (4.35), для их определения необходим дополнительный, значительно более сложный эксперимент по измерению сечения либо радиационного захвата, либо деления в данном резонансе [21].

Получение кривой полного сечения в резонансе требует набора моноэнергетических пучков нейтронов с разбросом энергии в каждом пучке много меньше ширины резонанса Γ. Только в этом случае можно провести много измерений полного сечения при разных энергиях в пределах резонансного пика. Методы получения моноэнергетических пучков нейтронов достаточно хорошо разработаны [21]. Если точная форма кривой сечения в резонансе не может быть получена, то σ_0 и Γ могут быть найдены в двух независимых, относительно простых опытах по определению только полного сечения [21].

При обычной температуре параметры резонансов искажены влиянием теплового движения атомов и молекул среды. По аналогии с оптикой изменение формы резонансной кривой вследствие теплового движения называется доплер-эффектом, сущность которого сводится к следующему. Энергия нейтрона в формуле Брейта — Вигнера фактически есть энергия относительного движения в системе нейтрон — ядро. При покоящемся ядре различие энергий в системах координат центра инерции и лабораторной сводится к постоянному коэффициенту (3.54) и поэтому несущественно. На самом же деле ядра-мишени всегда участвуют в тепловом движении, и хотя скорости теплового движения много меньше скоростей нейтронов, возбуждающих резонансы, тем не менее тепловое движение оказывает заметное влияние на форму кривых резонансных пиков прежде всего потому, что эти пики очень узки по шкале энергий. В результате при одной и той же энергии нейтрона в лабораторной системе координат энергия относительного движения несколько больше при движении атома в момент столкновения навстречу нейтрону и несколько меньше при движении атома в одном направлении с нейтроном. Поэтому только часть нейтронов с энергией E_0 взаимодействует с ядрами с максимальным сечением σ_0, тогда как остальные взаимодействуют фактически с большей или меньшей энергией, т. е. с меньшим сечением. В результате наблюдаемое при E_0 сечение оказывается меньше σ_0. При малом отличии энергии от E_0 нейтроны взаимодействуют с ядрами не только с малым сечением, соответствующим нисходящему крылу резонанса, но и с большим сечением, вплоть до σ_0, что приводит к возрастанию наблюдаемого сечения на крыльях резонанса (рис. 4.13). В итоге резонансный пик благодаря влиянию температуры среды оказывается ниже и шире, однако доплеровское уширение не изменяет площади под кривой резонансного пика [22]. Данные справочников по измеренным параметрам резонансов исправлены на доплер-эффект и представляют собой величины, отнесенные к нулевой температуре среды [23].

Распределение отклонений относительных кинетических энергий нейтронов и движущихся ядер от относительной энергии нейтронов и покоящихся ядер описывается гауссовым законом [22] с параметром распределения Δ

$$\Delta = 2\sqrt{\frac{m_n E k T}{M}}, \tag{4.39}$$

называемым доплеровской шириной. Здесь m_n и M — массы нейтрона и ядра-мишени соответственно; E с точностью до множителя в (3.54) — кинетическая энергия нейтрона; k — постоянная Больцмана: T — абсолютная температура среды. Форма резонансной кривой, искаженной тепловым движением атомов, не может быть представлена простым выражением, аналогичным (4.32) и справедливым при $\Gamma \gg \Delta$. Поскольку Δ зависит от T, то при высокой температуре она может стать много больше естественной ширины резонанса Γ. При этом распределение сечения в функции энергии дается не резонансным членом формулы (4.32), а гауссовой зависимостью с параметром Δ: $\sigma(E) \sim \exp[-(E - E_0)^2/\Delta^2]$. Доплеровское уширение влияет на поглощение ураном замедляющихся нейтронов в ядерных реакторах [24].

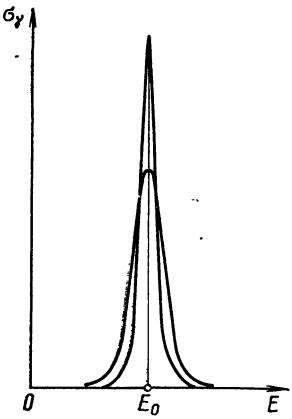


Рис. 4.13. Уширение резонанса вследствие доплер-эффекта

Экспериментальные данные, относящиеся к ширинам резонансов, хорошо согласуются с соответствующими выводами теории. Радиационная ширина Γ_γ ядерного уровня возрастает пропорционально кубу энергии возбуждения составного ядра. Так как при малых кинетических энергиях нейтронов ($E < 10^3$ эВ) энергия возбуждения (3.43) — практически постоянная величина, то радиационные ширины всех резонансов, наблюдаемых у ядер данного сорта при низких энергиях, зависимости от энергии не обнаруживают. Поскольку радиационные переходы при распаде составного ядра возможны в очень многие промежуточные состояния, радиационная ширина Γ_γ, фактически отражающая особенности как исходного, так и многих возможных конечных состояний, не должна зависеть от индивидуальных особенностей каждого уровня и там, где не зависит от энергии, является величиной постоянной у всех резонансов. Напротив, нейтронные ширины возрастают пропорционально скорости нейтрона $\Gamma_n \sim v$, так что при самых малых кинетических энергиях нейтронов обычно $\Gamma_n < \Gamma_\gamma$, а при энергиях порядка 10^3 эВ или больше $\Gamma_n > \Gamma_\gamma$. Если $\Gamma_n > \Gamma_\gamma$, то с ростом скорости нейтрона растет и полная ширина Γ, равная $\Gamma_n + \Gamma_\gamma$.

Наряду с зависимостью от скорости нейтронные ширины обнаруживают случайные изменения своего значения, определяемые специфическими особенностями каждого ядерного уровня, поскольку при $E < E_1^*$ (п. 2) распад составного ядра с испусканием нейтрона происходит только в единственное основное состояние ядра (A, Z). В результате более высокие по энергии уровни не обязательно характеризуются большей величиной Γ_n, хотя главным образом это так. Для оценки этой особенности нейтронных ширин пользуются так называемой приведенной нейтронной шириной Γ_n^0, которая не зависит от скорости нейтрона, поскольку определяется следующим соотношением:

$$\Gamma_n^0 = \frac{\Gamma_n}{\sqrt{E}}, \tag{4.40}$$

где E — значение кинетической энергии нейтрона, эВ. Таким образом, Γ_n^0 есть нейтронная ширина, приведенная к такой скорости нейтрона, что его энергия равна 1 эВ. Распределение частоты обнаружения приведенной нейтронной ширины того или иного значения, полученное для многих резонансов данного ядра

экспериментально, хорошо согласуется с соответствующим теоретическим распределением, основанным на предположении о случайном характере разброса величин Γ_n^0 [25], что подтверждает случайную природу отклонений Γ_n в разных резонансах. Ширины Γ_f резонансов ядер делящихся нуклидов от энергии не зависят, но подобно нейтронным ширинам подвержены случайным флуктуациям. Такое поведение Γ_f находится в определенном противоречии с возможностью деления составных ядер многими способами (§ 3.6, п. 6). Тем не менее, характер распределений величин Γ_f идентичен распределениям приведенных нейтронных ширин Γ_n^0[25].

5. *Следствия из формулы Брейта — Вигнера.* В формуле (4.32) для $\sigma_\gamma(E)$ энергетическая зависимость представлена в знаменателе резонансного члена в явном виде и через зависимость от энергии $\lambda\!\!\!^{-}$ и Γ_n — в неявном. Если всю энергетическую зависимость записать в явном виде, то сечение радиационного захвата окажется равным

$$\sigma_\gamma(E) = \sigma_{\gamma 0} \sqrt{\frac{E_0}{E}} \frac{1}{\left(\dfrac{E-E_0}{\dfrac{\Gamma}{2}}\right)^2 + 1}, \qquad (4.41)$$

где σ_{γ_0} — сечение захвата в максимуме резонанса,

$$\sigma_{\gamma 0} = \sigma_\gamma(E_0) = 4\pi\lambda\!\!\!^{-2}_0 g \frac{\Gamma_{n0}\Gamma_\gamma}{\Gamma^2} = 4\pi g \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma^2} \frac{C}{\sqrt{E_0}}; \qquad (4.42)$$

величины $\lambda\!\!\!^{-}_0$ и Γ_{n0} представляют значения $\lambda\!\!\!^{-}$ и Γ_n при $E = E_0$, они связаны с $\lambda\!\!\!^{-}(E)$ и $\Gamma(E)$ соотношениями $(\lambda\!\!\!^{-}/\lambda\!\!\!^{-}_0) = (E_0/E)^{1/2}$ и $(\Gamma_n/\Gamma_{n0}) = (E/E_0)^{1/2}$, а константа C объединяет константы пропорциональности между $\lambda\!\!\!^{-2}_0$ и Γ_{n0} и энергией E_0. Сечения всех процессов, связанных с образованием составного ядра, быстро убывают при возрастании или убывании E относительно E_0. Поэтому за пределами резонансов полное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами σ_t переходит в не зависящее от энергии сечение потенциального рассеяния σ_{np} (см. рис. 4.12). Теория предсказывает, что сечение потенциального рассеяния равно учетверенному геометрическому сечению ядра, т. е. $\sigma_{np} = 4\pi R^2$, где R — радиус ядра (2.3). Этот вывод не противоречит опыту. Вблизи резонансов возможна интерференция потенциального и резонансного рассеяния, снижающая или увеличивающая полное сечение рассеяния по сравнению с $4\pi R^2$ [20].

Сечения реакций между резонансами хотя и очень малы, но не равны нулю, особенно если резонансы расположены близко друг от друга, что характерно для ядер со средними и большими массовыми числами (§ 2.6, п. 3). В этом смысле специальный случай представляет область очень малых кинетических энергий нейтронов, расположенных ниже первого нейтронного резонанса. В этой области сечения процессов, сопровождающихся поглощением нейтронов, изменяются обратно пропорционально скорости нейтрона v. Закон $1/v$ был обнаружен на опыте и вытекает из формулы Брейта — Вигнера. Если $E \ll E_0$, резонансный член в (4.41) превращается в постоянное число и сечение радиационного захвата изменяется пропорционально $1/\sqrt{E}$ или $1/v$. При не-

которых обстоятельствах возрастание сечения поглощения может оказаться столь большим, что его абсолютное значение превзойдет сечение потенциального рассеяния и полное сечение в области малых энергий также обнаружит возрастание (пунктир на рис. 4.12). Последний случай связан либо с очень низко расположенным первым резонансом, что достаточно часто встречается у средних и тяжелых ядер, либо с очень широким резонансом. Широкий резонанс соответствует очень малому времени жизни составного ядра (1.20). Именно таким свойством обладают экзоэнергетические реакции с испусканием заряженных частиц (n, p) и (n, α).

При большой разнице в энергиях начального и конечного состояний распад всегда идет особенно быстро. Экзоэнергетические реакции (n, p) и (n, α) наблюдаются у нескольких легких нуклидов, и хотя ядра легких нуклидов имеют первые резонансы при очень высокой энергии, порядка десятых долей мегаэлектронвольта, ширины их резонансов имеют такие же значения, так что влияние первого резонанса распространяется на всю область энергии ниже резонанса. В этих случаях при $E \ll E_0$ сечение реакции также подчиняется закону $1/v$, например сечение (n, α)-реакции у ^{10}B (п. 8).

Сечение радиационного захвата в максимуме резонанса (4.42) также снижается с ростом энергии резонанса E_0. Правда, σ_{γ_0} зависит и от нейтронной ширины, а эти величины у разных уровней подвержены случайным флуктуациям. Поэтому не обязательно каждый более высоко расположенный резонанс должен иметь меньшее сечение поглощения, чем предшествующий резонанс при низкой энергии. Однако общая тенденция остается неизменной. Как правило, наибольшее сечение в максимуме характерно для первого резонанса, тогда как с ростом энергии нейтронов высота резонансных пиков убывает. При достаточно высоких энергиях, когда $\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$ и $\Gamma \approx \Gamma_n$, сечение радиационного захвата в резонансах убывает еще быстрее (4.42), так как при этом и $\Gamma \sim v$. У тяжелых ядер уровни перекрываются уже в области энергий нейтронов порядка 10^4 эВ или выше. В случае перекрытия ядерных уровней составное ядро образуется с одинаковой вероятностью при любой энергии нейтрона E, сечение радиационного захвата снижается с ростом энергии непрерывно и быстрее, чем в области малых энергий, по крайней мере, пропорционально $1/E$.

Если в (4.41) положить $E = E_0 \pm (\Gamma/2)$, сечение $\sigma_\gamma = (1/2)\,\sigma_{\gamma_0}$, так как фактор $(E_0/E)^{1/2} = 1$, поскольку Γ очень мало по сравнению с E_0. Это означает, что ширина резонанса Γ есть ширина пика сечения, взятая на половине его высоты.

6. *Энергетические области.* Рождающиеся при делении ядер нейтроны имеют энергию не выше 10 МэВ. В последующем при неупругом и упругом рассеянии нейтроны снижают кинетическую энергию вплоть до энергии теплового движения атомов и молекул среды. Энергетическое распределение находящихся в тепловом равновесии со средой нейтронов является распределением Максвелла (4.44). Однако, поскольку нейтроны поглощаются ядрами атомов среды, какое-то их число в тепловой области энергий может находиться только при непрерывном поступлении нейтронов из более высоких энергетических областей. По-

этому хотя распределение Максвелла не ограничивается со стороны высоких значений энергий, в случае нейтронов можно указать условную границу распределения: это та энергия, при которой поток замедляющихся нейтронов равен потоку нейтронов, уже пришедших в тепловое равновесие со средой. В ядерных реакторах, работающих на тепловых нейтронах, эта энергия примерно равна 0,2 эВ.

Характер взаимодействия нейтронов с ядрами различен в диапазоне энергий от 0 до 10 МэВ. Поэтому обычно весь возможный диапазон энергий нейтронов в ядерном реакторе разбивают на три области, характеризующиеся своими особенностями взаимодействия: область быстрых, промежуточных и тепловых нейтронов. Границы между областями условные, и процессы, характерные для какой-то области, не исключаются в других:

Быстрая область	**0,1**—10 МэВ
Промежуточная область	0,2—10^5 эВ
Тепловая область	**0**—0,2 эВ

Хотя тепловая область ничтожна мала, ее роль весьма существенна. Достигшие теплового равновесия нейтроны больше не изменяют свою среднюю энергию и, следовательно, накапливаются в тепловой области, где в конечном счете поглощаются. В зависимости от того, в какой энергетической области поглощается наибольшее число нейтронов, ядерные реакторы называются соответственно быстрыми, промежуточными или тепловыми.

7. *Быстрые нейтроны.* Энергия 99% рождающихся при делении нейтронов лежит в быстрой области. Полное сечение в этой области примерно равно $\sigma_t \approx 2\pi(R+\lambda\!\!\!^{-})^2$, где R — радиус ядра (2.3), а $\lambda\!\!\!^{-}$ — длина волны нейтрона с энергией E (1.14). Главная особенность быстрой области состоит в том, что, поскольку сечение радиационного захвата σ_γ здесь очень мало, полное сечение есть сечение рассеяния σ_s, а последнее представляет собой сумму сечений упругого σ_n и неупругого $\sigma_{n'}$ рассеяния: $\sigma_t \approx \sigma_s = \sigma_n + \sigma_{n'}$. Пороги неупругого рассеяния лежат как раз в этой области или несколько ниже ее границы с промежуточной областью (п. 2). Вблизи порога $\sigma_{n'}$ быстро возрастает, но затем становится постоянным и его значение может составлять до одной трети σ_s (рис. 4.14). При увеличении энергии бомбардирующего нейтрона возрастает энергия возбуждения ядра $(A, Z)^*$ (4.31), которое при этом может распадаться, либо испуская еще один нейтрон, что уже соответствует не неупругому рассеянию, а реакции $(n2n)$, либо делясь в случае самых тяжелых ядер. Конкуренция этих процессов приводит к снижению $\sigma_{n'}$, которое у делящихся ядер наблюдается при энергии 6 МэВ, т. е. вблизи порогов фотоделения (§ 3.6, п.1). Чем легче ядро, тем, как правило, выше порог $\sigma_{n'}$ и выше область энергий, где $\sigma_{n'}$ начинает снижаться.

Упругое рассеяние также имеет особенность в быстрой области. При малых кинетических энергиях нейтронов, по крайней мере, меньших 10^4 эВ, длина волны нейтрона много больше радиуса ядра и рассеяние происходит, как на точечном ядре. При этом механический момент относительного движения взаимодействующих нейтронов и ядра может быть равен только нулю: $l=0$. На опыте это проявляется в сферической симметрии рассеянных нейтронов в системе ко-

ординат центра инерции, т. е. в постоянстве дифференциального сечения рассеяния $d\sigma_n/d\theta$ для всех углов рассеяния θ. По мере роста кинетической энергии и снижения длины волны у нейтрона появляется ввозможность взаимодействия с частями ядра с механическими моментами $l = 1, 2$ и т. д. Такое рассеяние характеризуется избирательностью углов рассеяния: при $l = 1$ нейтроны рассеиваются преимущественно в направлении вперед, при других значениях l возрастает вероятность рассеяния на другие углы. Вклад несимметричного рассеяния тем больше, чем выше энергия нейтрона. Появляется такое рассеяние сначала у тяжелых ядер, а при энергии $\sim 10^5$ эВ — и у легких. На рис. 4.15 показана зависимость $d\sigma_n/d\theta$ в функции косинуса угла рассеяния для ^{238}U при разных энергиях. Такое поведение $d\sigma_n/d\theta$ снижает средний угол рассеяния, что приводит к увеличению смещений нейтронов в веществе в процессе диффузии при неизменном полном сечении рассеяния (§ 5.3, п. 3).

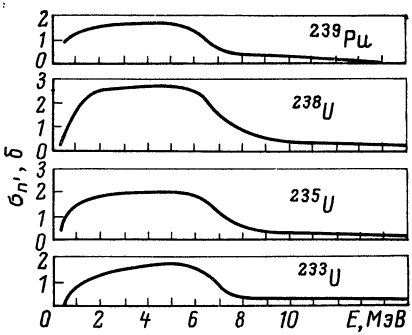


Рис. 4.14. Сечение неупругого рассеяния

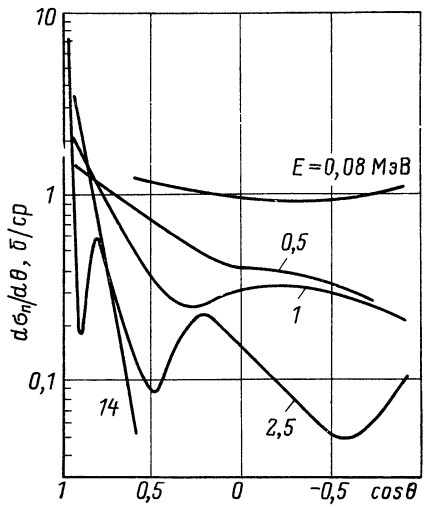


Рис. 4.15. Сечение $d\sigma_n/d\theta$ ^{238}U

Что касается сечений деления, то быстрая область характерна тем, что здесь не равны нулю сечения деления четно-четных тяжелых нуклидов, таких как ^{238}U, ^{232}Th и др. Пороги деления ядер таких нуклидов лежат в области порядка 1 МэВ. За пределами порога сечение быстро достигает плато, а затем снова возрастает при энергии около 6 МэВ из-за снижения $\sigma_{n'}$. Сечения деления *делящихся нуклидов* в области быстрых энергий минимальны, как и все сечения, относящиеся к процессам поглощения нейтронов. Но если сечения радиационного захвата непрерывно снижаются с ростом энергии примерно пропорционально $1/E$, сечения деления во всей быстрой области остаются практически неизменными, а при энергиях около 6 МэВ—несколько возрастают также из-за снижения $\sigma_{n'}$ (рис. 4.16). Таким образом, в этой области соотношение между сечением деления и сечением радиационного захвата у делящихся нуклидов существенно меняется в пользу деления и величина $\alpha = \sigma_\gamma/\sigma_f$ становится много меньше единицы.

8. *Промежуточные нейтроны.* Резонансные явления составляют наиболее характерную особенность промежуточной области энергий, в связи с чем ее также называют резонансной областью, а промежуточные нейтроны — резонансными. Правда, у легких ядер первые ре-

зонансы наблюдаются при энергии 10^4—10^5 эВ, а перекрытие ядерных уровней — только в области энергий нейтронов $\sim$ 10—15 МэВ, так что у этих ядер типичная картина резонансов в ходе зависимости сечения от энергии обнаруживается не в промежуточной, а в быстрой области. Однако, как уже указывалось в п. 5, наибольший интерес представляют резонансы при низких энергиях. Но такие резонансы наблюдаются только у ядер средних и больших массовых чисел с $A \gtrsim 100$, поскольку вероятность оказаться уровню в области, скажем, от 0 до 100 эВ ничтожно мала при расстоянии между уровнями порядка 10^4 эВ.

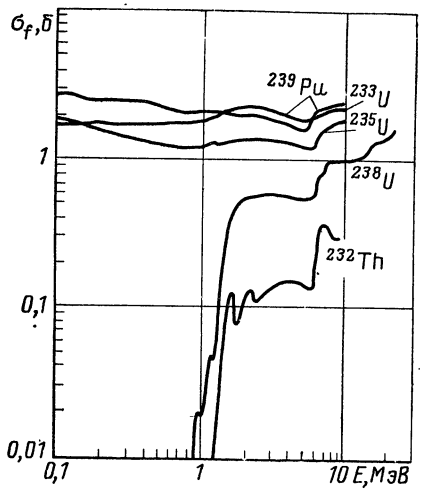


Рис. 4.16. Сечение деления тяжелых ядер

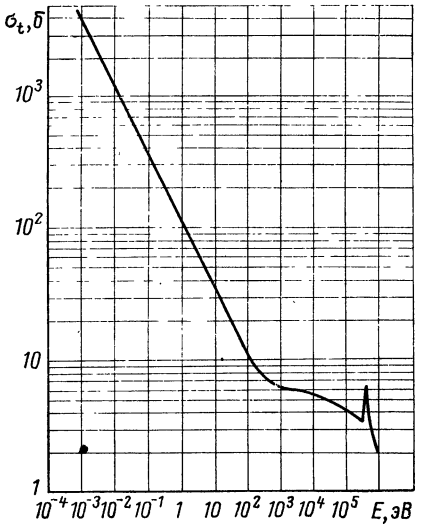


Рис. 4.17. Полное сечение природного бора, 19,8 % ^{10}B

Зарегистрированные резонансы средних и тяжелых ядер, в том числе самые высокие, расположены в промежуточной области энергии.

Поскольку нейтронная ширина Γ_n убывает при снижении скорости нейтрона, при малых энергиях $\Gamma_n \ll \Gamma_\gamma$ и низко расположенные резонансы с $E_0 \lesssim 10^2$ эВ являются резонансами захвата, т. е. в этих резонансах $\sigma_\gamma \gg \sigma_n$ (4.37). Напротив, при высоких энергиях $\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$ и резонансы, наблюдаемые при $E_n > 10^3$ эВ, являются резонансами рассеяния, т. е. $\sigma_n \gg \sigma_\gamma$. Наибольшие абсолютные значения сечений в резонансах наблюдаются при самых низких энергиях, как раз там, где доля захвата велика по сравнению с рассеянием. Таким образом, промежуточные нейтроны должны особенно эффективно поглощаться первыми резонансами, т. е. в самой нижней части промежуточной области. Вместе с тем не следует забывать, что резонансы радиационного захвата всегда узки, так как испускание ядрами γ-квантов предполагает большое время жизни составного ядра. Ширины резонансов захвата, или резонансов с $\Gamma \approx \Gamma_\gamma$, измеряются десятыми или даже сотыми долями электронвольта. Нейтроны же становятся промежуточными в результате замедления при упругом рассеянии и в отдельных ак-

тах столкновений с ядрами теряют большие порции энергии ($\gg\Gamma$), так что их энергии редко совпадают с энергиями резонансов. Между резонансами сечение поглощения очень мало, и поэтому в целом и в промежуточной области рассеяние преобладает над захватом, хотя резонансный захват может оказывать заметное влияние на баланс замедляющихся нейтронов. Более эффективно промежуточные нейтроны поглощаются веществами с большими сечениями реакций $(n\alpha)$ или (np) (п. 5). В ядерных реакторах из таких поглотителей применяется бор, полное сечение которого показано на рис. 4.17. Хотя сечение $(n\alpha)$-реакции σ_α убывает пропорционально $1/v$, но это намного медленнее, чем у поглотителей с резонансами вблизи тепловой области, поскольку справа от резонанса $\sigma_\gamma\ (E)\sim 1/E^{5/2}$ (4.41).

Делительная ширина Γ_f разных резонансов подвержена случайным флуктуациям. Поэтому, хотя в резонансах делящихся веществ обычно преобладает деление над радиационным захватом, возможна и обратная картина. В связи с этим величина $\alpha=\sigma_\gamma/\sigma_f$ в промежуточной области энергий также подвержена изменениям, и она в среднем больше, чем в тепловой области. Величина α существенно снижается только при достижении энергии $\sim 10^5$ эВ (§ 7.2, п. 1).

Легкие ядра ($A<50$) не имеют резонансов во всей или в большей части промежуточной области. Поэтому их полные сечения являются сечениями потенциального рассеяния. Сечения радиационного захвата обычно очень малы, однако всегда следуют закону $1/v$ и при приближении к тепловой области возрастают.

9. *Тепловые нейтроны.* Энергетическое распределение тепловых нейтронов в слабо поглощающих средах является распределением Максвелла. Правда, средняя энергия тепловых нейтронов оказывается несколько выше средней энергии теплового движения молекул среды. Последнее означает, что нейтроны фактически не достигают теплового равновесия со средой. Причина этого заключается в непрерывном поглощении нейтронов, тем более эффективном, чем ниже их скорость, и в пополнении их числа со стороны более высоких энергий при замедлении. Тем не менее распределение нейтронов очень близко к максвелловскому, но соответствующему более высокой температуре, чем температура среды. Эта «температура нейтронов» T_n оценивается следующим соотношением:

$$T_n=T\left(1+1{,}5\frac{\Sigma_a}{\xi\Sigma_s}\right). \qquad (4.43)$$

где T — температура среды; Σ_a — макроскопическое сечение поглощения тепловых нейтронов при энергии kT; $\xi\Sigma_s$ — замедляющая способность вещества (§ 5.1, п.5). Доля тепловых нейтронов в единице объема в единичном энергетическом интервале, имеющих энергию E, или нормированное на единицу максвелловское распределение нейтронов по энергиям имеет вид

$$\frac{1}{n_0}\frac{dn}{dE}=F(E)=\frac{2\pi}{(\pi kT_n)^{3/2}}\sqrt{E}\exp\left(-\frac{E}{kT_n}\right), \qquad (4.44)$$

где n_0 — полное число тепловых нейтронов в единице объема вещества, а $k=1{,}38\cdot 10^{-23}$ Дж/К$=8{,}62\cdot 10^{-5}$ эВ/К—постоянная Больцмана.

Распределение (4.44) показано на рис. 4.18 для случая $\Sigma_a \ll \xi\Sigma_s$, когда $T_n = T$. Наиболее вероятная энергия, т. е. энергия в максимуме распределения, равна $kT/2$, а средняя энергия спектра Максвелла есть (3/2) kT. Однако за стандартную тепловую энергию принимают энергию kT, что удобно, поскольку kT является параметром распределения Максвелла, и при нормальной температуре 293 К (20° С) $kT = 0{,}025$ эВ, что соответствует скорости нейтрона 2200 м/с.

Сечения в тепловой области обычно относят к стандартной энергии при нормальной температуре. И хотя нейтроны имеют разные энергии,

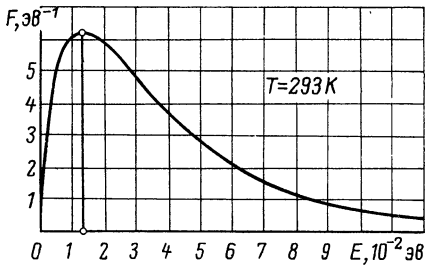


Рис. 4.18. Распределение Максвелла

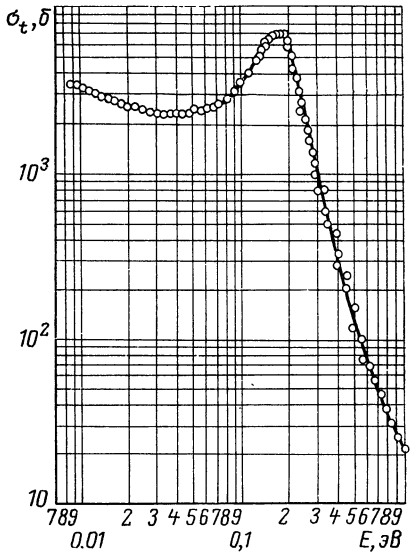


Рис. 4.19. Полное сечение кадмия

а сечения реакций изменяются по закону $1/v$, это не вызывает неудобств при вычислении скоростей реакций в тепловой области. Число поглощений нейтронов в единице объема в единицу времени равно $\Phi\Sigma_a$ (1.56), где Ф — поток нейтронов (1.48), а Σ_a — макроскопическое сечение поглощения (1.55). Число нейтронов в единичном энергетическом интервале с энергией E в распределении (4.44) равно $n_0 F(E)$, а поток $\Phi(E) = n_0 v F(E)$. Если сечение поглощения изменяется по закону $1/v$, между стандартным сечением $\sigma_{ст}$ при $E_{ст} = 0{,}025$ эВ и сечением при любой другой энергии существует соотношение $\sigma_{ст}/\sigma_a(E) = v/v_{ст} = \sqrt{E}/\sqrt{E_{ст}}$. Поэтому число поглощений нейтронов Y во всей тепловой области равно

$$Y = \int_0^\infty \Phi(E)\,\Sigma_a(E)\,dE = \int_0^\infty n_0 v F(E) N \frac{\sigma_{ст} v_{ст}}{v} dE =$$

$$= n_0 v_{ст} N \sigma_{ст} = \Phi_{ст}\Sigma_{ст}, \qquad (4.45)$$

где интегрирование ведется по всем теоретически возможным значениям энергии в спектре Максвелла и $\int_0^\infty F(E)\,dE = 1$. Таким образом,

в случае закона $1/v$ число поглощений по всей этой области равно числу поглощений в потоке с тем же полным числом нейтронов, но со стандартной скоростью у каждого нейтрона. Этот результат не зависит от выбора стандартной скорости.

Если первый резонанс настолько близок к тепловой области, что своим левым крылом ее перекрывает, сечение поглощения в ней меняется медленнее, чем по закону $1/v$. Тем не менее за стандарт и в этом случае принимается сечение при $E = 0{,}025$ эВ. Однако полное число поглощений Y_x при этом не равно $\Phi_{ст}\Sigma_{ст}$, что учитывается введением фактора f:

$$Y_x = \int_0^\infty n_0 v F(E) N\sigma_a(E)\, dE = \Phi_{ст}\Sigma_{ст} f, \tag{4.46}$$

где f на основании (4.46) и (4.45) равно

$$f = \frac{\int_0^\infty n_0 v F(E) N\sigma_a(E)\, dE}{\int_0^\infty n_0 v F(E) N \frac{\sigma_{ст} v_{ст}}{v}\, dE} = \frac{\int_0^\infty \sqrt{E} F(E)\sigma_a(E)\, dE}{\sigma_{ст}\sqrt{E_{ст}}} =$$

$$= \int_0^\infty \frac{\sigma_a(E)}{\frac{\sigma_{ст}\sqrt{E_{ст}}}{\sqrt{E}}} F(E)\, dE. \tag{4.47}$$

Фактор f есть усредненное по спектру Максвелла отношение истинного сечения поглощения к сечению, изменяющемуся по закону $1/v$ и при $E = E_{ст}$ равному истинному сечению $\sigma_a(E_{ст}) = \sigma_{ст}$, т. е. f учитывает отклонение зависимости сечения от закона $1/v$, и в случае $\sigma \sim (1/v)$ $f = 1$. Фактор f, в свою очередь, зависит от температуры нейтронов T_n и реальной верхней границы энергетического распределения нейтронов [24].

При решении диффузионных задач используют не зависящий от энергии полный поток тепловых нейтронов $\Phi = \int_0^\infty \frac{d\Phi}{dE}\, dE = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\Phi_{ст}$.

Тогда стандартные табличные сечения поглощения должны быть исправлены, поскольку $Y = \Phi_{ст}\Sigma_{ст} = \Phi\Sigma_a = (2/\sqrt{\pi})\Phi_{ст}\Sigma_a$ и $\Sigma_a = (\sqrt{\pi}/2)\,\Sigma_{ст}$.

В тепловой области вклад парциальных сечений в полное сечение взаимодействия нейтронов с веществом полностью определяется близостью первого резонанса. Конечно, играет роль и ширина резонанса, однако первые резонансы — это обычно резонансы радиационного захвата и их ширины очень малы. Поэтому, если первый резонанс наблюдается при энергии не выше 1 эВ, его левое крыло перекрывает тепловую область и сечение захвата оказывается много больше сечения рассеяния, так что $\sigma_t \approx \sigma_\gamma$. Вследствие возрастания вероятности поглощения при снижении скорости нейтрона сечение захвата, а следо-

вательно, и σ_t возрастают в пределах всей тепловой области. При этом наблюдается отклонение от закона $1/v$, поскольку с приближением к резонансу сечение не только перестает снижаться, но в пределах резонанса возрастает. Случаев с таким поведением сечения в тепловой области очень много среди нуклидов с массовыми числами $A > 100$. Соответствующие вещества — сильные поглотители тепловых нейтронов. В качестве примера на рис. 4.19 приведено полное сечение кадмия, один из изотопов которого ^{113}Cd с содержанием 12% в естественной смеси изотопов обладает указанной особенностью. Благодаря резонансу у ^{113}Cd при энергии 0,18 эВ сечение радиационного захвата тепловых нейтронов кадмием столь велико, что слой кадмия толщиной 1 мм совершенно непроницаем для тепловых нейтронов. К числу таких же нуклидов принадлежат все делящиеся. Правда, поглощение нейтронов делящимися нуклидами сопровождается главным образом процессом деления. Вклад радиационного захвата относительно мал и определяется величиной $\alpha = \sigma_\gamma/\sigma_f$. Сечения деления ^{235}U и ^{239}Pu в широком диапазоне энергий показаны на рис. 4.20, а стандартные тепловые сечения приведены в табл. 4.4.

Если первый резонанс расположен при энергии более 5 эВ, то, хотя сечение радиационного захвата в соответствии с законом $1/v$ возрастает

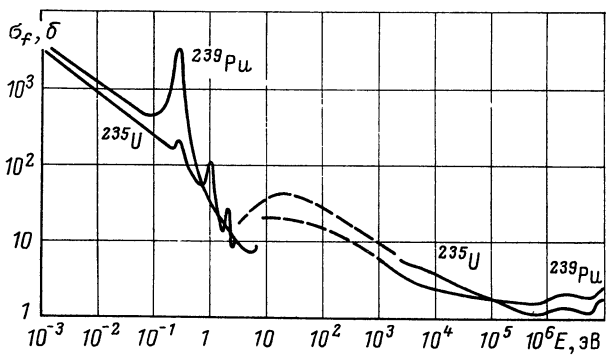


Рис. 4.20. Сечения деления ^{235}U и ^{239}Pu. Штриховая линия — область резонансов

Таблица 4.4. **Сечения делимых нуклидов, $E = 0{,}025$ эВ, б**

Нуклид	$\alpha_a = \sigma_f/\sigma_\gamma$	σ_f	$\sigma_n = \sigma_s$	$\alpha = \sigma_\gamma/\sigma_f$
^{233}U	575,2	529,9	8,2	0,0855
^{235}U	680,9	583,5	13,8	0,167
^{239}Pu	1011,2	744,0	7,7	0,359
^{232}Th	7,4	0	12,67	—
^{238}U	2,71	0	8,9	—
Природный уран	7,55	4,17	—	—

в пределах всей тепловой области, обычно оно не превосходит сечения потенциального рассеяния, и поэтому у таких веществ $\sigma_t \approx \sigma_n$. К этому типу принадлежат четно-четные тяжелые нуклиды ^{238}U и ^{232}Th, имеющие первые резонансы соответственно при 6,8 и 22 эВ (см. табл. 4.4. и рис. 4.21).

Отмеченные особенности ^{235}U и ^{238}U предопределяют возможность получения цепной самоподдерживающейся реакции на тепловых нейтронах с использованием природного урана. Возбужденные ядра, образующиеся при захвате нейтронов ^{235}U или ^{238}U, имеют существенно разные энергии возбуждения (§ 3.6, п.2), благодаря чему расстояния

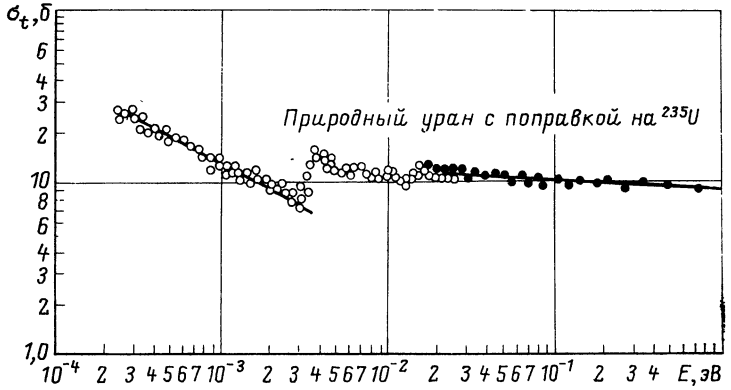


Рис. 4.21. Полное сечение ^{238}U при низкой энергии

между нейтронными резонансами оказываются значительно меньшими в случае бомбардировки нейтронами ^{235}U, чем в случае бомбардировки ^{238}U, так как расстояния между уровнями тем меньше, чем выше энергия возбуждения ядра. По этой причине первый резонанс у ^{235}U оказывается много ниже, а следовательно, и сечение поглощения в тепловой области много выше, чем у ^{238}U. В итоге при условии предварительного замедления нейтронов деления до тепловой энергии ^{235}U, несмотря на свою малую концентрацию в природном уране, оказывается конкурентоспособным в поглощении нейтронов и может поддержать цепную реакцию.

Очень велики и следуют закону $1/v$ в тепловой области сечения поглощения легких нуклидов, на ядрах которых протекают экзоэнергетические реакции с испусканием заряженных частиц (см. п. 5). Сечения поглощения нейтронов при энергии $E = 0{,}025$ эВ для некоторых элементов с естественной смесью изотопов приведены в табл. 4.5.

10. *Когерентное рассеяние.* В тех случаях, когда $\sigma_t \approx \sigma_n$, а энергия столь мала, что дебройлевская длина волны нейтрона (1.13) сравнима с расстоянием между плоскостями кристаллов, в кристаллических телах наблюдается дифракционное рассеяние нейтронов. Если поток нейтронов с любым набором энергий падает на монокристалл под углом ψ к плоскостям с расстоянием между ними d, под таким же углом ψ отражаются нейтроны с длиной волны λ, определяемой условием Брэгга—Вульфа

$$2d \sin \psi = n\lambda, \qquad (4.48)$$

Таблица 4.5. **Тепловые сечения поглощения ($E=0{,}025$ эВ)**

Элемент	Реакция	σ_a, б	Элемент	Реакция	σ_a, б
H	$(n\gamma)$	0,332	K	$(n\gamma)$	2,07
^{2}H	$(n\gamma)$	0,0005	Cr	$(n\gamma)$	3,1
^{4}He	—	0	Fe	$(n\gamma)$	2,6
He	^{3}He (np)	$<0{,}01$	Ni	$(n\gamma)$	4,6
Li	^{6}Li $(n\alpha)$	71	Cu	$(n\gamma)$	3,85
Be	$(n\gamma)$	0,01	Zr	$(n\gamma)$	0,185
B	^{10}B $(n\alpha)$	760	Nb	$(n\gamma)$	1,16
C	$(n\gamma)$	0,0038	Mo	$(n\gamma)$	2,7
N	^{14}N (np)	1,8	Ag	$(n\gamma)$	64,8
O	$(n\gamma)$	$<0{,}0002$	Cd	$(n\gamma)$	2540
Na	$(n\gamma)$	0,52	Hf	$(n\gamma)$	102
Mg	$(n\gamma)$	0,069	Pb	$(n\gamma)$	0,17
Al	$(n\gamma)$	0,24	U	$(n\gamma) + (nf)$	7,55

где $n = 1, 2, 3...$ — порядок отражения. Это явление используется в кристаллических монохроматорах для выделения моноэнергетических пучков нейтронов из потоков со сплошным спектром в диапазоне энергий от 0,1 до 10 эВ. Дифракция возможна при рассеянии когерентных волн, поэтому сечение, описывающее рассеяние по условию (4.48), называется когерентным. Однако даже при условии (4.48) не все нейтроны рассеиваются когерентно, поскольку существует ряд факторов, мешающих когерентному рассеянию. Это произвольная ориентация ядерных спинов, тепловое движение атомов, дефекты кристаллической решетки, обязанные как отсутствию ионов в узлах, так и многоизотопному составу химических элементов, благодаря чему в заполненных узлах оказываются ядра другого сорта, и т. д. Поэтому сечение рассеяния в тепловой области представляет собой сумму когерентного $\sigma_к$ и некогерентного $\sigma_н$ рассеяния: $\sigma_n = \sigma_к + \sigma_н$. Вклад каждой парциальной составляющей определяется природой вещества.

Вероятность рассеяния нейтронов от плоскости с данным d тем меньше, чем меньше угол ψ, т. е. чем ниже λ. В терминах сечений это означает, что при возрастании энергии сечение когерентного рассеяния снижается. Большой порядок отражения всегда связан с меньшей длиной волны и, следовательно, менее вероятен, чем первый порядок с $n = 1$. Вместе с тем полное число нейтронов, участвующих в когерентном процессе, при возрастании энергии сначала примерно не меняется, и снижение $\sigma_к$ означает, что часть нейтронов беспрепятственно проходит через кристалл, вообще не участвуя в рассеянии. Рассеяние на угол ψ по условию (4.48) и прохождение через кристалл без рассеяния представляет собой один и тот же процесс взаимодействия с кристаллом когерентных нейтронных волн. Напротив, при снижении энергии $\sigma_к$ возрастает, но при $(\lambda/2) > d$ когерентное рассеяние по условию (4.48) становится невозможным и $\sigma_к$ сразу обращается в нуль. Если вклад $\sigma_к$ в полное сечение σ_t был велик, полное сечение взаимодействия нейтронов с веществом снижается и вещество становится прозрачным для нейтронов.

Обычные кристаллические тела являются поликристаллами, и поэтому избирательность рассеяния нейтронов с данной энергией на определенный угол в таких веществах обнаружена быть не может. Однако же зависимость когерентного сечения от энергии влияет на зависимость полного сечения рассеяния, поскольку для нейтронов с данной энергией всегда находится кристалл, с которым они взаимодействуют по условию (4.48). Помимо главных плоскостей кристалла с наибольшим межплоскостным расстоянием существуют другие плоскости с меньшими d. Поэтому сечение рассеяния нейтронов поликристаллическим телом обнаруживает ряд максимумов (рис. 4.21 и 4.22). В диапазоне 10^{-2}—10^{-3} эВ, где $\lambda/2$ больше главного межплоскостного расстояния, сечение мало и равно $\sigma_t = \sigma_\gamma + \sigma_н$. Если сечение некогерентного рассеяния меньше сечения захвата,

$\sigma_t \approx \sigma_\gamma$ и при дальнейшем снижении энергии возрастает по закону $1/v$, что наблюдается, например, у ^{238}U (рис. 4.21). Если сечение поглощения очень мало, как, например, у графита (см. табл. 4.5), $\sigma_t \approx \sigma_н$. В этом случае также обнаруживается возрастание сечения при убывании энергии по закону $1/v$, однако за счет нового механизма взаимодействия нейтронов с кристаллической решеткой.

В области энергий $\sim 10^{-3}$ эВ энергия нейтронов много меньше средней энергии теплового движения. Поэтому появляется возможность передачи энергии от кристаллической решетки нейтрону с необычно малой энергией. Передача энергии сопровождается передачей импульса, т. е. рассеянием нейтрона. Вероятность процесса пропорциональна времени пребывания нейтрона в кристалле,

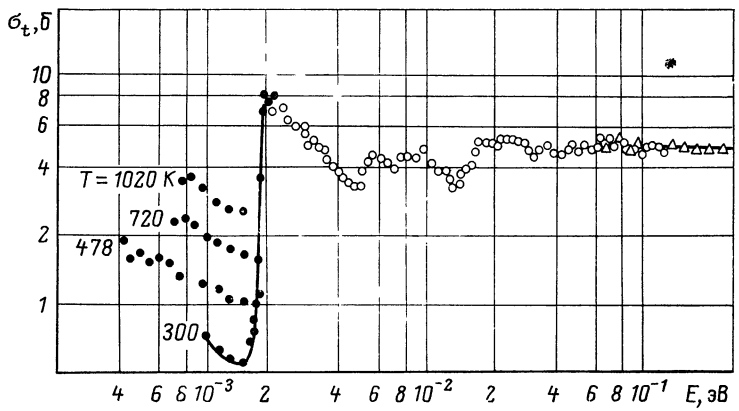


Рис. 4.22. Полное сечение углерода в тепловой области

т. е. пропорциональна $1/v$. Поскольку этот процесс состоит в передаче энергии от кристаллической решетки, он должен быть тем более вероятен, чем больше различие между энергией нейтрона и средней энергией атомов, т. е. чем больше температура среды. Действительно, при $\sigma_н \gg \sigma_\gamma$ сечение σ_t, сохраняя обратную пропорциональность скорости, возрастает при увеличении температуры среды (рис. 4.22). Это обстоятельство отличает данный случай от случая $\sigma_\gamma \gg \sigma_н$, когда σ_t также пропорционально $1/v$, но не обнаруживает зависимости от температуры.

При возрастании энергии до значений порядка 0,1 эВ или больше длина волны нейтрона снижается и уменьшается число нейтронов, участвующих в когерентном взаимодействии. При этом вклад $\sigma_к$ в полное сечение рассеяния σ_n сокращается за счет возрастания некогерентной составляющей $\sigma_н$. За пределами тепловой области сечение рассеяния $\sigma_n = \sigma_н$. Однако вблизи резонансов возможна интерференция потенциального и резонансного рассеяния, приводящая к искажению формы резонансных пиков.

Нейтроны обладают волновыми свойствами, и когерентное рассеяние всегда возможно при условии, что объект взаимодействия обладает пространственной структурой, линейный параметр которой сравним с дебройлевской длиной волны нейтрона λ или $\lambda\!\!\!^{-}$ (§ 1.4, пп. 4, 5).

11. *Влияние химической связи.* Рассеяние промежуточных и тепловых нейтронов сферически симметрично в системе координат центра инерции, т. е. дифференциальное сечение рассеяния нейтрона на любой угол θ в единицу телесного угла постоянно, $(d\sigma/d\Omega)_\theta = \sigma_0$. Но в лабораторной системе координат вследствие передачи импульса ядру рассеяние несимметрично, нейтроны преимущественно рассеиваются в направлении вперед, а дифференциальное сечение $\sigma(\psi)$ выражается через σ_0 на основании соотношения (5.12) между углами рассеяния

θ и ψ в обеих системах координат:

$$\sigma(\psi) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\psi} = \frac{\sigma_0}{A} \frac{(\sqrt{A^2 - \sin^2\psi} + \cos\psi)^2}{\sqrt{A^2 - \sin^2\psi}}, \qquad (4.49)$$

где A — массовое число ядра-мишени. Сечение в лабораторной системе максимально для $\psi = 0°$, что соответствует скользящему удару без передачи импульса ядру и превосходит σ_0 в $[(A+1)/A]^2$ раз. При больших углах рассеяния $\sigma(\psi)$, напротив, меньше σ_0, а просуммированные по всем углам сечения в обеих системах отсчета одинаковы.

Энергия связи атомов в молекулах и кристаллах измеряется единицами или долями электронвольта. Если энергия нейтрона, сталкивающегося с ядром, меньше энергии связи атома в молекуле, атом не может быть выбит из молекулы и импульс при рассеянии нейтрона передается всей молекуле. Поскольку масса молекулы обычно много больше массы нейтрона, рассеяние фактически происходит без передачи импульса и становится сферически симметричным. Значит, дифференциальное сечение на связанном ядре уже не зависит от ψ, а при $\psi = 0°$, должно совпадать с (4.49), поскольку при $\psi = 0°$ рассеяние никогда не сопровождается передачей импульса. Следовательно, просуммированное по всем углам сечение на связанном ядре $\sigma_{связ}$ должно быть в $[(A+1)/A]^2$ раз больше сечения рассеяния на свободном ядре.

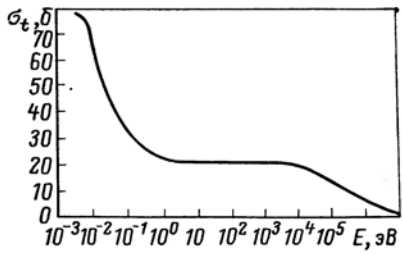


Рис. 4.23. Полное сечение водорода

Итак, влияние химической связи приводит к увеличению сечения рассеяния. Асимметрия рассеяния в лабораторной системе координат особенно велика при столкновениях нейтронов с легкими ядрами, поэтому как раз для них прежде всего существенно возрастание сечения на связанных ядрах. При $A = 1$ (водород) сечение рассеяния возрастает в 4 раза. Правда, собственно сферически симметричным рассеяние на связанных ядрах становится лишь тогда, когда длина волны нейтрона превосходит размеры молекул, т. е. при энергиях менее 10^{-2} эВ. Однако эффект химической связи начинает сказываться уже при энергиях около 1 эВ. При таких энергиях нейтроны замедляются за счет возбуждения молекул и характер рассеяния сложен.

Наблюдению $\sigma_{связ}$ в тепловой области мешает явление когерентного рассеяния (п. 10). Поэтому сечение рассеяния связанными ядрами обычно вычисляется путем умножения на фактор $[(A+1)/A]^2$ сечения рассеяния свободными ядрами, измеренного при энергии в несколько электронвольт. У связанного водорода когерентное сечение $\sigma_к$ очень мало и возрастание сечения рассеяния с 20 до 80 б в тепловой области хорошо наблюдается (рис. 4.23).

Глава 5

ЗАМЕДЛЕНИЕ И ДИФФУЗИЯ НЕЙТРОНОВ

5.1. Замедление нейтронов

1. *Механизм замедления.* При столкновениях нейтронов с ядрами преимущественно наблюдается рассеяние. В акте рассеяния ядро получает импульс отдачи, а энергия рассеянного нейтрона соответственно уменьшается. Снижение кинетической энергии есть снижение скорости движения, поэтому процесс называется замедлением нейтронов. Замед-

ление прекращается только по достижении области энергий теплового движения частиц среды, когда нейтроны равновероятно теряют и приобретают энергию. Потери энергии при рассеянии тем больше, чем меньше разница в массах нейтрона и ядра, и поэтому особенно эффективно нейтроны замедляются при столкновениях с ядрами самых легких атомов. Замедление вследствие передачи ядрам только кинетической энергии есть замедление при упругом рассеянии. При неупругом рассеянии (§ 4.6, п. 1) нейтроны замедляются еще более эффективно, однако не до сколь угодно малой энергии. Пороги неупругого рассеяния лежат при энергиях $E \gtrsim 0{,}1$ МэВ, а средняя энергия неупруго рассеянных нейтронов не может быть намного ниже энергии порога, так как зависит от энергии нейтронов до рассеяния. Поэтому неупругое рассея-

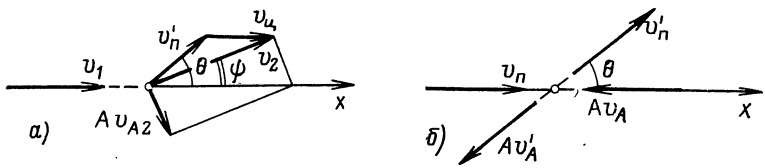


Рис. 5.1. Диаграмма импульсов нейтрона и ядра в лабораторной (*а*) и системе координат центра инерции (*б*)

ние существенно лишь при замедлении быстрых нейтронов. Поскольку пороги неупругого рассеяния тем ниже, чем тяжелее ядро, то за неупругое замедление прежде всего ответственны ядра с большими и средними массовыми числами.

Явление замедления на легких ядрах используется для получения тепловых нейтронов. Эффективность замедления зависит от средней потери энергии в одном акте столкновения нейтрона с ядром. Нейтроны с не очень высокой начальной энергией, например нейтроны деления, уже после нескольких столкновений приобретают такие энергии, при которых рассеяние легкими ядрами сферически симметрично (§ 4.6, п. 7). Таким образом, подавляющее число столкновений при замедлении характеризуется равновероятным рассеянием на любой угол в системе координат центра инерции, и в таком предположении рассматривается отдельный акт рассеяния.

2. *Акт рассеяния.* На рис. 5.1, *а* $\mathbf{v}_1$ и $\mathbf{v}_2$ — векторы скорости нейтрона до рассеяния и после рассеяния на угол ψ в лабораторной системе координат. Ядро-мишень до столкновения покоится, а после столкновения имеет скорость $\mathbf{v}_{A_2}$. Все векторы лежат в одной плоскости. Тем не менее прямое рассмотрение акта рассеяния достаточно сложно. Но оно намного упрощается, если столкновение рассмотреть в системе координат центра инерции, а затем, используя теорему о переносном движении, получить картину рассеяния в лабораторной системе координат. Система центра инерции есть система отсчета, где полный импульс сталкивающихся частиц равен нулю, т. е. импульсы нейтрона и ядра равны и противоположно направлены:

$$v_n = Av_A. \tag{5.1}$$

Здесь v_n и v_A — модули скоростей нейтрона и ядра, а A — массовое число ядра. В соотношении (5.1) абсолютные значения масс несущественны, атомные массы без заметной погрешности заменяются массовыми числами, а массовое число нейтрона есть единица. Рассмотрение в системе центра инерции проще потому, что векторы-импульсы не меняют свои модули, изменяется лишь их ориентация. Это проистекает из факта равенства нулю полного импульса. Полный импульс при рассеянии может быть равен нулю либо при сохранении модулей импульсов обеих частиц, либо при их одновременном пропорциональном увеличении или уменьшении. Однако последнее противоречило бы закону сохранения энергии. Следовательно, в системе координат центра инерции (рис. 5.1, *б*)

$$v_n' = v_n; \quad v_A' = v_A. \tag{5.2}$$

Поскольку ядро-мишень покоится, то скорость системы координат центра инерции $\mathbf{v}_ц$ в лабораторной системе координат есть просто обратная скорость ядра в системе центра инерции, т. е. $\mathbf{v}_ц = -\mathbf{v}_A$. Модули этих скоростей равны

$$v_ц = v_A \tag{5.3}$$

и $\mathbf{v}_ц$ совпадает по направлению с $\mathbf{v}_1$. Следовательно, на основании теоремы о сложении скоростей при переносном движении до столкновения

$$v_1 = v_n + v_ц, \tag{5.4}$$

а после столкновения

$$\mathbf{v}_2 = \mathbf{v}_n' + \mathbf{v}_ц. \tag{5.5}$$

Из (5.1) — (5.4) следует

$$v_ц = \frac{v_1}{A+1} \tag{5.6}$$

и

$$v_n' = \frac{A}{A+1} v_1, \tag{5.7}$$

а из треугольника скоростей (5.5) с учетом (5.6) и (5.7)

$$v_2^2 = v_1^2 \frac{A^2 + 2A\cos\theta + 1}{(A+1)^2}, \tag{5.8}$$

где θ — угол рассеяния в системе центра инерции, соответствующий углу ψ. Из (5.8) сразу получается соотношение между энергией нейтрона после рассеяния E_2 и энергией до рассеяния E_1:

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{v_2^2}{v_1^2} = \frac{1}{2}[(1+\varepsilon) + (1-\varepsilon)\cos\theta], \tag{5.9}$$

где

$$\varepsilon = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2. \tag{5.10}$$

Максимальная энергия нейтрона после столкновения с ядром $E_{2макс} = E_1$ при угле рассеяния $\theta = 0$, т. е. фактически в отсутствие рассеяния, минимальная энергия $E_{2мин} = \varepsilon E_1$ при $\theta = \pi$, т. е. при лобовом столкновении и рассеянии в обратном направлении. Величина

ε определяется только массовым числом A. При $A = 1$ $\varepsilon = 0$, и минимальная энергия нейтрона при лобовом столкновении с ядром атома легкого водорода равна нулю. При этом всю кинетическую энергию остановившегося нейтрона уносит протон. При больших значениях A $\varepsilon \approx 1$, даже при лобовом столкновении энергия E_2 практически совпадает с E_1 и нейтроны очень медленно теряют энергию. Таким образом, сброс энергии в одном акте рассеяния тем больше, чем больше угол рассеяния и чем меньше массовое число, т. е. чем легче атомы рассеивателя. Количественной характеристикой эффективности замедления должна служить средняя потеря энергии в акте рассеяния, которая может быть получена после усреднения E_2 по всем возможным углам рассеяния.

3. *Закон рассеяния*. Вследствие передачи импульса ядру-мишени рассеяние не является сферически симметричным в лабораторной системе координат. Это непосредственно следует из соотношений между углами рассеяния в обеих системах отсчета. Если треугольник скоростей (5.5) спроектировать на ось x (см. рис. 5.1, *а*)

$$v_n \cos\theta + v_ц = v_2 \cos\psi \tag{5.11}$$

и учесть (5.6) — (5.8), то можно получить соотношение между углами

$$\cos\psi = \frac{A\cos\theta + 1}{\sqrt{A^2 + 2A\cos\theta + 1}}. \tag{5.12}$$

Углы рассеяния в лабораторной системе координат меньше, чем в системе центра инерции, хотя предельные значения 0 и 180°, кроме случая $A = 1$, совпадают. Это означает, что если в системе центра инерции плотность вероятности рассеяния нейтрона по любому направлению, определяемому сферическими координатами (φ, θ), в единичный телесный угол постоянна, т. е. $dw/d\Omega_\theta = 1/(4\pi)$, где $1/(4\pi)$ — число, нормирующее плотность вероятности на единицу, то в лабораторной системе координат $dw/d\Omega_\psi$ должно зависеть от угла ψ (от сферической координаты φ вероятность рассеяния не зависит). В результате в обеих системах отсчета оказываются разными средние косинусы угла рассеяния. В системе центра инерции

$$\overline{\cos\theta} = \int\limits_{\Omega_0} \cos\theta \frac{dw}{d\Omega_\theta} d\Omega_\theta = \frac{1}{2}\int\limits_0^\pi \cos\theta \sin\theta d\theta = 0, \tag{5.13}$$

т. е. рассеяние в среднем происходит на угол $\theta = 90°$ или в плоскость, перпендикулярную направлению движения нейтрона до рассеяния. Поскольку дифференциал функции не зависит от независимых переменных, т. е. $(dw/d\Omega_\theta)d\Omega_\theta = (dw/d\Omega_\psi)d\Omega_\psi$, средний косинус в лабораторной системе координат $\overline{\cos\psi}$ можно вычислить, воспользовавшись его выражением через $\cos\theta$ (5.12):

$$\overline{\cos\psi} = \int\limits_{\Omega_0} \cos\psi \frac{dw}{d\Omega_\psi} d\Omega_\psi = \int\limits_{\Omega_0} \cos\psi \frac{dw}{d\Omega_\theta} d\Omega_\theta = \frac{1}{2}\int\limits_0^\pi \frac{A\cos\theta + 1}{\sqrt{A^2 + 2A\cos\theta + 1}} \times$$

$$\times \sin\theta d\theta = \frac{2}{3A}, \tag{5.14}$$

где Ω_0, как и в (5.13), — полный телесный угол, а $d\Omega_\theta = \sin\theta d\theta d\varphi$ — элемент телесного угла в сферических координатах, равный $2\pi \sin\theta d\theta$ после интегрирования по φ. Средний косинус угла рассеяния может служить мерой асимметрии

рассеяния. При как угодно большом A $\overline{\cos\psi} \to \overline{\cos\theta}$ и рассеяние становится сферически симметричным в лабораторной системе координат. Рассматриваемый вид асимметрии определяется передачей импульса ядру-мишени, и если масса ядра велика по сравнению с массой нейтрона, то практически передачи импульса не происходит. Наибольшая асимметрия наблюдается при $A = 1$, т. е. при рассеянии нейтронов ядрами атомов легкого водорода — протонами. В этом случае из (5.12) следует $\cos\psi = \cos(\theta/2)$ и углу $\theta = \pi$ в системе центра инерции соответствует рассеяние в лабораторной системе на угол $\pi/2$ с предельным нулевым значением импульса, поскольку при $\theta = \pi$ $E_2 = \varepsilon E_1 = 0$. Следовательно, при столкновениях с протонами нейтроны не могут рассеиваться в обратном направлении, всегда $\psi < \pi/2$, а $\overline{\cos\psi} = 2/3$, что соответствует углу $\psi = 48°$.

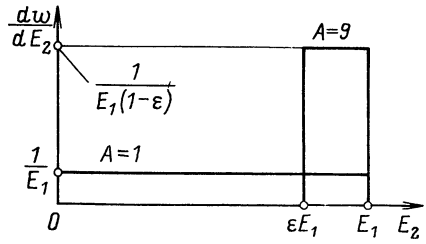


Рис. 5.2. Распределение плотности вероятности энергии нейтрона после рассеяния

В силу (5.2) кинетическая энергия каждой частицы в системе центра инерции не изменяется. Если, кроме того, в этой системе отсчета рассеяние сферически симметрично, то в лабораторной системе координат любое значение энергии после рассеяния E_2 оказывается равновероятным в пределах от $E_{2\text{макс}}$ до $E_{2\text{мин}}$ (рис. 5.2). Хотя при приближении угла рассеяния θ к $\pi/2$ приращение E_2 по абсолютному значению возрастает пропорционально $\sin\theta$, $dE_2 = -[E_1(1-\varepsilon)/2]\sin\theta d\theta$ [см. (5.9)], однако в трехмерном пространстве и телесный угол $d\Omega_\theta = \sin\theta d\theta d\varphi$ также возрастает с приближением θ к $\pi/2$. Так что приращение dE_2, отнесенное к единице телесного угла, $dE_2/d\Omega_\theta$ постоянно и не зависит ни от φ, ни от θ. Поскольку рассеяние по любому направлению (φ, θ) равновероятно: $dw/d\Omega_\theta = 1/(4\pi)$, плотность вероятности dw/dE_2 также постоянна. Ее абсолютное значение исходя из соотношений между дифференциалами dw, $d\Omega_\theta$ и dE_2 равно

$$\frac{dw}{dE_2} = \frac{1}{E_1(1-\varepsilon)}, \tag{5.15}$$

а интеграл от dw/dE_2 по всем возможным значениям E_2 равен единице в соответствии с определением вероятности.

4. *Средняя логарифмическая потеря энергии.* Постоянство $dE_2/d\Omega_\theta$ означает, что E_2 убывает линейно от $E_{2\text{макс}}$ до $E_{2\text{мин}}$ при изменении координаты θ единицы телесного угла. При линейном изменении величины ее среднее значение равно $\overline{E_2} = [(E_2)_{\text{макс}} + (E_2)_{\text{мин}}]/2 = E_1(1+\varepsilon)/2$, а средняя потеря энергии

$$\overline{\Delta E} = \overline{E_1 - E_2} = E_1 - \overline{E_2} = \frac{1-\varepsilon}{2} E_1 \tag{5.16}$$

составляет всегда одну и ту же долю начальной энергии E_1. Это означает, что пока E_1 велико, сброс энергии при упругом рассеянии проис-

ходит большими порциями, но чем ниже энергия, тем соответственно меньше количество теряемой энергии.

При описании замедления нейтронов обычно пользуются не средней потерей энергии, а средней потерей логарифма энергии. Приращение логарифма обратно пропорционально энергии $d \ln E_1 = dE_1/E_1$, а поскольку приращение энергии при замедлении (5.16) пропорционально E_1, то средняя логарифмическая потеря энергии не должна зависеть и от E_1. Эта величина легко вычисляется, коль скоро dw/dE_2 известно:

$$\xi = \overline{\Delta \ln E} = \overline{\ln E_1 - \ln E_2} = \overline{\ln \frac{E_1}{E_2}} = \int_{\varepsilon E_1}^{E_1} \ln \frac{E_1}{E_2} \frac{dw}{dE_2} dE_2 = 1 + \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} \ln \varepsilon. \qquad (5.17)$$

Величина ξ называется средней логарифмической потерей энергии и определяется только массовым числом ядер рассеивателя (5.10).

Используя величину ξ, можно рассчитать среднее число столкновений нейтрона с ядрами, которое приводит к замедлению от начальной энергии E_0 до любой меньшей, например до энергии теплового движения E_T. При этом полное изменение логарифма энергии составляет $\ln E_0 - \ln E_T = \ln (E_0/E_T)$, а так как ξ есть среднее изменение логарифма энергии в одном акте рассеяния, то среднее число столкновений N при замедлении равно

$$N = \frac{\ln \frac{E_0}{E_T}}{\xi}. \qquad (5.18)$$

Если иметь в виду нейтроны деления, то их средняя начальная энергия есть $E_0 = 2 \cdot 10^6$ эВ (§ 3.6, п.7), а энергия тепловых нейтронов при нормальных условиях $E_T = 0{,}025$ эВ (§ 4.6, п. 9), так что полное изменение логарифма энергии равно 18,2. Таблица 5.1 содержит рассчитанные по (5.17) величины ξ и средние числа столкновений с ядрами некоторых нуклидов при замедлении нейтронов деления до тепловой энергии. Оказывается, что для изменения энергии в 100 млн. раз нейтронам необходимо в среднем только 18 соударений с ядрами атомов легкого водорода, но более 2000 при рассеянии ядрами урана.

Таблица 5.1. **Константы, характеризующие замедление нейтронов**

Нуклид	A	ξ	$N = \frac{18{,}2}{\xi}$	Нуклид	A	ξ	$N = \frac{18{,}2}{\xi}$
^{1}H	1	1,000	18	^{12}C	12	0,158	114
^{2}H	2	0,725	25	^{16}O	16	0,120	150
^{4}He	4	0,425	43	^{238}U	238	0,0084	2170
^{9}Be	9	0,209	86				

5. *Замедляющая способность.* При описании замедления нейтронов веществом важно не только значение средней потери энергии в одном столкновении, но и число таких столкновений в единице объема вещества, которое равно $\Phi\Sigma_s$ (1.56), где Σ_s — макроскопическое сечение рассеяния. Произведение $\xi\Sigma_s$ называется замедляющей способностью вещества, оно учитывает оба упомянутых фактора при рассмотрении одного замедляющегося нейтрона и определяет эффективность замедления каждой единицей объема вещества. Чем выше замедляющая способность, тем меньший объем вещества нужен для замедления нейтронов до данной энергии. В табл. 5.2 приведены замедляющие способности некоторых веществ. Поскольку макроскопические сечения, относящиеся к ядрам разного сорта в единице объема, суммируются, замедляющие способности химических соединений и смесей веществ $(\xi\Sigma_s)_{см}$ также находятся как суммы замедляющих способностей компонентов:

$$(\xi\Sigma_s)_{см} = \sum_i \xi_i \Sigma_{si}. \qquad (5.19)$$

Таблица 5.2. **Замедляющие способности и коэффициенты замедления веществ**

Вещество	Химическая формула	ρ, 10^3 кг/м^3	$\Sigma\xi_s$, м$^{-1}$	$\frac{\Sigma\xi_s}{\Sigma_a T}$
Вода	H_2O	1	135	61
Полиэтилен	$(CH_2)_n$	0,92	161	61
Тяжелая вода	D_2O	1,10	18,8	5700
Бериллий	Be	1,84	15,5	125
Окись бериллия	BeO	2,96	12	170
Графит	C	1,60	6,1	205
Гелий	He	0,000178	0,009	45
Уран	U	18,7	0,33	0,009

6. *Коэффициент замедления.* Если замедление нейтронов не является самоцелью, а полученные тепловые нейтроны должны каким-то способом использоваться, например поглощаться ураном в ядерном реакторе на тепловых нейтронах, то к веществу-замедлителю предъявляется еще одно дополнительное требование: замедленные нейтроны не должны поглощаться веществом-замедлителем. Другими словами, макроскопическое сечение поглощения тепловых нейтронов замедлителя $\Sigma_a T$ должно быть как можно меньше. Отношение $\xi\Sigma_s/\Sigma_a T$ характеризует способность вещества замедлять нейтроны и сохранять их после замедления и называется коэффициентом замедления. Коэффициенты замедления представлены в табл. 5.2. Существует ряд легких веществ, удовлетворяющих всем предъявляемым требованиям и используемых в ядерных реакторах в качестве веществ-замедлителей нейтронов. Другие легкие вещества, например литий, бор, очень сильно поглощают нейтроны в реакциях с испусканием заряженных частиц (см. табл. 4.5) и в качестве замедлителей использованы быть не могут.

7. *Свойства замедлителей.* Замедляющие свойства водородсодержащих веществ наилучшие среди других замедлителей. Обычный во-

дород имеет наибольшее ξ и, что очень важно, аномально большое сечение рассеяния $\sigma_s = 20$ б в достаточно широком энергетическом диапазоне (см. § 2.5, п. 5 и рис. 4.23). Концентрация атомов водорода в химических соединениях с другими элементами также высока. Для иллюстрации влияния концентрации атомов на замедляющую способность вещества в табл. 5.2 приведен гелий, не образующий химических соединений и находящийся при обычных условиях только в газообразном состоянии. Хотя ξ гелия мало отличается от ξ водорода, замедляющая способность гелия ничтожна в сравнении с $\xi\Sigma_s$ конденсированных сред. Замедляющая способность других газов, в том числе водорода, также очень мала. Чем тяжелее вещество, тем, как правило, ниже его замедляющая способность вследствие меньшего ξ. Вещества более тяжелые, чем углерод, в качестве замедлителей не употребляются. Для сравнения с легкими веществами в табл. 5.2 приведена замедляющая способность урана.

Коэффициенты замедления являются определяющими характеристиками веществ-замедлителей для ядерных реакторов. С точки зрения всей суммы требований, предъявляемых к замедлителям, на первом месте стоит тяжелая вода. Коэффициент замедления тяжелой воды необычно высок из-за ничтожного поглощения нейтронов как кислородом, так и тяжелым водородом — дейтерием (см. табл. 4.5). Большое значение этой константы делает тяжелую воду весьма привлекательной для использования в ядерных реакторах. Однако тяжелая вода обладает тем недостатком, что она очень дорога, поскольку получается методами разделения изотопов из обычной воды, где содержится в количестве 0,015%. На втором месте стоит углерод — самый тяжелый из замедлителей, с низкой замедляющей способностью, но также с очень малым сечением поглощения тепловых нейтронов. Водородсодержащие вещества по коэффициенту замедления оказываются наихудшими благодаря заметному поглощению нейтронов водородом (см. табл. 4.5). В итоге оказывается, что с обыкновенной водой в качестве замедлителя нельзя получить цепную самоподдерживающуюся реакцию с использованием естественного урана, тогда как это возможно с другими замедлителями. Зато высокая замедляющая способность воды, ее дешевизна, доступность и другие ценные качества создают определенные преимущества реакторам с обогащенным ураном и водяным замедлителем. Кроме того, вода является отличным защитным материалом при защите от потоков нейтронов с не очень высокой начальной энергией, например нейтронов ядерных реакторов. Задача защиты от нейтронов сводится к их замедлению, а замедляющая способность воды высока, хотя она довольно быстро снижается в диапазоне энергий $E > 0{,}1$ МэВ вследствие уменьшения σ_s (см. рис. 4.23).

5.2. Спектр замедляющихся нейтронов

1. *Нейтронный баланс.* Наиболее простая картина замедления наблюдается в среде, состоящей только из атомов водорода, $A = 1$, $\xi = 1$, и в отсутствие поглощения нейтронов. В этом случае после каждого столкновения нейтрон сохраняется и с одинаковой вероятностью

приобретает любую энергию меньше исходной (см. рис. 5.2). Если в единице объема в единицу времени рождается Q нейтронов с энергией E_0, то их распределение по энергиям при замедлении может быть получено из рассмотрения баланса при любой промежуточной энергии. Хотя в процессе замедления нейтроны растекаются по объему вещества, в случае равномерно распределенных источников по как угодно большому объему в любой единице объема число нейтронов с данной энергией будет одним и тем же. Поток (1.48) замедляющихся нейтронов обычно относится к единичному энергетическому интервалу и является функцией энергии $\Phi(E)$. Если поток определен, то число актов рассеяния нейтронов с энергией E в единице объема в единицу времени в единичном энергетическом интервале равно $\Phi(E)\,\Sigma_s(E)$ (1.56), где $\Sigma_s(E)$— макроскопическое сечение рассеяния (1.55) при энергии E.

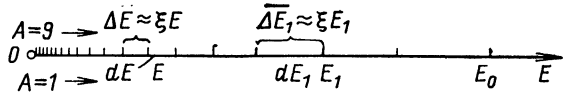


Рис. 5.3. Шкала энергий. Показан средний сброс энергии при замедлении для $A=9$

Баланс нейтронов при энергии E представляет собой равенство между числом нейтронов, попадающих в интервал dE и покидающих его вследствие рассеяния (рис. 5.3). Поскольку $\xi = 1$, приобрести при рассеянии энергию E могут нейтроны с любой $E_1 > E$, а доля нейтронов, рассеявшихся в dE из dE_1, есть просто dE/E_1, так как все столкнувшиеся с ядрами при E_1 нейтроны равновероятно (5.15) распределяются по интервалу от 0 до E_1 (см. рис. 5.2). Число столкновений при E_1 в интервале dE_1 есть $\Phi(E_1)\,\Sigma_s(E_1)\,dE_1 = F(E_1)\,dE_1$, где F — функция числа столкновений. Число нейтронов, попавших в dE из dE_1, равно $F(E)\,dE_1\,(dE/E_1)$, а из всего интервала от E до E_0 — $\left(\int_E^{E_0} F(E_1)\,\frac{dE_1}{E_1}\right)dE$. Кроме того, источник испускает в секунду Q нейтронов, и столько же нейтронов претерпевают в секунду первое рассеяние. При этом в интервал dE попадает $Q\,(dE/E_0)$ нейтронов. Сумма прибывших в dE нейтронов равна числу убывших, т. е $F(E)\,dE$:

$$F(E)\,dE = dE\int_E^{E_0}\frac{F(E_1)}{E_1}\,dE_1 + \frac{Q}{E_0}\,dE. \tag{5.20}$$

2. *Спектр Ферми.* Полученное уравнение приводится к дифференциальному путем дифференцирования, так как интеграл в (5.20) не содержит независимой переменной в подынтегральном выражении:

$$\frac{dF}{dE} = -\frac{F}{E}. \tag{5.21}$$

Решение уравнения есть

$$F(E) = \frac{C}{E}. \tag{5.22}$$

а константа интегрирования C определяется подстановкой решения в (5.20) при $E=E_0$, т. е. из начального условия $F(E_0)=C/E_0=Q/E_0$. Значит, $C=Q$, и окончательное решение для потока имеет вид

$$\Phi(E)=\frac{Q}{\Sigma_s E}. \tag{5.23}$$

При замедлении в средах с $\xi < 1$ при энергиях, близких к E_0, возникают особенности в распределении $\Phi(E)$ [26], однако при снижении E особенности исчезают и распределение потока описывается выражением, аналогичным (5.23):

$$\Phi(E)=\frac{Q}{\Sigma_s \xi E}. \tag{5.24}$$

Выражение (5.24) представляет зависимость потока Φ от энергии или спектр замедляющихся нейтронов (спектр Ферми). Поскольку в промежуточной области энергий сечение рассеяния примерно постоянно, можно сказать, что поток замедляющихся нейтронов обратно пропорционален энергии, т. е. увеличивается при снижении энергии. Причина увеличения потока в том, что нейтроны при замедлении теряют в среднем одну и ту же долю той энергии, которой они обладают в данный момент. Пока E велико, велики и порции энергии $\overline{\Delta E}$, теряемые в среднем в одном акте рассеяния (см. рис. 5.3), и при этом $\overline{\Delta E}$ может включать в себя много единичных интервалов, к которым относится поток $\Phi(E)$. Когда E становится малым, то малы и $\overline{\Delta E}$, и, чтобы пройти единичный интервал энергии, требуется много актов рассеяния. Чем меньше E, тем медленнее смещаются замедляющиеся нейтроны по шкале энергий, что и означает возрастание потока, приходящегося на единичный энергетический интервал. При этом существенно, что число нейтронов, проходящих в единицу времени через любую энергетическую координату E, постоянно и равно мощности источника.

3. *Плотность замедления.* Функция, описывающая число нейтронов, замедляющихся в единицу времени в единице объема за значение энергии E, называется плотностью замедления $q(E)$ и связана с потоком следующим соотношением:

$$q(E)=\Phi(E)\,\Sigma_s \xi E. \tag{5.25}$$

Тот факт, что соотношение (5.25) соответствует определению q, вытекает из следующих рассуждений. Величина ξ есть среднее изменение логарифма энергии в одном акте рассеяния (5.17): $\xi=\overline{\Delta \ln E}\approx\overline{\Delta E/E}$. Значит, $\overline{\Delta E}=\xi E$ представляет собой потерянную энергию, соответствующую среднему сбросу логарифма энергии в акте рассеяния, так что если интервал $\overline{\Delta E}$ расположен между E и $E+\overline{\Delta E}$, то каждое рассеяние в этом интервале сопровождается снижением энергии нейтрона за значение E. $\Phi\Sigma_s$ есть число случаев рассеяния нейтронов в единицу времени в единице объема, отнесенное к единичному энергетическому интервалу. А тогда $\Phi\Sigma_s\overline{\Delta E}=\Phi\Sigma_s\xi E$ есть число рассеяний в указанном интервале со средним сбросом энергии обязательно ниже E, т. е. это плотность замедления q.

Из сравнения (5.25) и (5.24) следует, что в данном случае $q(E)=Q$, т. е. q является величиной постоянной и равной мощности источника

нейтронов. Если число нейтронов, проходящих через какое-то значение энергии E в единицу времени, т. е. $q(E)$, меньше мощности источника Q, то это означает, что где-то выше E нейтроны теряются, что соответствует случаю замедления при наличии поглощения.

4. *Учет поглощения.* В случае $\xi = 1$ выражение для потока $\Phi(E)$ можно легко получить и при наличии поглощения. Теперь функция $F(E)$ равна

$$F(E) = \Phi(E)\,[\Sigma_s(E) + \Sigma_a(E)], \tag{5.26}$$

где Σ_s и Σ_a — макроскопические сечения рассеяния и поглощения соответственно. Из полного числа столкновений (5.26) только доля $\Sigma_s/(\Sigma_s + \Sigma_a)$ ведет к рассеянию, тогда как в остальных случаях нейтроны поглощаются и выбывают из рассмотрения. При этом баланс нейтронов в интервале dE вблизи любого значения энергии E (5.20) представляется в следующем виде:

$$F(E) = \frac{Q}{E_0} + \int_E^{E_0} \frac{\Sigma_s(E_1)}{\Sigma_s(E_1)+\Sigma_a(E_1)} \frac{F(E_1)}{E_1}\, dE_1, \tag{5.27}$$

где предполагается, что при энергии E_0 поглощение по-прежнему отсутствует, так как E_0 принадлежит быстрой области. Интегральное уравнение (5.27) опять приводится к дифференциальному

$$\frac{dF}{dE} = -\frac{\Sigma_s}{\Sigma_s+\Sigma_a}\frac{F}{E}, \tag{5.28}$$

решением которого является

$$-\int_{F(E)}^{F(E_0)} \frac{dF}{F} = \int_E^{E_0} \frac{\Sigma_s}{\Sigma_s+\Sigma_a}\frac{dE}{E} \tag{5.29}$$

или

$$\ln\frac{F(E)}{F(E_0)} = \int_E^{E_0} \frac{\Sigma_s}{\Sigma_s+\Sigma_a}\frac{dE}{E}. \tag{5.30}$$

Поскольку $F(E_0) = Q/E_0$ (5.27), то

$$F(E) = \frac{Q}{E_0}\exp\left(\int_E^{E_0} \frac{\Sigma_s}{\Sigma_s+\Sigma_a}\frac{dE}{E}\right). \tag{5.31}$$

Наконец, вследствие тождества

$$\frac{\Sigma_s}{\Sigma_s+\Sigma_a} = 1 - \frac{\Sigma_a}{\Sigma_s+\Sigma_a} \tag{5.32}$$

$$F(E) = \frac{Q}{E}\exp\left(-\int_E^{E_0} \frac{\Sigma_a}{\Sigma_s+\Sigma_a}\frac{dE}{E}\right). \tag{5.33}$$

И если при каком-то значении энергии $\Sigma_a \ll \Sigma_s$, поток по-прежнему равен $\Phi(E) = F(E)/\Sigma_s$, т. е.

$$\Phi(E) = \frac{Q}{\Sigma_s E} \exp\left(-\int_E^{E_0} \frac{\Sigma_a}{\Sigma_s + \Sigma_a} \frac{dE}{E} \right). \tag{5.34}$$

5. *Вероятность избежать резонансного захвата.* Итак, в случае поглощения нейтронов при замедлении в выражении для потока является дополнительный экспоненциальный множитель, меньший единицы. Существенно, что этот же множитель появляется и в выражении для плотности замедления $q(E)$ [26]. Последнее означает, что до энергии E доходят не все нейтроны, а только часть их, не поглотившаяся при более высоких энергиях. В общем случае замедления в среде с $\xi \neq 1$ этот множитель $\varphi(E)$ имеет вид

$$\varphi(E) = \exp\left(-\int_E^{E_0} \frac{\Sigma_a}{\Sigma_s + \Sigma_a} \frac{dE}{\xi E} \right) \tag{5.35}$$

и представляет собой долю нейтронов, избежавших поглощения при замедлении до энергии E. Поскольку в промежуточной области энергий сечения поглощения малы, за исключением резонансов захвата (§ 4.6, п.8), наибольший вклад в поглощение при замедлении как раз и дают резонансы. По этой причине коэффициент φ называют вероятностью избежать резонансного захвата.

5.3. Диффузия тепловых нейтронов

1. *Явление диффузии.* Появляющиеся при ядерных превращениях свободные нейтроны до последующего затем поглощения многократно сталкиваются с атомными ядрами и в каждом столкновении рассеиваются на произвольный угол. В результате движение нейтронов представляет собой хаотическое блуждание в среде, или диффузию, а траектория движения нейтрона в веществе оказывается, как на рис. 5.4, *а*. Поскольку сечения ядер малы, а значит, велики длины пути между столкновениями (1.59), то в процессе диффузии нейтроны перемещаются

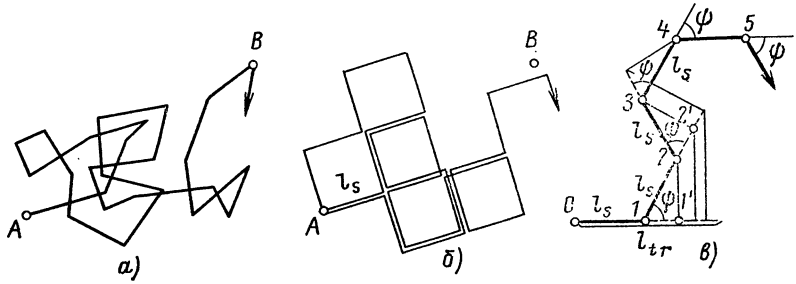


Рис. 5.4. Картина диффузии реального (*а*), среднего (*б*), среднего при несферически симметричном рассеянии (*в*) нейтрона на плоскости

в веществе на большие расстояния. Столкновение нейтрона с ядром есть явление случайное, и траектория отдельного нейтрона не может быть предсказана теоретически. Описание процесса диффузии выполняется статистическими методами: при заданных источниках нейтронов находят пространственное распределение среднего числа нейтронов в единичном объеме, распределение нейтронов по энергиям и направлениям движения в каждом элементарном объеме, зависимость распределений от времени. В приложении к одному нейтрону такое описание дает распределение плотности вероятности иметь нейтрону тот или иной набор независимых переменных — пространственных координат, энергии, скорости в любой момент времени.

Детальное описание процесса диффузии очень сложно и требует применения кинетического уравнения Больцмана. Однако в однородных средах со слабым поглощением складывается изотропная диффузия, которая характеризуется тем, что в любой точке в объеме тела движение диффундирующих нейтронов равновероятно по любому направлению. В этом случае зависимости от направлений векторов скорости не существует и диффузия нейтронов достаточно точно описывается более простым уравнением диффузии, решения которого известны и хорошо изучены. Большие объемы чистого замедлителя представляют собой примеры сред, в которых реальные пространственные распределения нейтронов совпадают с решениями уравнения диффузии. Правда, такое совпадение наблюдается лишь в областях, где нет причин для нарушения изотропии диффузии, что не всегда так. Вблизи границы тела с пустотой (воздух при нормальных условиях настолько разреженная среда, что с точки зрения диффузии нейтронов рассматривается как пустота), вблизи сильного поглотителя или источника нейтронов диффузия неизотропна, поскольку число нейтронов, движущихся в сторону пустоты, поглотителя или от источника нейтронов, всегда больше, чем число нейтронов, движущихся в противоположном направлении. Однако если объем областей с нарушениями изотропии диффузии мал по сравнению с полным объемом тела, то могут быть введены такие поправки к решениям уравнения диффузии, которые делают эти решения применимыми во многих практически важных случаях, в том числе при описании диффузии нейтронов в ядерных реакторах.

При изотропной диффузии скорость нейтрона рассматривается как скалярная величина и поэтому полностью определяется энергией. В общем случае нейтроны в процессе дффузии снижают свою энергию, так что решения диффузионных уравнений являются функциями энергии. Однако по достижении тепловой области энергия нейтронов в среднем не меняется, хотя в отдельных столкновениях может как уменьшаться, так и увеличиваться, причем вероятность ее возможных значений определяется распределением Максвелла (4.44). Изотропная диффузия нейтронов с постоянной энергией представляет простейший случай. При этом среднее число нейтронов в единице объема вещества, или плотность нейтронов n, а значит, и поток Φ зависят только от пространственных координат и, возможно, от времени, а скорость нейтрона v является просто коэффициентом пропорциональности между Φ и n (1.48).

2. *Средний нейтрон.* Целый ряд физических параметров, характеризующих перемещение нейтрона в пространстве, например путь между столкновениями, угол рассеяния, скорость теплового движения, не являются неизменными. Вместе с тем они не имеют регулярной зависимости от времени, а принимают разные значения от столкновения к столкновению просто потому, что столкновения с ядрами случайны. Эти параметры определяют коэффициенты в уравнении диффузии, которые являются постоянными. Последнее достигается усреднением указанных параметров по многим столкновениям. Нейтрон с усредненными параметрами всегда имеет одну и ту же скорость, от столкновения до

столкновения каждый раз проходит одно и то же расстояние l_s (1.59), в единицу времени имеет постоянное число столкновений, равное v/l_s, и угол рассеяния, всегда равный $\pi/2$ (§ 5.1, п. 3). Диффузия такого нейтрона, если бы она происходила не в трехмерном пространстве, а на плоскости, показана на рис. 5.4, *б*. В трехмерном пространстве средний нейтрон рассеивается каждый раз в плоскость, перпендикулярную направлению его движения до рассеяния. Вероятность многократного повторения одинаковых отклонений параметров рассеяния от среднего у одного нейтрона мала, и диффузия подавляющего числа нейтронов правильно описывается соответствующими уравнениями с постоянными коэффициентами, определяемыми средними значениями элементарных характеристик акта рассеяния.

3. *Длина переноса.* Средний нейтрон каждый раз рассеивается на угол $\pi/2$, что соответствует сферической симметрии рассеяния. Однако рассеяние несферически симметрично на легких ядрах вследствие передачи большой доли энергии нейтрона ядру (§ 5.1, п.3), а также в столкновениях с ядрами быстрых нейтронов с механическими моментами $l > 0$ (§ 4.6, п.7). Случай несимметричного рассеяния приводится к случаю сферической симметрии введением длины переноса, или транспортной длины l_{tr}, которая представляет собой эффективное смещение нейтрона в направлении движения до следующего акта рассеяния, которому соответствует поворот траектории нейтрона на угол $\pi/2$. Рисунок 5.4, *в* поясняет физический смысл этой величины. Если средний нейтрон рассеивается на угол меньше $\pi/2$, то можно считать, что после первого акта рассеяния он попадает в точку *2*, рассеявшись на угол $\pi/2$, но пройдя в направлении первоначального движения несколько больший путь, чем l_s, именно $l_s + l_s \overline{\cos\psi}$, где $\overline{\cos\psi}$ — средний косинус угла рассеяния. Однако введенная поправка не учитывает тот же эффект в последующих актах рассеяния. Путь перед вторым рассеянием имеет такую же поправку, и она перемещает точку *2* в положение *2'*, так что первый путь до рассеяния на угол $\pi/2$ в точку *2'* становится равным $l_s + l_s \overline{\cos\psi} + l_s \overline{(\cos\psi)^2}$, и т. д. В пренебрежении поглощением нейтронов число последующих столкновений как угодно велико, и учет указанной поправки во всех столкновениях приводит к выражению

$$l_{tr} = l_s\left[1 + \overline{\cos\psi} + \overline{(\cos\psi)^2} + \ldots\right] = \frac{l_s}{1 - \overline{\cos\psi}}. \qquad (5.36)$$

Длина рассеяния l_s, исправленная на несимметрию рассеяния, и есть длина переноса l_{tr}.

Каждой характеристической длине пути нейтрона до соответствующего столкновения можно сопоставить макроскопическое сечение [см. (1.59)—(1.61)], следовательно, транспортной длине l_{tr} — транспортное сечение $\Sigma_{tr} = 1/l_{tr}$, связь которого с макроскопическим сечением рассеяния Σ_s вытекает из (1.59) и (5.36):

$$\Sigma_{tr} = \Sigma_s(1 - \overline{\cos\psi}). \qquad (5.37)$$

Очевидно, что для микроскопических сечений выражение (5.37) имеет вид

$$\sigma_{tr} = \sigma_s(1 - \overline{\cos\psi}). \qquad (5.38)$$

При рассеянии ядрами промежуточных нейтронов величина $\overline{\cos\psi}$ просто выражается через массовое число (5.14). Если закон рассеяния нельзя получить теоретически, вероятность $dw/d\Omega_\psi$ для (5.14) находят из опыта по определению углового распределения рассеянных нейтронов, аналогичного опыту Резерфорда по рассеянию α-частиц (§ 1.2, п. 3). Результаты таких опытов обычно представляются в виде зависимости дифференциального сечения рассеяния от угла рассеяния $\sigma_s(\psi) = d\sigma_s/d\Omega_\psi$, поскольку сечение есть вероятность столкновения, отнесенная к числу ядер на единице площади изучаемой мишени N_1, т. е. $\sigma_s(\psi) = (1/N_1)(dw/d\Omega_\psi)$ (1.47). При этом полное сечение рассеяния есть

$$\sigma_s = \int_{\Omega_0} \sigma_s(\psi)\, d\Omega_\psi = 2\pi \int_0^\pi \sigma_s(\psi) \sin\psi d\psi,$$

а транспортное сечение в соответствии с (5.38) равно

$$\sigma_{tr} = \int_{\Omega_0} \frac{d\sigma_s}{d\Omega_\psi}(1 - \cos\psi)\, d\Omega_\psi = 2\pi \int_0^\pi \sigma_s(\psi)(1 - \cos\psi)\sin\psi d\psi. \qquad (5.39)$$

Таким образом, диффузия нейтронов при несферически симметричном рассеянии происходит так, как если бы была сферическая симметрия, но сечение рассеяния было бы в $(1 - \overline{\cos\psi})^{-1}$ раз меньше, а соответствующий путь между столкновениями — в $(1 - \overline{\cos\psi})^{-1}$ раз больше. Следует также отметить, что асимметрия в отдельном акте рассеяния никак не влияет на изотропию диффузии в среде, поскольку асимметрия рассеяния наблюдается относительно некоторого избранного направления движения нейтронов, тогда как диффузия предполагает их хаотическое движение. Все эти рассуждения относятся к нейтронам, энергия которых больше средней энергии теплового движения. В тепловой области системы координат центра инерции и лабораторной совпадают, и $l_{tr} = l_s$ при сферически симметричном рассеянии в системе центра инерции.

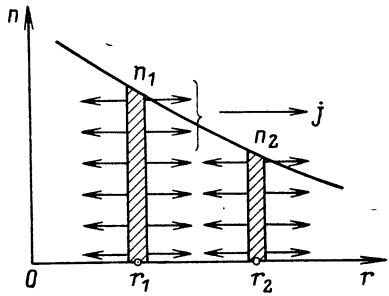


Рис. 5.5. Диффузионный ток нейтронов

4. *Диффузионный ток.* Если плотность нейтронов $n(r)$ непостоянна по всему объему вещества, что всегда имеет место на самом деле, то происходит переток нейтронов из областей с большей плотностью в области с меньшей плотностью. Этот факт поясняет диаграмма на рис. 5.5 с одной пространственной координатой. Плотность нейтронов в малом интервале вблизи r_1 больше, чем в интервале вблизи r_2, а поскольку все нейтроны движутся, то и число рассеиваемых нейтронов из r_1 в r_2 больше, чем в обратном направлении. Таким образом, различие в нейтронных плотностях является причиной возникновения диффузионного тока $\mathbf{j}$. В случае изотропной диффузии каждый элементарный объем рассеивает одинаковое число нейтронов по всем направлениям,

что на рис. 5.5 обозначено равным числом соответствующих стрелок в положительном и отрицательном направлениях оси r. При этом диффузионный ток всюду имеет единый смысл и пропорционален перепаду плотности нейтронов на единице длины или градиенту плотности нейтронов

$$\mathbf{j} = -D' \operatorname{grad} n, \tag{5.40}$$

где знак минус фиксирует направление вектора $\mathbf{j}$ в сторону убывания n, а D' — коэффициент пропорциональности (коэффициент диффузии) — показывает, что ток зависит также и от природы вещества. Если диффузия неизотропна, диффузионный ток не может быть выражен соотношением (5.40), поскольку переток нейтронов из r_1 в r_2 при одном и том же градиенте может быть и больше и меньше в зависимости от распределения по направлениям нейтронов, рассеиваемых каждым элементарным интервалом. Так, если r_2 находилось бы у границы тела с пустотой, то из r_2 налево нейтроны рассеивались бы в меньшем числе, чем направо, в пустоту, и при том же градиенте плотности ток оказался бы больше, чем при равновероятном рассеянии в r_2. Соотношение (5.40) является фундаментальным предположением теории диффузии, эквивалентным предположению о всюду изотропной диффузии.

Коэффициент диффузии D' в случае сферической симметрии рассеяния выражается через длину l_s и скорость нейтрона, а в общем случае — через l_{tr} и v, $D' = l_{tr}\, v/3$. Поскольку при изотропной диффузии v есть скаляр, т. е. средние проекции вектора скорости всюду равны нулю и, следовательно, v не зависит от пространственных координат, v может быть внесено под знак дифференцирования по пространственным координатам, а соотношение (5.40) записано относительно потока нейтронов $\Phi = nv$:

$$\mathbf{j} = -D \operatorname{grad} \Phi, \tag{5.41}$$

где D — коэффициент диффузии для потока,

$$D = \frac{l_{tr}}{3}. \tag{5.42}$$

Хотя поток Φ и диффузионный ток $\mathbf{j}$ измеряются в одних и тех же единицах, между ними существует принципиальное различие. Φ пропорционально плотности n и представляет собой число нейтронов, пересекающих единичную площадку в единицу времени в данной точке пространства вследствие хаотического движения нейтронов в среде. Диффузионный ток $\mathbf{j}$ есть вектор, показывающий, в каком направлении и сколько нейтронов перетекает через единицу площади в единицу времени в данной точке пространства вследствие встречных составляющих потока Φ по этому направлению. Если в какой-то области пространства нейтронная плотность не зависит от пространственных координат, то $\mathbf{j} = 0$, тогда как всегда $\Phi = nv$.

5. *Уравнение диффузии.* Уравнение диффузии есть уравнение баланса нейтронов в произвольном единичном объеме вещества. Известны три явления, приводящих к исчезновению или появлению нейтронов в данном объеме: переток из соседних объемов, поглощение и рож-

дение нейтронов в рассматриваемом объеме. Прибыль или убыль числа нейтронов в единицу времени, т. е. $(\partial n/\partial t) = (1/v)(\partial\Phi/\partial t)$ со знаком плюс или минус, определяется тем, какой из указанных процессов преобладает. Если определен вектор диффузионного тока $\mathbf{j}$, то расхождение вектора, или его дивергенция, есть убыль числа нейтронов из единицы объема в единицу времени вследствие диффузии, а следовательно, прибыль при диффузии — $\operatorname{div}\mathbf{j} = D\operatorname{div}\operatorname{grad}\Phi = D\Delta\Phi$, где D выносится за знак дифференцирования div, поскольку не зависит от пространственных координат, а $\Delta\Phi$ есть обозначение полной второй производной потока по пространственным координатам, $\Delta\Phi = (\partial^2\Phi/\partial x^2) + (\partial^2\Phi/\partial y^2) + (\partial^2\Phi/\partial z)^2$. Число поглощенных нейтронов в единице объема в единицу времени равно $\Phi\,\Sigma_a$ (1.56), а число родившихся тепловых нейтронов есть число достигших тепловой энергии при замедлении в единице объема в единицу времени, т. е. плотность замедления (5.25), взятая при тепловой энергии E_T, $q_T = q(E_T)$. Сумма прибылей за вычетом поглощения и дает общую прибыль в единицу времени в единице объема

$$D\Delta\Phi - \Sigma_a\Phi + q_T = \frac{1}{v}\frac{\partial\Phi}{\partial t}. \qquad (5.43)$$

Соотношение баланса нейтронов (5.43) называется уравнением диффузии относительно потока Φ, который является функцией пространственных координат и времени $\Phi(\mathbf{r}, t)$; D, Σ_a, v — постоянные коэффициенты, а функция источников q_T также в общем случае зависит от пространственных координат и времени.

6. *Граничные условия.* Уравнение диффузии есть уравнение в частных производных. При зависимости потока от t решение в приложении к конкретной физической задаче принимает определенный вид, если задано начальное условие по времени. В стационарном случае решается краевая задача и вид решения определяется условиями, заданными на границе тела, в пределах которого справедливо уравнение. Если возможно разделение переменных, то относительно каждой переменной уравнение является обыкновенным дифференциальным уравнением второго порядка и его общее решение содержит две константы интегрирования. Константы определяются по заданным значениям функции в граничных точках, или из условий симметрии задачи, или исходя из требования ограниченности функции потока нейтронов во всей области изменения пространственных переменных. Если в среде задан точечный источник с интенсивностью Q нейтронов в секунду, то связь между числом нейтронов в любой точке пространства и величиной Q устанавливается на основании условия источника. Нейтроны диффундируют от источника в среду, и их число, проходящее через поверхность сферы радиусом r с центром в точке источника, равно $Q' = 4\pi r^2 j$, где j — диффузионный ток (5.41), выражаемый через функцию Φ — общее решение уравнений с неопределенными константами интегрирования. Поскольку в каждом малом объеме нейтроны поглощаются, $Q' < Q$, но в пределе Q' стремится к Q и одна из констант интегрирования определяется из соотношения

$$Q = \lim_{r\to 0} 4\pi r^2 j. \qquad (5.44)$$

Если среда конечна, то за ее пределами может быть либо пустота, либо другая плотная среда. Каждая плотная среда характеризуется своими диффузионными константами, и решение находится отдельно в каждой среде, Φ_1 и Φ_2. В пограничных точках, $r = r_0$, накладывается требование совпадения потоков и диффузионных токов, получаемых для этих точек из разных решений, т. е.

$$\Phi_1(r_0) = \Phi_2(r_0); \tag{5.45}$$

$$D_1\left(\frac{d\Phi_1}{dr}\right)_{r=r_0} = D_2\left(\frac{d\Phi_2}{dr}\right)_{r=r_0}. \tag{5.46}$$

Соотношения (5.45) и (5.46) называются условиями сшивания решений.

В пустом пространстве нет хаотической диффузии и та же функция потока Φ не может быть определена за пределами тела, там она обращается в нуль. Поэтому на границе тела с пустотой задаются нулевые условия. Вместе с тем концентрация нейтронов в пустоте вблизи тела, рассеивающего нейтроны, конечно, не равна нулю. Однако она мала благодаря тому, что нейтроны в пустоте ведут себя не так, как в плотной среде. В пустоте нейтроны движутся без столкновений. Скорость удаления нейтронов от источника в пустом пространстве есть скорость их движения v, а в конденсированной среде — это отношение среднего смещения в пространстве при диффузии ко времени жизни нейтрона, или подвижность нейтрона, которая в десятки раз меньше v. Поэтому при переходе из конденсированной среды в пустоту функция нейтронной плотности должна быстро падать. Это означает как относительно малую концентрацию нейтронов за пределами среды, так и ее неравенство нулю на границе тела с пустотой. Тем не менее обычно используется нулевое граничное условие, а совпадение нейтронного распределения с истинным внутри объема тела достигается с помощью искусственного приема: считается, что нейтронный поток обращается в нуль за пределами тела. Для этого есть все основания, так как убывающая функция в случае скачкообразного изменения в какой-то точке всегда может быть экстраполирована к нулю непрерывным образом.

Координата точки, где поток следует считать обращающимся в нуль, обычно находится из решения кинетического уравнения в каком-либо простейшем случае. Дело в том, что нейтроны в среде от столкновения до столкновения проходят конечные пути, и поэтому при приближении к границе уже на расстоянии порядка l_{tr} наблюдается недостаток нейтронов, движущихся внутрь тела, так как пустота не отражает нейтроны. Это означает нарушение изотропии диффузии в пограничном слое и неприменимость уравнения диффузии. Поэтому точный переход диффузионного потока Φ в направленный поток за пределами тела может быть получен только как решение кинетического уравнения, учитывающего распределение направлений векторов скоростей нейтронов. Полученное таким путем распределение нейтронного потока из тех внутренних областей, где справедлива и теория диффузии, экстраполируется линейно за пределы тела. Точка, в которой экстраполированный поток обращается в нуль, принимается за условную границу тела

(рис. 5.6). Теперь решение уравнения диффузии совпадает с истинным распределением потока во всем объеме тела, но лишь при условии обращения потока в нуль на экстраполированной границе тела

$$\Phi(r_э) = 0. \tag{5.47}$$

При этом, конечно, поток за пределами тела физического смысла не имеет, а в малой пограничной области не воспроизводит его истинный ход. Разность между координатами экстраполированной $r_э$ и геометрической r_0 границ тела $\delta = r_э - r_0$ находится из решения кинетического уравнения и для плоской границы тела равна

$$\delta = 0{,}71\, l_{tr}. \tag{5.48}$$

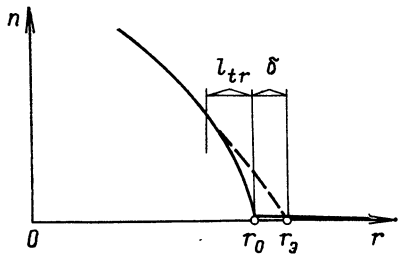


Рис. 5.6. Поведение нейтронной плотности вблизи границы тела с пустотой

Следовательно, нулевое граничное условие в теории диффузии имеет вид

$$\Phi(r_0 + 0{,}71\ l_{tr}) = 0, \tag{5.49}$$

где r_0 — координата геометрической границы тела, а l_{tr} — длина переноса (5.36).

7. *Пробеги нейтронов.* Решения уравнений диффузии представляют распределения нейтронов в пространстве, по которым могут быть вычислены пробеги (§ 4.1, п. 2). Эти вычисления наиболее просты в случае испускания нейтронов из одной точки, когда усреднению подлежат лишь координаты конца пробега каждого нейтрона.

Поскольку распространение нейтронов равновероятно по всем направлениям, то для них не может быть определено смещение в заданном направлении, т. е. пробег R. Можно найти лишь расстояние, которое определяет равновероятное смещение нейтронов по любому направлению, или радиус сферы r, поверхности которой площадью $4\pi r^2$ равновероятно достигают нейтроны. Следовательно, соответствующее распределение вероятности не есть $w(r)$, а $w(r^2)$. Через распределение вероятности непосредственно вычисляется среднее значение ее аргумента, т. е. $\overline{r^2}$ — среднеквадратичный пробег. Именно эта величина характеризует перемещение частиц при диффузии. А при необходимости за линейный пробег принимается $R = \sqrt{\overline{r^2}}$, опять-таки в смысле радиуса равновероятной сферы. Если $w(r^2)$ определена как плотность вероятности и известна, то

$$\overline{r^2} = \int_{V_\infty} r^2 w(r^2)\, dV = 4\pi \int_0^\infty r^4 w(r^2)\, dr, \tag{5.50}$$

где интегрирование ведется по бесконечному объему среды V_∞, а элемент объема в сферических координатах в отсутствие зависимости от угловых координат есть $dV = 4\pi r^2 dr$. Функция распределения вероятности может быть получена как экспериментально, так и при решении уравнения диффузии (5.43). В последнем случае $w(r^2)$ зависит от коэффициентов уравнения как от параметров, и после вычисления (5.50) $\overline{r^2}$ оказывается выраженным через эти коэффициенты, т. е. в конечном счете через макроскопические сечения, транспортное и поглощения. При диффузии полная длина пути нейтрона в веществе l_a много больше его пробега $\sqrt{\overline{r^2}}$ и определяется макроскопическим сечением поглощения $l_a = 1/\Sigma_a$ (1.60). Поскольку поглощение нейтрона есть единичный акт, то, как всегда в таких случаях, распределение нейтронов по длинам путей l_a определяется выражением (1.54), где под σ нужно понимать сечение поглощения σ_a.

8. *Точечный источник в бесконечной среде.* В приложении к данному случаю уравнение диффузии (5.43) упрощается. Предполагается, что точечный источник испускает тепловые нейтроны и поэтому распределенных по объему источников нет, $q_T(r) = 0$, и что скорость испускания нейтронов Q постоянна во времени, значит, задача стационарна и $d\Phi/dt = 0$. В результате уравнение диффузии оказывается следующим:

$$\Delta\Phi - \varkappa^2\Phi = 0 \tag{5.51}$$

и означает, что сколько в единицу объема в единицу времени поступает при диффузии тепловых нейтронов, столько же и поглощается. Здесь $\varkappa^2 = \Sigma_a/D$.

Уравнение (5.51) — в частных производных. Аналитические решения таких уравнений получаются при их приведении к обыкновенным дифференциальным, т. е. уравнениям относительно одной независимой переменной. В данном случае задача обладает сферической симметрией, и если воспользоваться сферической системой координат, поместив ее начало в точке источника, то функция потока будет зависеть только от одной координаты — расстояния от источника r. При этом уравнение (5.51) примет вид

$$\frac{d^2\Phi}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{d\Phi}{dr} - \varkappa^2\Phi = 0, \tag{5.52}$$

где первые два члена представляют собой радиальную часть $\Delta\Phi$ в сферических координатах, а производные по угловым координатам равны нулю. С помощью подстановки $\Phi = u/r$ уравнение (5.52) приводится к

$$\frac{d^2u}{dr^2} - \varkappa^2 u = 0. \tag{5.53}$$

Уравнение (5.53) аналогично (5.51), но в отличие от него содержит функцию только одной независимой переменной. В этом случае его решение выражается элементарными функциями.

Вид общего решения (5.53) определяется знаком перед вторым членом. Если знак минус, как в данном случае, то решение есть

сумма гиперболических синуса и косинуса, или, что то же самое, сумма соответствующих экспонент

$$u(r) = B\exp(-\varkappa r) + C\exp(\varkappa r). \tag{5.54}$$

Если же знак плюс, то решение представляет собой сумму обычных синуса и косинуса

$$u(r) = B\sin\varkappa r + C\cos\varkappa r, \tag{5.55}$$

где B и C — константы интегрирования. После перехода к функции Φ получается

$$\Phi(r) = B\frac{\exp(-\varkappa r)}{r} + C\frac{\exp(\varkappa r)}{r}. \tag{5.56}$$

Поскольку в данной задаче среда бесконечна, то из условия ограниченности функции потока (п. 6) $C = 0$. Константа B определяется из условия источника (5.44)

$$Q = \lim_{r\to 0} 4\pi r^2\left(-D\frac{d\Phi}{dr}\right) = 4\pi DB, \tag{5.57}$$

и окончательное решение имеет вид

$$\Phi(r) = \frac{Q}{4\pi D}\frac{\exp(-\varkappa r)}{r}. \tag{5.58}$$

Функция $\Phi(r)$, нормированная на один нейтрон, $\Phi(r)/Q$ и будет упоминавшейся выше $w(r^2)$, что следует из способа получения (5.58): r есть сферическая координата.

9. *Длина диффузии.* Стационарное уравнение диффузии без источников (5.51) содержит один постоянный коэффициент $\varkappa^2 = \Sigma_a/D$, и, следовательно, его решение должно зависеть от $\varkappa$ как от параметра. Размерность $\varkappa$ — обратная длина, и величина $L = 1/\varkappa$ называется длиной диффузии тепловых нейтронов. Длина диффузии выражается через макроскопические сечения или длины пути l_{tr} (5.36) и l_a (1.60)

$$L^2 = \frac{1}{\varkappa^2} = \frac{D}{\Sigma_a} = \frac{1}{3\Sigma_{tr}\Sigma_a} = \frac{l_{tr}l_a}{3}. \tag{5.59}$$

Длина диффузии просто связана с $\overline{r^2}$ (5.50). Поскольку распределение нейтронного потока около точечного источника найдено, средний квадрат смещения нейтрона $\overline{r^2}$ может быть вычислен непосредственно. Число нейтронов, поглотившихся в единице объема в единицу времени вблизи точки r, есть $\Phi(r)\,\Sigma_a$, и, значит, все эти нейтроны при диффузии имели пробег r. Следовательно, среднеквадратичный пробег

$$\overline{r^2} = \frac{\int\limits_{V_\infty} r^2\Phi(r)\Sigma_a\,dV}{\int\limits_{V_\infty}\Phi(r)\Sigma_a\,dV} = \frac{\dfrac{Q\Sigma_a}{4\pi D}\displaystyle\int_0^\infty r^2\frac{\exp\left(-\dfrac{r}{L}\right)}{r}4\pi r^2\,dr}{\dfrac{Q\Sigma_a}{4\pi D}\displaystyle\int_0^\infty\frac{\exp\left(-\dfrac{r}{L}\right)}{r}4\pi r^2\,dr} = 6L^2, \tag{5.60}$$

где знаменатель представляет собой полное число поглощенных во всем объеме нейтронов в единицу времени, т. е. Q, поскольку задача стационарна, и сколько нейтронов испускается источником, столько же поглощается веществом каждую секунду. Из (5.60) следует, что квадрат длины диффузии равен одной шестой среднего квадрата смещения теплового нейтрона при диффузии. Как и $\overline{r^2}$, его часть L^2 также характеризует перемещение нейтронов в веществе, но, кроме того, является параметром теории диффузии и ее использование более предпочтительно, чем использование $\overline{r^2}$.

Длина диффузии является важнейшей диффузионной константой среды и для всех веществ-замедлителей, употребляемых в реакторостроении, измерена на опыте. К сожалению, длину диффузии нельзя получить в простейшем эксперименте с точечным источником путем измерения $\Phi(r)$ и вычисления среднего квадрата смещения $\overline{r^2}$ (5.60), поскольку точечных источников тепловых нейтронов не существует. Нейтроны всегда рождаются быстрыми, а тепловыми становятся только при замедлении в большом объеме вещества. Однако в теле такой геометрической формы и с таким источником, для которого может быть получено аналитическое решение уравнения диффузии, сравнение реального распределения потока нейтронов с теоретическим дает возможность определить параметр теории диффузии — длину L, согласующую реальное распределение с решением уравнения диффузии. Наиболее простой метод измерения распределений $\Phi(r)$ — метод активации тонких фольг веществ с большим сечением поглощения, у которых при поглощении нейтронов возникает радиоактивность с удобным для измерений периодом полураспада. Активность фольги пропорциональна числу поглощений $\Phi\Sigma_a V_0$ (1.57), т. е. и потоку нейтронов. Следовательно, пространственное распределение активности фольги, облученной в разных точках объема тела, есть с точностью до константы пропорциональности распределение потока нейтронов.

Таблица 5.3 содержит диффузионные константы замедлителей.

Таблица 5.3. **Диффузионные константы замедлителей**

Замедлитель	Плотность, 10^3 кг/м^3	l_{tr}, см	L, см	Альбедо
H_2O	1	0,49	2,72	0,8
D_2O	1,1	2,88	160	0,98
Be	1,84	1,6	21	0,90
BeO	2,96	1,65	29	0,92
C	1,6	2,6	54	0,94

10. *Альбедо.* Если в произвольном направлении x выделить составляющую скалярного потока Φ_x, то оказывается, что бóльшая часть нейтронов, принадлежащих этой составляющей, возвращается назад после соударений с ядрами атомов среды, образуя встречный поток с составляющей в обратном направлении Φ_{-x} через единицу площади плоскости, перпендикулярной x. Это означает, что среда отражает нейтроны. Количественной характеристикой эффекта отражения является определяемый следующим соотношением коэффициент внутреннего отражения, или альбедо,

$$\beta = \frac{\Phi_{-x}}{\Phi_x}. \qquad (5.61)$$

Значения составляющих скалярных потоков на направления x и $-x$ могут быть вычислены в рамках теории диффузии [26], и они определяются не только диффу-

зионными константами среды, но и близостью границ тела с пустотой к плоскости внутри объема, в точках которой определяется альбедо. Такая зависимость должна быть понятной, если вспомнить, что нейтроны отражаются не от плоскостей, а от объемов вещества. Если расстояние до границы с пустотой мало в сравнении с длиной диффузии, то многие нейтроны, составляющие Φ_x, достигают границу и покидают объем тела, тогда как некоторая их часть могла бы рассеяться назад в случае бесконечного объема вещества. Таким образом, близость границы тела с пустотой снижает Φ_{-x}, а значит, и альбедо. Максимальное значение альбедо имеет тело бесконечно большого объема. В этом случае β зависит только от диффузионных констант среды и при условии $(D/L) \ll 1$ приблизительно равно [26]

$$\beta \approx 1 - 4\frac{D}{L} = 1 - \frac{4}{3}\frac{l_{tr}}{L}. \qquad (5.62)$$

Альбедо тем больше, чем меньше l_{tr}, т. е. чем на меньшем пути траектория нейтрона поворачивается на угол $\pi/2$, и чем больше L, т. е. чем с больших глубин вещества нейтрон может, не поглотившись, проделать обратный путь. Значения альбедо в бесконечной среде очень велики (см. табл. 5.3). Даже обыкновенная вода, заметно поглощающая нейтроны, отражает 80% падающих нейтронов. Тяжелая вода отражает 98% нейтронов. Правда, слой замедлителя, эквивалентный по отражению бесконечно протяженной среде, должен иметь глубину порядка $2L$, что для H_2O составляет 5,4 см, а для D_2O — 320 см. Благодаря высоким коэффициентам отражения каждый нейтрон в процессе диффузии многократно, в среднем более десятка раз, пересекает некоторую начальную условную плоскость внутри объема тела. Соседние объемы вещества много раз обмениваются одними и теми же порциями нейтронов, что приводит к низкой подвижности нейтронов и создает те высокие концентрации нейтронов в конденсированных средах, которые наблюдаются на опыте и в сравнении с которыми концентрации в направленных нейтронных потоках в пустом пространстве пренебрежимо малы. По той же причине диффузионный ток $\mathbf{j}$ обычно мал в сравнении со скалярным потоком нейтронов Φ, описывающим их хаотическое движение.

5.4. Диффузия замедляющихся нейтронов

1. *Диффузия при замедлении.* До достижения энергетического равновесия с частицами среды нейтроны испытывают достаточно большое число столкновений (см. табл. 5.1). Между столкновениями они проходят расстояние l_s (1.59), а до эффективного поворота траектории движения на угол $\pi/2$ смещаются на l_{tr} (5.36). Сечение рассеяния Σ_s и средний косинус угла рассеяния $\cos\psi$, определяющие l_s и l_{tr}, вообще зависят от энергии. Однако в промежуточной области (§ 4.6, п. 8), где происходит основное число столкновений нейтронов деления, эти величины практически постоянны. Для описания диффузии при замедлении можно использовать односкоростное уравнение (5.43), если под временем t понимать хронологическое время нейтрона, т. е. время, отсчитываемое от момента его рождения. Правда, число столкновений при замедлении все же ограничено и решения уравнений тем хуже согласуются с реальными распределениями нейтронов, чем меньше столкновений требуется для замедления до тепловой энергии.

2. *Непрерывное замедление.* Теория диффузии описывает поведение среднего нейтрона. При замедлении — это нейтрон, который в каждом столкновении снижает логарифм энергии на величину ξ (5.17) и на замедление затрачивает одно и то же среднее время. Однако дифференциальные уравнения записываются относительно непрерывных

функций, и дискретные особенности физического процесса должны быть представлены также непрерывными зависимостями, которые в среднем давали бы тот же эффект, что и реальные дискретные явления. Если скорость нейтрона v, а путь до рассеяния l_s, то число столкновений в единицу времени $v/l_s = v\Sigma_s$, а в непрерывной картине $v\Sigma_s = dv/dt$, где ν — число столкновений, поскольку dv/dt — тоже число столкновений в единицу времени, но выраженное через дифференциалы. Аналогично $\xi = d \ln E/dv = (1/E)\,(dE/dv)$, откуда

$$\frac{dE}{dt} = \frac{dE}{dv}\frac{dv}{dt} = \xi E v \Sigma_s. \qquad (5.63)$$

Соотношение (5.63) представляет собой функциональную связь между временем и энергией. Хотя средний нейтрон с течением времени

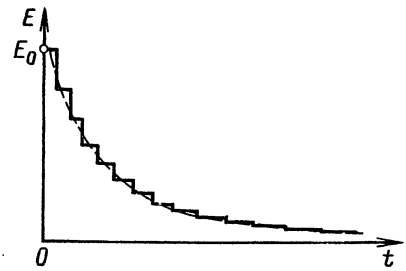


Рис. 5.7. Потери энергии во времени при замедлении среднего нейтрона

теряет энергию конечными порциями (рис. 5.7), выражение (5.63) определяет непрерывную зависимость между энергией и временем, что показано на рисунке пунктиром. Следовательно, (5.63) подменяет дискретную картину замедления непрерывным торможением, в связи с чем и составляет основание теории непрерывного замедления.

Использование непрерывных решений основано на близости непрерывной и дискретной картин при определенных ограничениях. При этом соотношения типа (5.63) всегда и обязательно существуют и представляют собой переход от дискретной к непрерывной модели, так что (5.63) не является исключенной особенностью теории непрерывного замедления. Таким же является и выражение для диффузионного тока (5.41) при получении уравнения диффузии (5.43). В (5.41) от дискретной природы диффузии нейтрона остается только l_{tr}, надлежашим сбразом входящее в выражение для коэффициента диффузии (5.42). Поэтому уравнение диффузии тоже является уравнением непрерывной диффузии. Такое уравнение, конечно, не может дать правильного описания нейтронной плотности вблизи границы тела с пустотой, где поведение нейтронов прежде всего определяется дискретной природой столкновений и пролетов. Скачок же нейтронной плотности на границе с пустотой следует и из теории диффузии как следствие скачка подвижности нейтронов (§ 5.3, п. 6), т. е. из граничного условия. Итак, оперирование уравнением диффузии законно, коль скоро диффузия изотропна, а замедляющийся нейтрон есть средний нейтрон.

3. *Уравнение возраста.* В простейшем случае принимается, что все быстрые нейтроны рождаются с одной и той же начальной энергией E_0. Если источник испускает в единицу времени какую-то порцию нейтронов, то с течением времени нейтроны будут распределяться по все возрастающему объему, так что в произвольной точке с пространственными координатами $\mathbf{r}$ нейтронная плотность n_1 будет зависеть от

хронологического времени t, $n_1 = n_1(\mathbf{r}, t)$. Если считать, что поглощение при замедлении отсутствует, а источник нейтронов есть только при энергии E_0, что соответствует времени $t = 0$, уравнение диффузии (5.43), записанное относительно плотности нейтронов $n_1(\mathbf{r}, t)$, принимает вид

$$Dv\Delta n_1 = \frac{\partial n_1}{\partial t}, \tag{5.64}$$

где D — коэффициент диффузии для потока (5.42). Теперь с помощью соотношения (5.63) можно провести замену переменных в уравнении (5.64). Поскольку рассматриваемую порцию нейтронов источник испустил в единицу времени, то $n_1(\mathbf{r}, t)$ фактически представляет собой некоторое dn/dt, т. е. число нейтронов в единице объема и в единице времени. Дифференциал любой функции не зависит от независимых переменных, и поэтому если dn/dE есть $n_2(\mathbf{r}, E)$, то

$$n_1(\mathbf{r}, t)dt = n_2(\mathbf{r}, E)dE, \tag{5.65}$$

откуда

$$n_1(\mathbf{r},t) = n_2(\mathbf{r},E)\frac{dE}{dt} = n_2 v\Sigma_s \xi E = q(\mathbf{r}, E). \tag{5.66}$$

Произведение $n_2(\mathbf{r}, E)v = \Phi(\mathbf{r}, E)$ является потоком нейтронов в единичном энергетическом интервале, а значит, $n_1(\mathbf{r}, t)$ в координатах $(\mathbf{r}, E)$ — плотность замедления q, как она была ранее определена в (5.25). Это и не удивительно, поскольку $n_1(\mathbf{r},t)$ по своему первоначальному смыслу и есть плотность замедления. В самом деле, $n_1(\mathbf{r},t)$ есть число нейтронов в единице объема, появившееся в точке $\mathbf{r}$ вследствие замедления некоторой начальной порции нейтронов, испущенной источником в единицу времени. Поскольку рассматривается замедление среднего нейтрона, в последующем все нейтроны этой порции в любой единице объема за единицу времени смещаются за значение t по времени, а значит, за значение E по энергии. Следовательно, $n_1(\mathbf{r},t)$ — плотность замедления в координатах $(\mathbf{r}, t)$. Поскольку $(\partial n_1/\partial t) = (\partial n_1/\partial E)(\partial E/\partial t)$, а n_1 в функции энергии имеет введенное ранее обозначение q, то уравнение (5.64) в результате замены переменных приводится к виду

$$D\Delta q(\mathbf{r},E) = \xi E\Sigma_s \frac{\partial q(\mathbf{r},E)}{\partial E}. \tag{5.67}$$

Далее вводится новая независимая переменная — возраст нейтрона

$$\tau(E) = \int_E^{E_0} \frac{D}{\Sigma_s}\frac{dE}{\xi E}, \tag{5.68}$$

и после еще одной замены переменных получается уравнение возраста

$$\Delta q(\mathbf{r}, \tau) = \frac{\partial q(\mathbf{r},\tau)}{\partial \tau}, \tag{5.69}$$

где за функцией плотности замедления сохранено прежнее обозначение. Вообще говоря, дифференциалы $d\tau$ и dE, как следует из (5.68),

имеют разные знаки, поскольку τ растет при убывании энергии. Однако это обстоятельство не делает разными алгебраические знаки в правой и левой частях уравнения (5.69), так как в промежуточных выкладках, при переходе от dt к dE, знак минус уже был 1 раз пропущен, ибо производная dE/dt на самом деле отрицательна. Знаки же dt и $d\tau$ в (5.64) и (5.69) одинаковы.

4. *Возраст нейтрона.* Уравнение (5.69) было получено Ферми. По виду оно совпадает с уравнением теплопроводности, в котором в правой части вместо дифференцирования по времени стоит дифференцирование по возрасту. Однако возраст к хронологическому времени

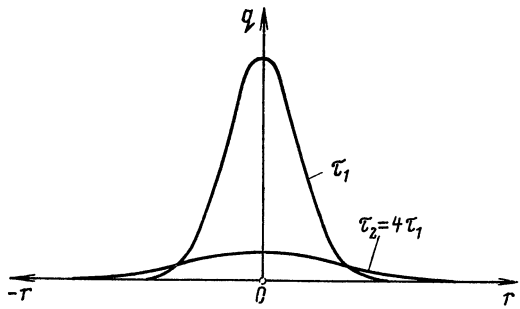


Рис. 5.8. Пространственное распределение замедляющихся нейтронов

замедляющегося нейтрона имеет лишь то отношение, что увеличивается со временем. Размерность же возраста, как следует из (5.68) или (5.69), есть размерность площади, а его физический смысл идентичен смыслу квадрата длины диффузии теплового нейтрона. Возраст описывает перемещение в пространстве замедляющихся нейтронов и просто связан со средним квадратом смещения при замедлении $\overline{r^2}$. Средний квадрат смещения $\overline{r^2}$ наиболее просто вычисляется, если пространственная координата начала диффузии всех замедляющихся нейтронов одна и та же, т. е. источник быстрых нейтронов точечный. Решение уравнения возраста для случая точечного источника в бесконечной однородной среде имеет вид [26]

$$q(r, \tau) = \frac{Q}{(4\pi\tau)^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{4\tau}\right), \qquad (5.70)$$

где Q — мощность источника, а плотность замедления q зависит от одной пространственной координаты в силу сферической симметрии задачи.

На рис. 5.8 показана зависимость $q(r)$ для двух значений переменной τ. Если τ мало, т. е. велика энергия, то нейтроны находятся вблизи точки источника. По мере замедления и с ростом τ пространственное распределение все больше расплывается. Наконец, при достижении тепловой энергии E_T зависимость (5.70) дает распределение источников тепловых нейтронов $q_T(r) = q(r, \tau_T)$ около точечного источника быстрых нейтронов. При каждом значении энергии $\tau(E)$ является параметром пространственного распределения нейтронов с этой энер-

гией. Естественно, что при вычислении среднего квадрата смещения он будет выражен через этот параметр распределения. Поскольку плотность замедления $q(r, \tau)$ представляет собой число нейтронов возраста τ в единице объема вблизи точки r из порции Q, квадрат пробега этих нейтронов есть $r^2 q(r, \tau)$, а средний квадрат $\overline{r^2}$ должен быть просуммирован по всем Q нейтронам с данным возрастом, распределенным по бесконечному объему, и отнесен к одному нейтрону

$$\overline{r^2} = \frac{1}{Q}\int\limits_{V_\infty} r^2 q(r\tau)\, dV = \frac{1}{Q}\,\frac{Q\cdot 4\pi}{(4\pi\tau)^{3/2}}\int\limits_0^\infty r^4 \exp\left(-\frac{r^2}{4\tau}\right) dr = 6\tau. \quad (5.71)$$

Таким образом, подобно квадрату длины диффузии (5.60) возраст нейтронов τ также составляет одну шестую среднего квадрата смещения в пространстве замедляющихся нейтронов и иногда называется квадратом длины замедления.

5. *Измерение возраста.* Возраст нейтронов $\tau(E)$ определяет пространственное распределение замедляющихся нейтронов при любом значении энергии, а в конечных средах — и долю нейтронов, покидающих объем вещества при достижении границ с пустотой вследствие диффузии, т. е. утечку нейтронов из среды. С точки зрения приложения к расчетам ядерных реакторов на тепловых нейтронах представляет интерес возраст нейтронов, замедляющихся до тепловой энергии и имеющих начальную энергию нейтронов деления. В дальнейшем под возрастом всегда будет пониматься такая величина. Во всех веществах-замедлителях возраст измерен на опыте.

Поскольку осуществить источник быстрых нейтронов малого объема несложно, измерение возраста обычно сводится к измерению среднего квадрата смещения нейтронов в среде с точечным источником. Например, небольшая плоская мишень из ^{235}U, облучаемая пучком тепловых нейтронов, является точечным источником нейтронов деления. Для получения среднего квадрата смещения необходимо найти на опыте распределение в пространстве нейтронов с данной энергией, что выполняется с помощью тонких фольг, активируемых нейтронами. Активация пропорциональна числу поглощенных нейтронов (3.8), т. е. потоку $\Phi(\mathbf{r}, E)$, однако поток пропорционален плотности замедления q (5.25), и распределение активации по объему вещества есть распределение плотности замедления q. К сожалению, невозможно непосредственно измерить возраст при замедлении нейтронов до тепловой энергии, поскольку не существует детекторов, способных отличить нейтроны, только что достигшие E_τ, от нейтронов, давно ставших тепловыми и продиффундировавших в данную точку из соседних объемов. Поэтому возраст измеряется при некоторой энергии выше тепловой с использованием веществ, обладающих резонансным захватом (§ 4.6, п. 8). Например, ^{115}In имеет мощный резонанс захвата при энергии 1,46 эВ и индий активируется при поглощении нейтронов. Правда, как и у всех других веществ, имеющих низко расположенный резонанс захвата, сечение захвата индия велико и в тепловой области (§ 4.6, п. 9). Но если облучать индий, покрытый поглощающим тепловые нейтроны кадмием, то поглощение, а следовательно, и активация будут связаны только с нейтронами, энергия которых примерно равна 1,46 эВ, поскольку ширина резонанса захвата мала. Если $\mathcal{J}(r)$ есть активация индия, полученная в большом объеме вещества с точечным источником нейтронов деления, то возраст $\tau(E_0, E')$ при замедлении от E_0 до энергии $E' = 1{,}46$ эВ равен

$$\tau(E_0, E') = \frac{1}{6}\overline{r^2} = \frac{1}{6}\,\frac{\int\limits_0^\infty r^2 \mathcal{J}(r)\, 4\pi r^2\, dr}{\int\limits_0^\infty \mathcal{J}(r)\, 4\pi r^2\, dr}, \quad (5.72)$$

где интеграл в знаменателе — нормировочный, относящий суммарный квадрат смещения к одному нейтрону, возбудившему активность. Поскольку $\tau(E_0, E_T) = \tau(E_0, E') + \tau(E', E_T)$ (5.68), возраст при замедлении до тепловой энергии находится путем добавления к измеренной экспериментально величине τ поправки, рассчитываемой по формуле (5.68) и известным сечениям Σ_s и Σ_{tr} вблизи тепловой области.

Теория возраста дает тем лучшее согласие с опытом, чем тяжелее вещество-замедлитель и меньше ξ, т. е. чем ближе механизм потерь энергии к модели непрерывного замедления и больше число столкновений при замедлении. В результате оказывается, что в водородсодержащих средах теория возраста вообще неприменима. Это связано как с большой величиной ξ, так и быстро возрастающим при замедлении сечением рассеяния нейтронов водородом в области энергий порядка 1 МэВ (см. рис. 4.23). Последнее обстоятельство приводит к тому, что бо́льшая часть смещения нейтронов в водородсодержащих средах связана с несколькими первыми столкновениями, а теория диффузии неприменима к случаю малого числа столкновений. Поэтому распределение (5.70) не имеет места в таких средах. Однако по аналогии с другими замедлителями $(1/6)\,\overline{r^2}$ называется возрастом и в водородсодержащих средах.

В табл. 5.4 приведены экспериментальные значения возраста нейтронов в основных веществах-замедлителях.

Таблица 5.4. **Возраст нейтронов в замедлителях**

Замедлитель	Плотность, 10^3 кг/м^3	τ, см^2
H_2O	1,0	27
D_2O	1,1	120
Be	1,84	98
BeO	2,96	105
C	1,6	350

Таблица 5.5. **Времена замедления и тепловой диффузии**

Замедлитель	$t_{зам}$, мкс	t_T, мс
H_2O	6,7	0,21
D_2O	48	138
Be	59	3,7
BeO	76	6,2
C	149	15,2

6. *Длина миграции.* Возраст нейтронов τ и квадрат длины диффузии L^2 описывают смещение нейтронов в пространстве соответственно при замедлении и при диффузии в тепловой области. Каждая из этих величин составляет шестую часть соответствующего среднего квадрата смещения. Полный квадрат смещения нейтрона от точки рождения в результате ядерной реакции до точки поглощения в тепловой области представляет собой сумму квадратов парциальных смещений, поскольку после замедления диффузия равновероятна на всех направлениях, и средний вектор смещений в тепловой области будет ориентирован относительно вектора смещения при замедлении под углом $\pi/2$. Одна шестая часть полного квадрата смещения нейтрона в веществе назы-

вается квадратом длины миграции и в соответствии со сказанным выше равна

$$M^2 = L^2 + \tau. \tag{5.73}$$

7. *Время замедления и диффузии в тепловой области.* Выражение (5.63) устанавливает зависимость между хронологическим временем замедляющегося нейтрона и его энергией. Следовательно, если известен диапазон изменения энергии при замедлении, можно найти интервал времени замедления $t_{зам}$

$$t_{зам} = \int_0^{t_T} dt = \int_{E_T}^{E_0} \frac{1}{\xi\Sigma_s}\frac{dE}{vE} = \frac{2}{\xi\Sigma_s}\left(\frac{1}{v_T} - \frac{1}{v_0}\right) \approx \frac{2}{\xi\Sigma_s v_T}, \tag{5.74}$$

где $v_T = 2{,}2 \cdot 10^3$ м/с и $v_0 \approx 2 \cdot 10^7$ м/с — скорости теплового нейтрона и нейтрона деления, а $\xi\Sigma_s$ усреднено по интервалу замедления. Во втором интеграле переставлены пределы интегрирования, поскольку, как уже указывалось, dE/dt — отрицательная величина. Полный путь среднего нейтрона до поглощения в тепловой области есть $l_a = 1/\Sigma_a$ (1.60). Если v — скорость нейтрона, то среднее время t_T равно

$$t_T = \frac{l_a}{v} = \frac{1}{v\Sigma_a}. \tag{5.75}$$

В табл. 5.5 приведены время замедления в веществах-замедлителях при снижении энергии нейтрона от $E_0 = 2$ МэВ до $E_т = 0{,}025$ эВ и время диффузии в тепловой области.

Время пребывания нейтрона в тепловой области примерно в 100 раз больше, чем время замедления. Это означает, что в большом объеме замедлителя число нейтронов с тепловой энергией во столько же раз больше числа всех остальных нейтронов с более высокой энергией, т. е. что нейтроны накапливаются в тепловой области. Правда, полные потоки замедляющихся и тепловых нейтронов nv примерно равны (§ 6.8. п. 10), так как средняя скорость замедляющихся нейтронов много больше, чем скорость тепловых.

В ядерных реакторах на тепловых нейтронах в замедлитель вводится какое-то количество урана, сечение поглощения тепловых нейтронов которого много больше, чем замедлителей (см. табл. 4.5). В связи с этим время пребывания нейтрона в тепловой области уменьшается. Однако оно составляет 10^{-3} с в реакторах с графитовым и тяжеловодным замедлителем и около 10^{-4} с в реакторах с обыкновенной водой, так что и в ядерных реакторах на тепловых нейтронах время пребывания нейтрона в тепловой области много больше времени замедления. В ядерных реакторах на быстрых нейтронах замедления практически нет и полное время жизни нейтрона очень мало — около 10^{-7} с. Хотя сечения поглощения в быстрой области невелики (§ 4.6, п. 7) и нейтрон до поглощения испытывает много столкновений с ядрами атомов среды, благодаря скорости порядка 10^7 м/с это происходит за очень малое время.

Глава 6

ЯДЕРНЫЙ РЕАКТОР

6.1. Цепная реакция

1. *Цепной процесс.* Как отмечено во введении, один из способов сжигания топлива состоит в получении цепного самоподдерживающегося процесса. В основе цепного процесса всегда лежит экзоэнергетическая реакция, обладающая тем свойством, что возбуждается частицей и порождает вторичные частицы. В этом случае появление в среде необходимой частицы вызывает цепь следующих одна за другой реакций, которая продолжается до обрыва вследствие потери частицы-носителя процесса. Основных причин потерь две: поглощение частицы без испускания вторичной и уход частицы за пределы объема вещества, в котором протекает цепной процесс, или, как обычно говорят, цепная реакция. Если в каждом акте реакции появляется только одна частица-носитель, то цепная реакция называется неразветвленной. Неразветвленная цепная реакция не может стать самоподдерживающейся.

Если в каждом акте реакции или в некоторых звеньях цепи появляется более одной частицы, то возникает разветвленная цепная реакция, ибо одна из вторичных частиц продолжает начатую цепь, а другие дают новые цепи, которые снова ветвятся. Правда, с процессом ветвления конкурируют процессы, приводящие к обрывам цепей, и складывающаяся ситуация порождает специфические для разветвленных цепных реакций предельные или критические явления. Если число обрывов цепей больше, чем число появляющихся новых цепей, то цепная самоподдерживающаяся реакция оказывается невозможной. Даже если ее возбудить искусственно, введя в среду какое-то количество необходимых частиц, то, поскольку число цепей в этом случае может только убывать, начавшийся процесс затухает. Если же число образующихся новых цепей превосходит число обрывов, цепная реакция быстро распространяется по всему объему вещества при появлении хотя бы одной начальной частицы. Область состояний вещества с развитием цепной самоподдерживающейся реакции отделена от области, где она невозможна, критическим состоянием. Критическое состояние характеризуется равенством между числом новых цепей и числом обрывов. Достижение критического состояния определяется рядом факторов.

2. *Цепная реакция деления.* Деление тяжелого ядра возбуждается одним нейтроном, а в результате деления появляется более одного нейтрона (см. табл. 3.4). Следовательно, реакция деления может породить самоподдерживающуюся цепную реакцию, носителями которой будут служить нейтроны.

3. *Коэффициент размножения.* Поскольку каждая новая цепь начинается одной частицей, то размножение цепей есть размножение частиц. Поэтому для описания развивающихся в разветвленных цепных реакциях явлений пользуются понятием коэффициента размножения частиц, под которыми в последующем всегда будут подразу-

меваться нейтроны. Каждый нейтрон, участвующий в цепном процессе, проходит цикл обращения: рождается в реакции деления, некоторое время существует в свободном состоянии, затем либо теряется, либо порождает новый акт деления и дает нейтроны следующего поколения. *Коэффициентом размножения* нейтронов k называется отношение числа нейтронов последующего поколения к их числу в предшествующем поколении во всем объеме размножающей нейтроны среды. Поколения нейтронов при непрерывном их обращении разделены средним временем нейтронного цикла.

Критическое состояние характеризуется условием $k = 1$. При $k < 1$ состояние вещества называется *подкритическим* и цепная реакция затухает, если в начальный момент в среде существовало какое-то число нейтронов, а если в начальный момент нейтронов не было, то цепная реакция вообще невозможна. В *надкритическом* состоянии $k > 1$ и цепная реакция лавинообразно нарастает до тех пор, пока в силу каких-либо причин не станет $k < 1$. Поскольку тяжелые ядра могут делиться самопроизвольно (см. табл. 3.2), то какое-то малое число нейтронов всегда присутствует в среде, включающей тяжелые нуклиды, а значит, всегда находится первый нейтрон, начинающий цепной процесс. Кроме того, свободные нейтроны появляются повсюду как продукты ядерных реакций, возбуждаемых космическими частицами, так что при достижении состояния с $k > 1$ цепная реакция деления начинается сама по себе и немедленно.

4. *Ядерный реактор.* Достижение *критического* состояния представляет наибольший интерес с точки зрения получения контролируемого источника энергии. В критическом состоянии число нейтронов не меняется во времени. Следовательно, число актов деления в единицу времени, а значит, и энерговыделение постоянны. Абсолютное значение энерговыделения при этом может быть получено любым с помощью системы управления цепной реакцией. Вблизи критического состояния допускается небольшое и несложно осуществимое превышение k над единицей (§ 6.10, п. 7). Введение в размножающую среду дополнительного количества делящегося материала приводит к избыточному размножению цепей реакций, т. е. сопровождается повышением k. Напротив, введение поглотителя нейтронов увеличивает число обрывов цепей и снижает k. Кроме того, возможно применение веществ-отражателей нейтронов, перемещение которых вблизи размножающей среды уменьшает или увеличивает потери нейтронов из-за утечки, что также изменяет число обрывов цепей. Манипуляции указанными элементами управления позволяют начинать цепную реакцию, достигать любого уровня мощности, поддерживать стационарный режим в критическом состоянии и прекращать цепной процесс. Установка с контролируемой цепной реакцией деления и представляет собой ядерный реактор. Та часть реактора, которая содержит делящийся материал и собственно в которой протекает цепная самоподдерживающаяся реакция деления, называется *активной зоной* реактора.

5. *Критические параметры.* Обращение коэффициента размножения в единицу достигается сбалансированием размножения нейтронов

с их потерями. Причин потерь фактически две: захват без деления и утечка нейтронов за пределы размножающей среды. Вклад в потери процесса β-распада нейтрона (1.65) пренебрежимо мал из-за очень большой разницы между временем нейтронного цикла в реакторе ($\lesssim 10^{-3}$ с) и временем жизни свободного нейтрона ($\sim 10^3$ с). Конкуренция между процессами деления и радиационного захвата прежде всего определяется соотношением количеств делящегося и других материалов в объеме активной зоны реактора. Утечка же нейтронов зависит от размеров и геометрической формы активной зоны, да и рассчитывается совсем другими методами. По этой причине задача определения условий, при которых $k = 1$, обычно разбивается на две части, и сначала определяется коэффициент размножения в среде без утечки, т. е. в бесконечно большом объеме вещества. Соответствующий коэффициент размножения называется коэффициентом размножения в бесконечной среде k_0. Очевидно, что $k < k_0$, поскольку в конечном объеме вследствие утечки потери нейтронов обязательно больше, чем в бесконечном. Поэтому если в веществе данного состава $k_0 \leqslant 1$, то цепная самоподдерживающаяся реакция в конечном объеме невозможна. Таким образом, k_0 определяет принципиальную способность среды размножать нейтроны.

Если $k_0 > 1$, то всегда существует объем конечных размеров, в котором может быть достигнуто условие

$$k = k_0 w = 1, \tag{6.1}$$

где w есть доля полного числа образующихся в реакторе нейтронов, поглощенных в активной зоне реактора, или вероятность для нейтрона избежать утечки из конечного объема. Доля потерянных вследствие утечки нейтронов при этом равна $1 - w$. Число w зависит от геометрических размеров и может быть как угодно мало при уменьшении объема активной зоны. В самом деле, поскольку любая единица объема вещества поглощает нейтроны, то число поглощений пропорционально объему, или $R^3_{эф}$, где $R_{эф}$ — эффективный линейный размер тела. Утечка нейтронов происходит только через поверхность тела, и поэтому число ушедших из конечного объема нейтронов пропорционально поверхности тела, или $\sim R^2_{эф}$. Поэтому соотношение между поглощением и утечкой, пропорциональное $R^3_{эф}/R^2_{эф} = R_{эф}$, снижается при уменьшении объема тела и стремится к нулю при $R_{эф} \to 0$. При этом и $w \to 0$. Значит, в случае $k_0 > 1$ условие (6.1) всегда может быть выполнено. Геометрические размеры активной зоны, которым соответствует $k = 1$, называются *критическими размерами*. Соответствующий объем активной зоны также называется критическим, а масса делящегося материала в критическом объеме — критической массой. Определение критических параметров размножающих сред составляет основную физическую задачу ядерного реактора, а необходимый при получении $k = 1$ расчет фактора w в (6.1) связан с решением задачи о диффузии нейтронов в веществе реактора (гл. 5). В заданном объеме с известным w критическое состояние может быть достигнуто также подбором состава среды с необходимым k_0. Относитель-

ная концентрация делящегося материала в активной зоне реактора, обращающая (6.1) в единицу, также называется критической.

6. *Развитие цепной реакции во времени.* Изменение числа нейтронов в некритическом реакторе определяется отличием числа k от единицы и временем нейтронного цикла τ. Если в некоторый момент времени в реакторе имеется n нейтронов, то по определению коэффициента размножения их число по прошествии одного цикла обращения станет равным kn, а приращение за время цикла составит $kn - n = n(k-1)$. Следовательно, изменение числа нейтронов в единицу времени

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n(k-1)}{\tau}. \tag{6.2}$$

Решение этого уравнения дает зависимость числа нейтронов от времени

$$n(t) = n_0 \exp\left(\frac{k-1}{\tau}\, t\right), \tag{6.3}$$

где n_0 — число нейтронов в момент $t = 0$. Наибольшее время цикла характерно для реакторов на тепловых нейтронах, где оно достигает $\tau = 10^{-3}$ с. Если предположить, что $k = 1{,}01$, то через каждую секунду число нейтронов возрастает в $n(1)/n_0 = \exp(0{,}01 \cdot 1/0{,}001) = e^{10} \approx 20\,000$ раз, и в такое же число раз возрастает число делений, т. е. энерговыделение в реакторе. Следовательно, в контролируемой установке превышение k над единицей всего на 0,01 уже недопустимо. Правда, приведенная оценка не учитывает запаздывающих нейтронов и поэтому является завышенной. Однако если $k - 1$ больше доли запаздывающих нейтронов β (см. табл. 3.6), то развитие цепной реакции во времени происходит практически в соответствии с (6.3).

В средах из чистых делящихся материалов времена нейтронных циклов имеют порядок 10^{-8} с. При $k = 1{,}1$ один начальный нейтрон через 6 мкс порождает 10^{26} нейтронов, или одно деление. — 10^{26} делений, что эквивалентно делению около 40 кг урана в момент $t = 6$ мкс за время нейтронного цикла или 400 кг урана за все 6 мкс. Эта оценка показывает, что скорость нарастания цепной реакции деления может быть необычайно высока, а практически мгновенное энерговыделение представляет собой ядерный взрыв. Мощности ядерных взрывов обычно оценивают в эквивалентах наиболее распространенного химического взрывчатого вещества — тринитротолуола (ТНТ). Выделяющаяся при делении 1 кг урана энергия равна энергии, освобождающейся при взрыве 20 000 т ТНТ. Существование критической массы в цепных реакциях создает определенный предел количеству делящегося вещества, которое может участвовать в процессе, поскольку до процесса каждая из частей, соединяемых при получении взрыва, должна быть подкритична. Это ограничивает мощность ядерных взрывов с использованием урана или плутония десятками или сотнями тысяч тонн ТНТ. Термоядерные взрывы такого ограничения не имеют, поскольку синтез легких ядер протекает через механизм теплового возбуждения, которому не присущи критические явления.

7. *Делящиеся материалы.* В чистом делящемся материале, например в ^{235}U, цепная реакция легко осуществима. Если пренебречь замедлением нейтронов при неупругом рассеянии на ядрах ^{235}U, можно считать, что нейтроны вызывают деление, имея энергию 2 МэВ (§ 3.6, п. 7). Число вторичных нейтронов при этой энергии $\nu = 2{,}68$ (см. табл. 3.4). Если бы ^{235}U не захватывал нейтроны без деления, то в данном случае k_0 было равно ν. Радиационный захват снижает коэффициент размножения на долю делений в полном числе поглощений, т. е. на фактор $\sigma_f/(\sigma_f + \sigma_\gamma)$:

$$k_0 = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_\gamma}. \qquad (6.4)$$

Если использовать данные табл. 6.2, то $k_0 = 2{,}58$. Большое значение k_0 приводит к относительно малой критической массе. Ниже приведены критические массы (табл. 6.1) шаровых тел из делящихся материалов и соответствующие радиусы критических шаров.

Таблица 6.1. **Критические массы делящихся материалов**

Материал	$M_{кр}$, кг	$R_{кр}$, см
^{233}U	16	6
^{235}U	48	8,5
^{239}Pu	17	6

Следует также отметить, что при применении отражателей нейтронов критические массы снижаются и могут быть в 2—3 раза меньше приведенных в таблице. Стоимость чистых делящихся материалов очень высока из-за сложной технологии получения, и их применение ограничивается главным образом военными целями. Для получения энергии в ядерных реакторах целесообразно использовать природный или слабообогащенный изотопом ^{235}U уран.

8. *Природный уран.* Встречающийся в природе уран имеет следующий изотопный состав:

Изотоп	Содержание, %
^{238}U	99,28
^{235}U	0,714
^{234}U	0,006

Природный уран почти одноизотопный элемент: примесь делящегося изотопа ^{235}U очень мала и имеются следы ^{234}U, являющегося продуктом распада ^{238}U. Из-за очень малой концентрации ^{235}U получение цепной реакции непосредственно в металлическом природном уране невозможно. Табл. 6.2 содержит сечения ^{238}U и ^{235}U при средней энергии нейтронов деления 2 МэВ. Так как сечения ^{235}U и ^{238}U при высоких энергиях отличаются ненамного, а концентрация ^{235}U в природном уране мала, то ^{235}U не играет существенной

Таблица 6.2. **Сечения ^{238}U и ^{235}U при $E=2$ МэВ**

Парциальное сечение, б	^{238}U	^{235}U	Парциальное сечение, б	^{238}U	^{235}U
σ_f	0,57	1,32	σ_n	4,3	4,2
σ_γ	0,03	0,05	σ_t	7,2	7,37
$\sigma_{n'}$	2,3	1,8			

роли в размножении нейтронов, а ^{238}U поддержать цепную реакцию не может по следующим причинам. Хотя при энергии 2 МэВ сечение деления ^{238}U составляет заметную величину, оно быстро снижается при уменьшении энергии, практически обращаясь в нуль при 1 МэВ (см. рис. 4.16). Часть нейтронов деления имеет энергию ниже 1 МэВ, и только для половины их числа σ_f (^{238}U) так велико, как в табл. 6.2. Однако и эти нейтроны при столкновениях с ядрами ^{238}U главным образом испытывают неупругое рассеяние, а не вызывают деление, поскольку $\sigma_{n'}$ много больше σ_f. Практически каждый акт неупругого рассеяния приводит к сбросу энергии нейтрона до значения, меньшего порога деления ^{238}U. В результате только около 10% нейтронов деления успевает подвергнуть делению ядра ^{238}U, прежде чем нейтроны замедлятся за порог. Это обстоятельство делает k_0 значительно меньше единицы и, следовательно, невозможным достижение критического состояния в естественном уране. При энергиях менее 1 МэВ цепную реакцию может поддержать только ^{235}U. Однако при снижении энергии нейтронов вследствие неупругого рассеяния сечение радиационного захвата быстро возрастает, тогда как сечение деления возрастает медленно (§ 4.6, п. 7), что при малой концентрации ^{235}U в природном уране приводит главным образом к поглощению нейтронов в ^{238}U. В металлическом уране k_0 достигает единицы только при обогащении изотопом ^{235}U до 5%.

Вместе с тем цепная реакция может быть получена в смесях природного или слабообогащенного урана с веществами-замедлителями нейтронов (§ 5.1, п. 7). При достаточно большом количестве атомов-замедлителей в смеси нейтроны скорее замедляются до тепловой энергии, чем поглощаются в ^{238}U. И если при высоких энергиях сечения поглощения $\sigma_a = (\sigma_f + \sigma_\gamma)$ ^{235}U и ^{238}U различаются в несколько раз, то при тепловой энергии это различие достигает 250 (см. табл. 4.4). В этом случае даже при такой малой концентрации, как в природном уране, ^{235}U поглощает нейтроны с большей вероятностью, чем ^{238}U, и в смесях с тяжелой водой, бериллием и графитом может быть достигнуто критическое состояние при использовании природного урана.

9. *Гомогенный и гетерогенный реакторы.* Если замедлитель и уран составляют равномерную смесь, например раствор соли урана в воде, реактор называется гомогенным. Если же уран размещен в замедлителе в виде обособленных блоков, то реактор называется гетерогенным. Для удобства обращения с ураном и отвода из реактора тепла урановые блоки обычно делают в виде цилиндрических стержней или сборок

стержней или пластин (кассет), расположенных по объему замедлителя в определенном порядке (рис. 6.1). Упорядоченная система урановых стержней образует *решетку* активной зоны гетерогенного реактора. Основными параметрами решетки являются расстояние между осями стержней, или шаг решетки a, и диаметр уранового стержня d_U. Эти величины определяют соотношение объемов урана и замедлителя в активной зоне и в конечном счете k_0 вещества активной зоны. Чаще всего оси урановых стержней располагаются либо в углах квадратов, и тогда решетка называется квадратной, либо в углах правильных

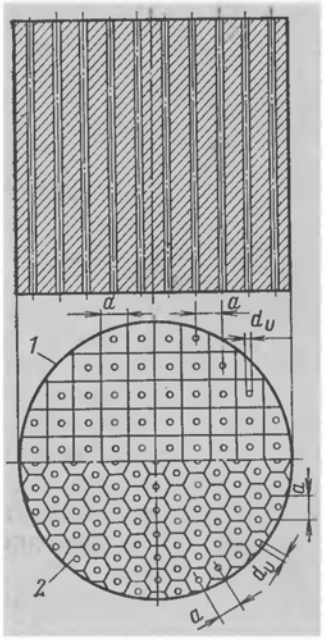


Рис. 6.1. Продольный и поперечный разрезы активной зоны гетерогенного реактора:
1 — квадратная решетка; *2* — гексагональная решетка ←

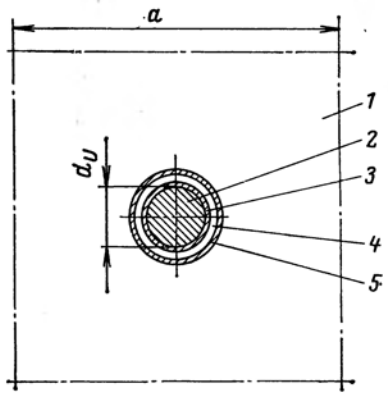


Рис. 6.2. Элементарная ячейка:
1 — замедлитель; *2* — уран; *3* — герметическая оболочка; *4* — теплоноситель; *5* — труба для теплоносителя

треугольников, решетка при этом треугольная или гексагональная. Урановый стержень или сборка стержней вместе с прилегающим к ним замедлителем составляют *элементарную ячейку* активной зоны. В случае квадратной решетки элементарная ячейка в поперечном сечении представляет собой квадрат со стороной a, а в треугольной — правильный шестиугольник с расстоянием a между параллельными сторонами, откуда и название решетки — гексагональная. Весь объем активной зоны гетерогенного реактора составлен из одинаковых элементарных ячеек, так что нейтронный или тепловой баланс одной ячейки является балансом всей активной зоны реактора.

Детальная структура элементарной ячейки показана на рис. 6.2. Центральная часть ячейки, свободная от замедлителя, называется *технологическим каналом*. По оси технологического канала располагается урановый стержень или сборка стержней. В объеме урана выделяется более 90% всей энергии деления: энергия осколков деления, β-частиц и около половины энергии γ-квантов (см. табл. 3.3). Поэтому

урановые стержни называют тепловыделяющими элементами (*твэлами*). Для отвода тепла вдоль поверхности твэла направляется поток вещества-теплоносителя, жидкости или газа. Если теплоноситель должен быть отделен от замедлителя, он направляется по соответствующей трубе. Этой трубы может не быть, если замедлитель и теплоноситель одно и то же вещество или если допускается поступление теплоносителя в замедлитель. Тепловыделяющий элемент, как правило, имеет оболочку, предотвращающую химическое взаимодействие вещества уранового блока с теплоносителем, его эрозию в потоке теплоносителя, а также поступление в теплоноситель продуктов деления. В случае попадания продуктов деления в теплоноситель его радиоактивность в сильной степени возрастает, что нежелательно. Материалы труб, оболочек твэлов, а также возможных других конструкционных элементов называют *конструкционными материалами* активной зоны реактора.

6.2. Коэффициент размножения в бесконечной среде

1. *Коэффициент* k_0. Коэффициент размножения в бесконечной среде k_0 определяет возможность получения цепной самоподдерживающейся реакции в конечном объеме вещества. Только при условии $k_0 > 1$ достижимо критическое состояние. Хотя в предельном случае k_0 просто равно числу вторичных нейтронов деления ν, которое намного больше единицы (см. табл. 3.4), в реальных средах k_0 далеко не всегда превышает единицу. Даже в чистых делящихся материалах $k_0 < \nu$ (6.4), поскольку делящиеся ядра не только делятся, но и захватывают нейтроны без деления. Активные зоны ядерных реакторов, особенно на тепловых нейтронах, обычно содержат мало делящегося материала. Наряду с ^{235}U в них всегда присутствует ^{238}U. Уран или плутоний могут применяться в виде химических соединений с кислородом, углеродом, азотом. Кроме того, активные зоны реакторов содержат конструкционные материалы, теплоноситель, а большая часть объемов активных зон реакторов на тепловых нейтронах занята замедлителем. Все эти вещества поглощают нейтроны, что снижает k_0. Вычисление k_0 в конкретной размножающей среде основывается на рассмотрении нейтронного цикла и учете всех возможных процессов, приводящих к изменению числа нейтронов одного поколения. Самый продолжительный цикл — в реакторе на тепловых нейтронах. Этот цикл и будет рассмотрен в предположении, что топливом является уран.

2. *Нейтронный цикл.* На рис. 6.3 показана схема нейтронного цикла в реакторе на тепловых нейтронах. Рассмотрение цикла целесообразно начать с деления ядер ^{235}U тепловыми нейтронами и появления n быстрых нейтронов очередного поколения. Поскольку около половины этих нейтронов имеют энергию выше порога деления ^{238}U, они могут вызвать деление ядер ^{238}U. Каждый акт деления требует затраты одного быстрого нейтрона, но в результате деления появляется в среднем 2,9 новых быстрых нейтронов (см. табл. 3.4), так что этот процесс приводит к умножению числа нейтронов. Величина умножения зависит от состава среды и способа размещения веществ актив-

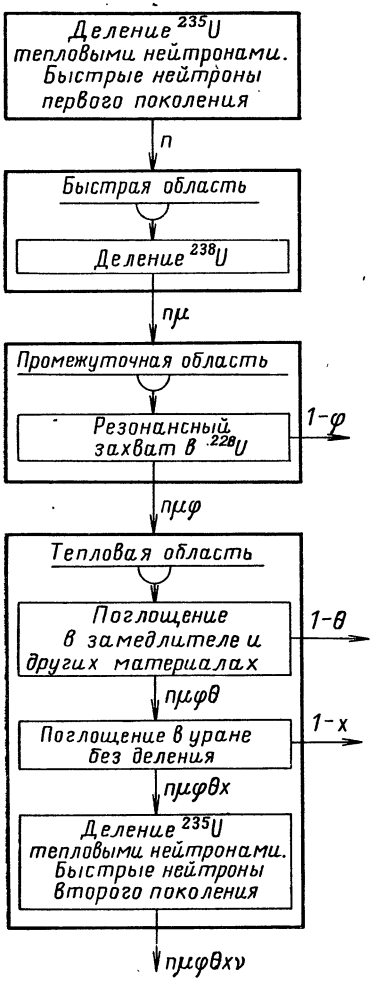


Рис. 6.3. Нейтронный цикл в реакторе на тепловых нейтронах

ной зоны по ее объему. Фактор μ, показывающий, во сколько раз увеличивается число нейтронов деления ^{235}U вследствие дополнительного деления ^{238}U, называется коэффициентом размножения на быстрых нейтронах.

Быстрые и промежуточные нейтроны слабо поглощаются ядрами атомов. Исключение составляет только поглощение в низко расположенных резонансах ядер средних и больших массовых чисел (§ 4.6, п. 8). Несмотря на то что ширины резонансов Γ много меньше среднего сброса энергии при замедлении ξE и большинство замедляющихся нейтронов никогда не имеет энергию, совпадающую с энергией резонансов, резонансное поглощение все же оказывается существенным. Это объясняется как очень большими сечениями захвата при резонансных энергиях, так и снижением ξE при замедлении (см. рис. 5.3), определяющем возрастание потока Φ при малых энергиях (5.24).

Поскольку резонансный захват препятствует цепной реакции, вещества с резонансным захватом в активных зонах реакторов не используются. Исключение составляет лишь ^{238}U, который неизбежно попадает в ядерный реактор совместно с ^{235}U. Поэтому, говоря о поглощении нейтронов при замедлении, имеют в виду прежде всего резонансный захват в ^{238}U. В сравнении с ним поглощение при нерезонансных энергиях очень мало.

В процессе работы ядерного реактора появляются и другие вещества, обладающие резонансным захватом. Из ^{238}U в реакторах вырабатывается ^{239}Pu (3.57), а затем ^{240}Pu, который является пороговым нуклидом, и поэтому поглощение в резонансах ^{240}Pu сопровождается только радиационным захватом, как и в случае ^{238}U. Резонансным захватом обладают и многие продукты деления, однако наибольший вклад обычно дает ^{238}U.

Доля нейтронов, не поглотившихся при замедлении, учитывается фактором φ — вероятностью избежать резонансного захвата. Уран-235 также обладает резонансным поглощением, но оно чаще ведет к делению, чем к радиационному захвату, и, следовательно, при этом происходит умножение числа нейтронов. Однако в реакторах на тепловых нейтронах с природным или слабообогащенным ураном число таких

делений мало в сравнении с числом делений в тепловой области, и им можно пренебречь.

Следует также отметить, что, хотя резонансный захват в ^{238}U мешает развитию цепной реакции, он не представляет совершенно бесполезную потерю нейтронов, поскольку после поглощения ядром ^{238}U нейтрона, не важно, с какой энергией, всегда получается делящийся ^{239}Pu (3.57). Однако такое превращение неделящегося ^{238}U в делящийся материал возможно только по осуществлении цепной самоподдерживающейся реакции, что требует повышения k_0 и, значит, в частности, снижения резонансного захвата.

В отсутствие утечки все замедлившиеся до тепловой энергии нейтроны поглощаются ядрами атомов среды. Одна часть нейтронов поглощается в процессе радиационного захвата, другая — с делением ^{235}U. В гомогенных средах и та и другая части просто выражаются через сечения. В гетерогенных средах возникает особенность в распределении потока нейтронов по объему элементарной ячейки, благодаря чему по-разному выражается поглощение нейтронов внутри уранового блока и за его пределами. Доля нейтронов, поглощенных веществом уранового блока (топливом), определяется коэффициентом использования тепловых нейтров θ, а доля нейтронов, вызвавших при поглощении в блоке деление ^{235}U, обозначена на рис. 6.3 x. Только эта последняя порождает нейтроны следующего поколения.

3. *Формула четырех сомножителей.* В результате каждого акта деления освобождается ν быстрых нейтронов. В итоге по завершении нейтронного цикла n нейтронов предшествующего поколения обращается в $n\mu\varphi\theta x\nu$ нейтронов следующего поколения. По определению коэффициента размножения нейтронов (§ 6.1, п.3)

$$k_0 = \mu\varphi\theta x\nu. \tag{6.5}$$

Величина x выражается через сечения и самостоятельно не употребляется. Вместо нее используется другая

$$\eta = \nu x, \tag{6.6}$$

которая представляет собой число вторичных нейтронов, приходящихся на один поглощенный тепловой нейтрон в материале топлива. С учетом (6.6) выражение для k_0 в реакторе на тепловых нейтронах принимает вид

$$k_0 = \mu\varphi\theta\eta \tag{6.7}$$

и называется формулой четырех сомножителей.

6.3. Число нейтронов на акт поглощения

1. *Доля делений.* В предположении, что материал топлива состоит только из ^{235}U и ^{238}U, величина x в (6.6) представляется следующим выражением. Если N_5 и N_8 — концентрации атомов ^{235}U и ^{238}U, то через них выражаются соответствующие макроскопические сечения (1.55), а при данном потоке Φ — и скорости реакций (1.56). Следовательно, числа делений и радиационных захватов в единицу времени в

единице объема при потоке Ф соответственно равны $\Phi\Sigma_{f5}$, $\Phi\Sigma_{\gamma 5}$, $\Phi\Sigma_{\gamma 8}$, где индексы f и γ относятся к процессам деления и захвата, а 5 и 8 — к ^{235}U и ^{238}U. При этом доля делений в полном числе поглощений нейтронов только ураном выражается как

$$x = \frac{\Phi\Sigma_{f5}}{\Phi\Sigma_{f5}+\Phi\Sigma_{\gamma 5}+\Phi\Sigma_{\gamma 8}} = \frac{\Sigma_{f5}}{\Sigma_{f5}+\Sigma_{\gamma 5}+\Sigma_{\gamma 8}} = \frac{\sigma_{f5}}{\sigma_{f5}+\sigma_{\gamma 5}+\sigma_{\gamma 8}\dfrac{N_8}{N_5}}. \quad (6.8)$$

Поскольку поток Ф в числителе и знаменателе есть одна и та же величина, выражение (6.8) от потока не зависит. Доля x зависит от *отношения* концентраций изотопов урана, т. е. определяется изотопным составом применяемого урана, а не составом размножающей среды в целом. От состава среды, конечно, зависят абсолютные величины N_8 и N_5, имеющие максимальные значения в чистом металлическом уране и снижающиеся при разбавлении урана другими веществами. Однако разбавление урана данного изотопного состава не меняет отношения N_8/N_5. В природном уране $N_5/(N_8 + N_5) = 0{,}00714$ (§ 6.1, п. 7).

2. *Число нейтронов на акт поглощения.* Поскольку часть поглощений не сопровождается делением, число вторичных нейтронов η, в среднем приходящихся на акт поглощения, по сравнению с числом нейтронов в акте деления ν уменьшается на долю делений x

$$\eta = \nu x = \nu\frac{\Sigma_{f5}}{\Sigma_{f5}+\Sigma_{\gamma 5}+\Sigma_{\gamma 8}} = \nu\frac{\sigma_{f5}}{\sigma_{f5}+\sigma_{\gamma 5}+\sigma_{\gamma 8}\dfrac{N_8}{N_5}}, \quad (6.9)$$

Для природного урана в тепловой области $\eta = 1{,}33$ (табл. 6.3), что значительно больше единицы. Такое значение η позволяет получить $k_0 > 1$ в ряде размножающих сред с замедлением нейтронов. Если же в какой-либо среде условие $k_0 > 1$ оказывается недостижимым, выражение (6.9) указывает наиболее радикальный путь повышения k_0, а именно увеличение относительной концентрации ^{235}U в уране. В предельном случае чистого ^{235}U $N_8 = 0$ и

$$\eta_5 = \nu_5\frac{\sigma_{f5}}{\sigma_{f5}+\sigma_{\gamma 5}} = \frac{\nu_5}{1+\alpha_5}. \quad (6.10)$$

где

$$\alpha = \frac{\sigma_\gamma}{\sigma_f}. \quad (6.11)$$

Числа вторичных нейтронов на один поглощенный тепловой нейтрон в чистых делящихся материалах и в природном уране, а также значения α приведены в табл. 6.3. Из данных таблицы следует, что обогащение урана изотопом ^{235}U приводит к возрастанию η в предельном случае в 1,5 раза. Обычно такого увеличения η не требуется, и для достижения $k_0 > 1$ достаточно обогащение, повышающее содер-

Таблица 6.3. **Величины ν, η и α в тепловой области**

Вещество	ν	η	α
^{233}U	2,479	2,284	0,0855
^{235}U	2,416	2,070	0,167
^{239}Pu	2,862	2,106	0,359
Природный уран	—	1,33	—

жание ^{235}U в 2—5 раз в сравнении с концентрацией в природном уране. Следует обратить внимание на то, что значения η чистых делящихся материалов существенно меньше значений ν, особенно у ^{239}Pu и ^{235}U. Это объясняется существенным вкладом радиационного захвата в полное число поглощений в тепловой области (см. табл. 4.4).

Если помимо ^{235}U в материале топлива присутствует другой делящийся материал, например накопившийся ^{239}Pu, то число вторичных нейтронов на акт захвата вместо (6.9) представляется выражением

$$\eta = \frac{\nu_5 \Sigma_{f5} + \nu_9 \Sigma_{f9}}{\Sigma_{a5} + \Sigma_{a9} + \Sigma_{\gamma 8}}, \tag{6.12}$$

где индекс 9 относится к ^{239}Pu, а $\Sigma_a = \Sigma_f + \Sigma_\gamma$ для каждого делящегося материала. Выражение (6.12) вытекает из тех же рассуждений, исходя из которых были получены (6.8) и (6.9).

3. *Урановый блок.* В гетерогенном реакторе урановый блок может включать другие вещества: легирующие добавки к металлическому урану, атомы, с которыми уран находится в химическом соединении, продукты деления. Все эти вещества поглощают нейтроны и снижают η уранового блока в целом. В гомогенной размножающей среде эта составляющая потерь нейтронов учитывается при вычислении коэффициента использования тепловых нейтронов, поскольку там все вещества распределены по всему объему равномерно. В гетерогенном же реакторе все потери нейтронов в урановом блоке учитываются фактором η. Если $\Sigma_{ад}$ — суммарное макроскопическое сечение поглощения всех других материалов, входящих в состав вещества уранового блока, то по аналогии с предыдущим η гетерогенного реактора равно

$$\eta_{гет} = \frac{\nu_5 \Sigma_{f5} + \nu_9 \Sigma_{f9}}{\Sigma_{a5} + \Sigma_{a9} + \Sigma_{\gamma 8} + \Sigma_{ад}} \tag{6.13}$$

где учитывается возможное присутствие в уране ^{239}Pu. В отсутствие плутония все макроскопические сечения с индексом 9 равны нулю.

6.4. Коэффициент использования тепловых нейтронов

1. *Гомогенная среда.* Коэффициент использования тепловых нейтронов θ определяет долю тепловых нейтронов, поглощенных ураном. Остальные нейтроны поглощаются замедлителем, а также другими веществами, входящими в состав активной зоны реактора. Если макро-

скопическое сечение поглощения урана $\Sigma_{aU} = \Sigma_{f5} + \Sigma_{\gamma 5} + \Sigma_{\gamma 8} = \Sigma_{a5} + \Sigma_{\gamma 8}$, замедлителя — $\Sigma_{a\,\text{зам}}$, то в отсутствие еще каких-либо веществ $\theta_{\text{гом}}$ в гомогенной размножающей среде равно

$$\theta_{\text{гом}} = \frac{\Sigma_{aU}}{\Sigma_{aU} + \Sigma_{a\,\text{зам}}} = \frac{1}{1 + q_{\text{зам}}}, \qquad (6.14)$$

где $q_{\text{зам}} = \Sigma_{a\,\text{зам}}/\Sigma_{aU}$; само выражение (6.14) получается аналогично (6.8). Если помимо урана и замедлителя в объеме активной зоны присутствуют другие вещества с суммарным макроскопическим сечением поглощения Σ_{ad}, то

$$\theta_{\text{гом}} = \frac{\Sigma_{aU}}{\Sigma_{aU} + \Sigma_{a\,\text{зам}} + \Sigma_{ad}} = \frac{1}{1 + q_{\text{зам}} q_{\text{д}}}, \qquad (6.15)$$

Под Σ_{aU} надо понимать полное сечение поглощения материала топлива $\Sigma_{aU} = \Sigma_{a5} + \Sigma_{a9} + \Sigma_{\gamma 8} + \ldots$, если помимо урана в среде имеются другие топливные материалы — плутоний, торий и пр. Вообще в гомогенной среде баланс поглощенных различными веществами тепловых нейтронов определяется только отношениями макроскопических сечений.

Если учесть, что числитель в (6.14) или (6.15) есть знаменатель выражений (6.9) или (6.12), то становится ясным, что в гомогенной среде можно сразу получать $(\eta\theta)_{\text{гом}}$ в виде (6.13), если под Σ_{ad} понимать суммарное макроскопическое сечение поглощения всех веществ активной зоны, кроме топлива, включая замедлитель. Тем не менее понятие коэффициента использования тепловых нейтронов сохраняется в приложении к гомогенной среде, поскольку оно обособлено при рассмотрении размножающих свойств среды гетерогенной.

2. *Гетерогенная среда.* В гетерогенной среде уран, замедлитель, конструкционные материалы и теплоноситель разделены в объеме активной зоны (§ 6.1, п. 9). Нейтронные сечения, и прежде всего сечения поглощения каждого их этих материалов, могут сильно различаться. Естественный, а тем более обогащенный уран имеет достаточно высокие значения сечений поглощения, тогда как замедлители — это легкие вещества с малым поглощением (см. табл. 4.5). Распределения нейтронов по разнородным объемам всегда различны, особенно если размеры объемов сравнимы или превосходят l_{tr}. Нейтронов всегда меньше там, где велико поглощение, и больше в областях с малым поглощением, а число поглощенных нейтронов определяется не только макроскопическим сечением вещества, но и реальным потоком нейтронов. Поскольку потоки в уране и замедлителе оказываются различными, коэффициент использования тепловых нейтронов в гетерогенной среде $\theta_{\text{гет}}$ должен зависеть не только от отношения макроскопических сечений, но и от соотношений потоков тепловых нейтронов.

3. *Распределение нейтронов по элементарной ячейке.* Весь объем активной зоны гетерогенного реактора можно представить состоящим из элементарных ячеек (§ 6.1, п. 9). Поскольку особенности нейтрон-

ных распределений одинаковы во всех ячейках, их учет сводится к рассмотрению одной элементарной ячейки. Вспомогательные материалы занимают небольшой объем, и можно считать, что элементарная ячейка образуется только цилиндрическим урановым блоком в центре и окружающим его замедлителем. Нейтронный поток по оси ячейки изменяется одинаково и в уране, и в замедлителе, а распределение по направлению, перпендикулярному оси, оказывается, как на рис. 6.4, где начало координат помещено в точке на оси уранового стержня и обозначены основные параметры решетки d_U и a. Зависимость потока $\Phi(r)$ от пространственной координаты r обычно получается как решение уравнения диффузии в объеме элементарной ячейки [24, 26]. Однако качественный ход $\Phi(r)$ может быть выяснен из следующих рассуждений.

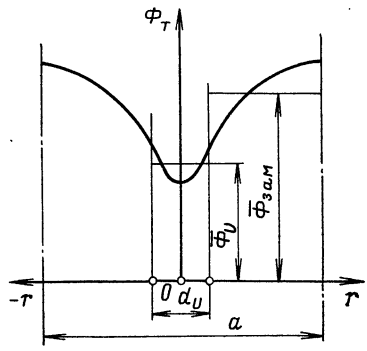


Рис. 6.4. Распределение тепловых нейтронов по элементарной ячейке

Число нейтронов в тепловой области определяется, с одной стороны, скоростью их рождения, т. е. плотностью замедления $q_т$, а с другой — скоростью поглощения $\Phi\Sigma_a$. В состоянии динамического равновесия ($\partial\Phi/\partial t = 0$) и в пренебрежении или отсутствии перетока нейтронов за счет диффузии ($\Delta\Phi = 0$) $q_т = \Phi\Sigma_a$ (5.43) и $\Phi = q_т/\Sigma_a$, т. е. поток тепловых нейтронов тем меньше, чем больше Σ_a при одном и том же источнике $q_т$. Следовательно, уже по этой причине нейтронный поток в уране должен быть меньше, чем в замедлителе. Но уран, кроме того, практически не замедляет нейтроны, и, значит, в его объеме нет источников тепловых нейтронов. Источники находятся в замедлителе, а в урановом блоке тепловые нейтроны появляются только благодаря диффузии из замедлителя. Поэтому нейтронов в уране не просто меньше, чем в замедлителе, но нейтронный поток при приближении к центру блока непрерывно убывает, так как чем на большее расстояние перемещаются нейтроны в поглощающей среде, тем меньше их остается. Таким образом, в центре уранового блока наблюдается минимум нейтронного потока, а максимум следует ожидать в точках замедлителя, наиболее удаленных от соседних поглощающих стержней, т. е. точках $r = \pm a/2$ на рис. 6.4. Если поток тепловых нейтронов усреднить по объему урана $\overline{\Phi}_U$ и замедлителя $\overline{\Phi}_{зам}$, то в силу изложенного выше в гетерогенной среде всегда выполняется неравенство

$$\overline{\Phi}_U < \overline{\Phi}_{зам}. \qquad (6.16)$$

4. *Коэффициент* $\theta_{гет}$. По определению коэффициент использования тепловых нейтронов есть отношение числа поглощений тепловых нейтронов в урановом блоке к полному числу поглощений в

элементарной ячейке, т. е.

$$\theta_{\text{гет}} = \frac{\int\limits_{V_U} \Phi_U \Sigma_{aU}\, dV}{\int\limits_{V_U} \Phi_U \Sigma_{aU}\, dV + \int\limits_{V_{\text{зам}}} \Phi_{\text{зам}} \Sigma_{a\,\text{зам}}\, dV} =$$

$$= \frac{\Sigma_{aU} \overline{\Phi}_U V_U}{\Sigma_{aU} \overline{\Phi}_U V_U + \Sigma_{a\,\text{зам}} \overline{\Phi}_{\text{зам}} V_{\text{зам}}} = \frac{1}{1 + q_{\text{зам}}}. \qquad (6.17)$$

Здесь не зависящие от пространственных координат Σ_{aU} и $\Sigma_{a\,\text{зам}}$ вынесены за знаки интегралов, взятых соответственно по объемам урана V_U и замедлителя $V_{\text{зам}}$, и затем применена теорема о среднем в интегральном исчислении, так что $\overline{\Phi}_U$ и $\overline{\Phi}_{\text{зам}}$ есть величины, для которых записано неравенство (6.16). Выражение (6.17) приведено к виду (6.14), однако теперь $q_{\text{зам}}$ отличается от той же величины гомогенного реактора. Отличие состоит в появлении двух коэффициентов при $\Sigma_{a\,\text{зам}}/\Sigma_{aU}$, а именно $V_{\text{зам}}/V_U$ и $\overline{\Phi}_{\text{зам}}/\overline{\Phi}_U$. Первый из них ничего нового не вносит, так как сами $\Sigma_{a\,\text{зам}}$ и Σ_{aU} в гомогенной и гетерогенной средах являются величинами разными. Если сравнить гомогенную и гетерогенную среды, составленные из одинаковых пропорций урана и замедлителя, то в этом случае $\Sigma_{a\,\text{зам}} V_{\text{зам}}/(\Sigma_{aU} V_U)$ гетерогенной среды просто равно $\Sigma_{a\,\text{зам}}/\Sigma_{aU}$ гомогенной, поскольку $\Sigma_{a\,\text{зам}} V_{\text{зам}}/(\Sigma_{aU} V_U) = \sigma_{a\,\text{зам}} N_{\text{зам}} V_{\text{зам}}/(\sigma_{aU} N_U V_U) = (\sigma_{a\,\text{зам}}/\sigma_{aU})\, b$ и $\Sigma_{a\,\text{зам}}/\Sigma_{aU} = \sigma_{a\,\text{зам}} N_{\text{зам}}/(\sigma_{aU} N_U) = (\sigma_{a\,\text{зам}}/\sigma_{aU}) b$, где b есть одно и то же отношение чисел атомов замедлителя и урана в объеме элементарной ячейки или в единице объема гомогенной среды. Фактор же $\overline{\Phi}_{\text{зам}}/\overline{\Phi}_U$ определяет ту самую зависимость $\theta_{\text{гет}}$ от распределений нейтронных потоков, о которой говорилось выше. И поскольку в гетерогенной среде всегда справедливо (6.16),

$$\theta_{\text{гет}} < \theta_{\text{гом}}, \qquad (6.18)$$

что снижает k_0 в гетерогенной среде. Однако оказывается, что тот же эффект, который снижает $\theta_{\text{гет}}$, приводит к значительно большему увеличению $\varphi_{\text{гет}}$ в сравнении с $\varphi_{\text{гом}}$, так что максимум произведения $(\varphi\theta)_{\text{гет}} > (\varphi\theta)_{\text{гом}}$ и k_0 в гетерогенной среде обычно больше, чем в гомогенной. Что касается расчета $\theta_{\text{гет}}$, то он сводится к получению нейтронного распределения по ячейке и вычислению $\overline{\Phi}_{\text{зам}}/\overline{\Phi}_U$ [24, 26]. Доля поглощений в других материалах, присутствующих в объеме элементарной ячейки, также может быть вычислена, если распределение нейтронного потока известно.

6.5. Вероятность избежать резонансного захвата

1. *Вероятность* φ. Сечение поглощения нейтронов с энергией, точно соответствующей какому-либо резонансу ^{238}U, много больше сечения поглощения ураном тепловых нейтронов. А чем больше сечение поглощения уранового блока, тем больше разница потоков нейтронов

в уране и замедлителе и тем меньше доля поглощенных ураном нейтронов в сравнении с долей поглощенных в гомогенной среде. Поскольку φ в отличие от θ представляет собой долю *не* поглощенных ураном резонансных нейтронов, то в гетерогенной среде φ оказывается больше, чем в гомогенной, а по указанной причине это увеличение φ превосходит снижение θ.

Вероятность избежать резонансного захвата представляется выражением (5.35), интеграл в показателе экспоненты которого обычно преобразуется к виду

$$\int_{E_T}^{E_0} \frac{\Sigma_a}{\Sigma_a+\Sigma_s}\,\frac{dE}{\xi E} = \frac{N_U}{\xi\Sigma_s}\int_{E_T}^{E_0}\sigma_{aU}\,\frac{\Sigma_s}{\Sigma_a+\Sigma_s}\,\frac{dE}{E} = \frac{N_U I_{a\,эф}}{\xi\Sigma_s}, \qquad (6.19)$$

где $I_{a\,эф}$ — эффективный резонансный интеграл поглощения урана в данной размножающей среде, имеющий смысл сечения. Формула (5.35) относится к гомогенной смеси урана и замедлителя, где $\Sigma_a = \Sigma_{aU} + \Sigma_{a\,зам}$, и, поскольку сечение поглощения замедлителя в промежуточной области энергий пренебрежимо мало, $\Sigma_a \approx \Sigma_{aU} = N_U\,\sigma_{aU}$. Что касается сечения рассеяния, то при малых концентрациях урана $\Sigma_s = \Sigma_{sU} + \Sigma_{s\,зам} \approx \Sigma_{s\,зам}$ и $\xi\Sigma_s$ есть замедляющая способность замедлителя (§ 5.1, п. 5). Все величины, не зависящие от энергии, в том числе Σ_s, в (6.19) вынесены за знак интеграла. С учетом выполненных преобразований вероятность φ равна

$$\varphi = \exp\left(-\frac{N_U I_{a\,эф}}{\xi\Sigma_s}\right), \qquad (6.20)$$

т. е. определяется соотношением между некоторым эффективным макроскопическим сечением поглощения урана $\Sigma^I_{aU\,эф} = N_U I_{a\,эф}$ и замедляющей способностью замедлителя.

2. *Резонансный интеграл.* Число нейтронов, поглощенных в единичном энергетическом интервале ядрами данного сорта с сечением $\sigma_a(E)$, равно $\Phi(E)\Sigma_a(E)$. Отсюда число поглощений $\nu_п$ во всем энергетическом диапазоне замедляющихся нейтронов есть

$$\nu_п = \int_{E_T}^{E_0}\Phi\Sigma_a\,dE = \int_{E_T}^{E_0}\frac{Q}{\xi\Sigma_s E}\,\Sigma_a\,dE =$$

$$= \frac{Q}{\xi\Sigma_s}\,N_a\int_{E_T}^{E_0}\sigma_a\,\frac{dE}{E} = \frac{Q}{\xi\Sigma_s}\,N_a I_a = Q\,\frac{\Sigma^I_a}{\xi\Sigma_s}, \qquad (6.21)$$

где предполагается, что поглощение настолько мало, что поток Φ всюду может быть представлен в виде (5.24). Концентрация атомов рассматриваемого поглотителя равна N_a, а выражение

$$I_a = \int_{E_T}^{E_0}\sigma_a(E)\,\frac{dE}{E} \qquad (6.22)$$

называется его резонансным интегралом поглощения. Очевидно, что I_a имеет размерность микроскопического сечения, так что $N_a I_a = \Sigma_a^I$ есть некоторое макроскопическое сечение поглотителя.

Резонансный интеграл (6.22) представляет собой сечение поглощения данного вещества, усредненное по энергетической зависимости спектра Ферми (5.24), т. е. при каждой энергии E, взятое с весом $1/E$. Поглощение нейтронов пропорционально не только сечению, но и потоку, а поток замедляющихся нейтронов как раз пропорционален $1/E$. Даже если считать, что $\sigma_a(E)$ постоянно во всем диапазоне замедления нейтронов, вклад в поглощение будет определяться главным образом низкими энергиями, где поток велик, а не будет одинаков при любых энергиях вследствие постоянства сечения. Таким образом, так же как σ_{aT} определяет поглощающую способность ядер вещества в тепловой области, I_a характеризует поглощающую способность по отношению ко всем замедляющимся нейтронам в целом. Правда, сам факт поглощения каждого нейтрона уменьшает их число, так что в последующем те же самые ядра взаимодействуют с меньшим потоком и число поглощений снижается в сравнении с предельно возможным. Этот эффект в тепловой области уже обсуждался (§ 6.4, п. 3). В конечном итоге число поглощений всегда равно произведению макроскопического сечения и потока, который при заданном источнике, в свою очередь, определяется макроскопическим сечением и тем меньше, чем больше последнее. Из сказанного не следует делать тот вывод, что число поглощений убывает с ростом макроскопическоо сечения. Оно, конечно, растет, но не пропорционально увеличению макроскопического сечения, а медленнее. Вещество-поглотитель всегда мешает самому себе наиболее эффективно поглощать нейтроны. Отнесенное к одному атому-поглотителю предельно возможное поглощение при данной энергии определяется микроскопическим сечением σ_a и реализуется в том случае, когда макроскопическое сечение $\Sigma_a = N_a\sigma_a$ стремится к нулю, т. е. когда поток в среде, содержащей поглотитель, максимален. Такой же смысл имеет и I_a по отношению к замедляющимся нейтронам всех энергий. Резонансный интеграл описывает поглощение нейтронов в неискаженном самим поглощением спектре Ферми (5.24). Очевидно, что в реальных средах, особенно в присутствии веществ с сильным резонансным поглощением, нейтронный поток искажен, и это приводит к некоторому уменьшению полного числа поглощений в сравнении с предельно возможным. Обычно это снижение поглощения относят не на счет нейтронного потока, который считают неизменным, а на счет сечения поглощения. Исправленный на эффект снижения потока резонансный интеграл называется эффективным резонансным интегралом $I_{a\,эф}$ (6.19), (6.26).

Как следует из (6.22), резонансный интеграл I_a может быть вычислен и выражен в барнах для каждого данного вещества, если зависимость $\sigma_a(E)$ известна. Сечения поглощения измеряются при каждом значении энергии E, причем в потоке нейтронов, не ослабленном поглощением в самом же исследуемом образце, т. е. это всегда истинные сечения. Если же поглощение в образце оказывается существенным, наблюдаемое сечение снижается, а в окончательный экс-

периментальный результат вносятся соответствующие поправки, восстанавливающие истинную величину сечения. Естественно, что резонансные интегралы малы у веществ со слабым поглощением. Велики они при наличии резонансов поглощения, которые дают подавляющий вклад в величины I_a, в связи с чем I_a и называются резонансными интегралами. Ниже приведены резонансные интегралы некоторых нуклидов, называемые истинными резонансными интегралами:

Нуклид	I_a, б	Нуклид	I_a, б
^{109}Ag	1160	^{232}Th	83
^{115}In	2640	^{238}U	280
^{197}Au	1558		

Если известны параметры резонансов, величину I_a можно выразить через них, так как существует аналитическая зависимость $\sigma_\gamma(E)$ в пределах каждого резонанса (4.41). Резонансный интеграл одного изолированного резонанса I'_a равен

$$I'_a = \int \sigma_\gamma(E)\,\frac{dE}{E} = \frac{\pi\Gamma}{2E_r}\,\sigma_{\gamma 0}, \tag{6.23}$$

где E_r — энергия резонанса; Γ — полная ширина уровня, а σ_{γ_0} — сечение радиационного захвата в максимуме (4.42). Интегрирование при получении (6.23), вообще говоря, ведется по всем возможным значениям E, однако фактически интеграл относится к достаточно узкой области энергии, перекрытой резонансным пиком. Если резонансов много и они не перекрываются, то полный резонансный интеграл есть сумма I'_a по всем i резонансам

$$I_a = \sum_i \frac{\pi\Gamma_i}{2E_{ri}}\,\sigma_{\gamma 0 i}. \tag{6.24}$$

Выражение (6.21) было получено для выяснения физического смысла резонансного интеграла, оно соответствует случаю очень слабого поглощения. Коль скоро $\nu_п$ известно, по определению вероятности φ

$$\varphi = \frac{Q-\nu_п}{Q} = 1 - \frac{N_a I_a}{\xi\Sigma_s}, \tag{6.25}$$

что находится в согласии с общим выражением (6.20). В случае слабого поглощения $I_{a\,эф} = I_a$, а $N_a I_a \ll \xi\Sigma_s$, поскольку макроскопическое сечение поглотителя $\Sigma_a^I = N_a I_a$ в этом случае должно быть близко к нулю. Поэтому экспонента (6.20) выражается двумя первыми членами разложения в ряд, которые совпадают с (6.25). Общая формула (6.20) дает φ при любом поглощении.

3. *Гомогенная среда.* В тепловой области реальный поток нейтронов тем меньше, чем больше макроскопическое сечение поглощения среды (§ 6.4, п. 3). В области промежуточных энергий нейтроны имеют заданную энергию только до следующего столкновения, после которого они или поглощаются, или снижают энергию вследствие рассеяния. В связи с этим в промежуточной области абсолютное значение потока определяется не Σ_a, а полным макроскопическим сечением $\Sigma_t = \Sigma_a + \Sigma_s$.

Поток замедляющихся нейтронов (5.24) обратно пропорционален энергии только в том случае, если $\Sigma_t \approx \Sigma_s$ и постоянно во всем диапазоне замедления. Если же при каком-то значении энергии сечение возрастает, то это сразу означает снижение потока (рис. 6.5), причем как раз на фактор отношения сечений $\Sigma_s/(\Sigma_s + \Sigma_a)$, где Σ_s в числителе на самом деле есть полное сечение за пределами резонанса, но там $\Sigma_a \ll \Sigma_s$, а значение указанного фактора поясняется следующими рассуждениями. При заданном полном числе замедляющихся нейтронов поток при любой энергии E определяется длиной пути $l_s = 1/\Sigma_s$ (1.59), который проходит средний нейтрон до рассеяния. Если при какой-то энергии сечение сильно возрастает, то уменьшается путь среднего нейтрона до столкновения $l_t = 1/(\Sigma_s + \Sigma_a) \ll l_s$. Это означает, что поток в любой точке среды начинает формироваться соответственно меньшим числом замедляющихся нейтронов. Нейтроны прежде достигали данной точки со всех расстояний от нее вплоть до l_s, а теперь только с расстояния не более $l_t \ll l_s$. Если путь, проходимый средним нейтроном, сократился в $l_t/l_s = \Sigma_s/(\Sigma_s + \Sigma_a)$ раз, то в такое же число раз сократилось число замедляющихся нейтронов, идущих из соседних областей и достигающих данной точки, т. е. в $\Sigma_s/(\Sigma_s + \Sigma_a)$ раз уменьшился поток. Этот фактор снижения потока и фигурирует в выражении эффективного резонансного интеграла в гомогенной среде (6.19):

$$I_{a\,\text{эф}} = \int_{E_T}^{E_0} \sigma_a \left(\frac{\Sigma_s}{\Sigma_s + \Sigma_a} \right) \frac{dE}{E} = \int_{E_T}^{E_0} \sigma_{a\,\text{эф}} \frac{dE}{E}. \qquad (6.26)$$

Как уже указывалось выше, эффект снижения поглощения за счет уменьшения потока относится к сечению, которое при данной энергии принимается равным $\sigma_{a\,\text{эф}} = \sigma_a [\Sigma_s/(\Sigma_s + \Sigma_a)]$. Усреднение эффективного сечения $\sigma_{a\,\text{эф}}$ по неискаженному спектру замедления и дает эффективный резонансный интеграл $I_{a\,\text{эф}}$. Очевидно, что величина $I_{a\,\text{эф}}$ определяется не только сечением поглощения $\sigma_a(E)$ вещества-поглотителя, но и соотношением макроскопических сечений рассеяния Σ_s и поглощения Σ_a среды в целом. Если $\Sigma_a \ll \Sigma_s$, то $I_{a\,\text{эф}} \approx I_a$, однако при $\Sigma_a \gtrsim \Sigma_s$ $I_{a\,\text{эф}}$ много меньше I_a.

Из приведенных рассуждений вытекает, что снижение потока при какой-либо энергии определяется полным сечением, а не только сечением поглощения. Поток уменьшается и тогда, когда возрастает только сечение рассеяния. Напротив, если сечение рассеяния падает, что, например, наблюдается при энергии, несколько меньшей энергии резонанса в случае интерференции резонансного и потенциального рассеяний, то поток соответственно возрастает по сравнению с тем, который должен быть в неискаженном спектре замедления. После прохождения резонанса сечение восстанавливается до Σ_s и соответственно восстанавливается поток нейтронов. Однако поток составляет φ' часть потока до резонанса, если вероятность избежать резонансного захвата в данном резонансе есть φ' (см. рис. 6.5). Величины φ', за исключением наиболее низко расположенных резонансов, близки к единице, по-

скольку сброс энергии при столкновении с ядром замедлителя ξE тем больше, а поглощение в резонансе тем меньше, чем выше энергия E. .

4. *Экспериментальные данные.* Измерение эффективных резонансных интегралов в гомогенных размножающих средах показало, что их значения не зависят от природы замедлителя, а определяются только соотношением Σ_s/N_U, где $\Sigma_s = N_U \sigma_{sU} + N_{зам}\sigma_{sзам}$, т. е. числом барн сечения рассеяния, приходящихся на один атом урана. В

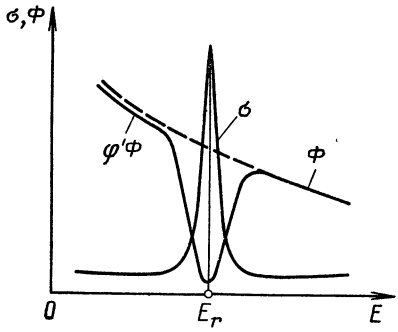


Рис. 6.5. Поток нейтронов с энергией, близкой к энергии резонанса

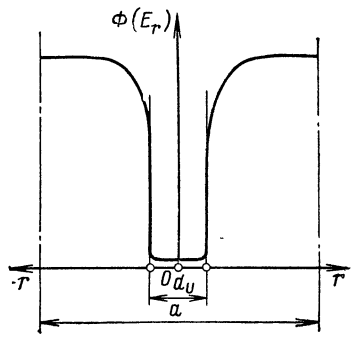


Рис. 6.6. Распределение резонансных нейтронов по элементарной ячейке

диапазоне сечений рассеяния от 10 (чистый металлический уран без замедлителя) до 1000 б на атом урана экспериментальные данные представляются выражением

$$I_{a\,эф}^{гом} = 3{,}8\left(\frac{\Sigma_s}{N_U}\right)^{0{,}42}. \qquad (6.27)$$

где $I_{a\,эф}^{гом}$ — в барнах, если также в барнах представляется Σ_s/N_U. Для Σ_s/N_U более 1000 б экспериментальные данные представляются графически [27]. Собственно резонансный интеграл урана $I_{aU} = 280$ б (п. 2), тогда как для чистого металлического урана $I_{aэф} \approx 10$ б, что получается после подстановки в (6.27) $\Sigma_s/N_U = \sigma_{sU} = 10$ б, т. е. эффективный резонансный интеграл урана в предельном случае урана без замедлителя в 28 раз меньше истинного резонансного интеграла I_{aU}. Столь сильное снижение $I_{a\,эф\,U}$ при повышении концентрации урана в размножающей среде существенно влияет на вероятность φ (6.20). Конечно, при этом в целом φ снижается, поскольку от концентрации урана N_U φ зависит прежде всего непосредственно. Однако сопровождающее повышение концентрации урана снижение $I_{a\,эф}$ замедляет уменьшение вероятности φ, и показатель экспоненты в (6.20) оказывается зависящим от N_U/Σ_s в степени меньше первой, как $(N_U/\Sigma_s)^{0{,}58}$ в диапазоне применимости (6.27).

Измерение эффективных резонансных интегралов в гомогенных средах основано на регистрации снижения нейтронного потока при резонансных энергиях. Если веществом-поглотителем является уран, то поток во всем объеме гомогенной смеси урана и замедлителя ослаб-

лен только при энергиях резонансов урана. Если в такую среду поместить тонкую пластинку урана, покрытую кадмием во избежание активации тепловыми нейтронами, то ее активация будет пропорциональна ослабленному потоку или эффективному резонансному интегралу $I_{a\,эф\,U}$. Пластинка из какого-либо другого вещества с резонансным захватом, например Au, In, покрытая кадмием, в той же среде будет активироваться неослабленным потоком замедляющихся нейтронов, так как значения энергий резонансов у разных веществ различны. В результате активность стандарта $\mathcal{J}_{ст}$ оказывается пропорциональной его истинному резонансному интегралу $I_{a\,ст}$, который предполагается известным. Поскольку облучение урана и стандарта проводится нейтронами того же источника, то между наведенными активностями и резонансными интегралами выполняется соотношение $\mathcal{J}_U/\mathcal{J}_{ст} = I_{a\,эфU}/I_{a\,ст}$. Отсюда по измеренным активностям определяется эффективный резонансный интеграл урана в среде с заданным соотношением урана и замедлителя.

5. *Гетерогенная среда.* Для вероятности избежать резонансного захвата в гетерогенной среде $\varphi_{гет}$ сохраняется выражение, аналогичное (6.20):

$$\varphi_{гет} = \exp\left(-\frac{N_U V_U I_{a\,эф}^{гет}}{\xi\Sigma_s V_{зам}}\right). \qquad (6.28)$$

Это выражение также зависит от пропорции урана и замедлителя в размножающей среде, представленной как N_U/Σ_s в (6.20) и $N_U V_U/\Sigma_s V_{зам}$ в данном случае (§ 6.4, п. 4), и от эффективного резонансного интеграла. Гетерогенный эффективный резонансный интеграл поглощения $I_{a\,эф}^{гет}$ сохраняет прежний смысл микроскопического сечения поглощения, ответственного за поглощение нейтронов во всем диапазоне замедления, но исправленного на ослабление нейтронного потока за счет поглощения. Правда, интерпретация физического смысла $I_{a\,эф}^{гет}$ не может быть такой простой, как в случае среды гомогенной, поскольку на особенности энергетического распределения нейтронного потока в гетерогенной среде накладываются особенности пространственного распределения по объему элементарной ячейки. Замедлитель гетерогенной среды урана не содержит, и поэтому ни при каких энергиях поток замедляющихся нейтронов в объеме замедлителя не ослабляется. В урановом блоке поток нейтронов с энергией, не совпадающей с энергиями резонансов, также не ослабляется. Но зато потоки собственно резонансных нейтронов ослабляются очень сильно. Причем в центральных областях урановых блоков это ослабление соответствует ослаблению в гомогенной среде, состоящей из чистого урана, где гомогенный эффективный резонансный интеграл особенно мал. Эта особенность и повышает $\varphi_{гет}$ по сравнению с $\varphi_{гом}$. При одной и той же пропорции между ураном и замедлителем эффективный резонансный интеграл в гетерогенной среде оказывается значительно меньше, чем в гомогенной, приближаясь к своему минимальному значению в среде без замедлителя. И это достигается уже при диаметрах урановых стержней около сантиметра.

Распределение резонансных нейтронов по объему элементарной ячейки достаточно сложно. Ведь эффективный резонансный интеграл должен отражать особенности распределений при всех промежуточных энергиях, а сечения в максимумах резонансов неодинаковы, да и в пределах каждого резонанса сечение поглощения меняется непрерывно от очень большого при энергии резонанса E_r практически до нуля за пределами резонанса. Характер же ослабления потока по диаметру стержня определяется абсолютной величиной сечения поглощения при данной энергии. Однако наибольший вклад в резонансное поглощение дают низко расположенные резонансы захвата ^{238}U и при тех энергиях, которые близки к E_r каждого резонанса, где сечение захвата максимально. Поэтому именно распределения сильно поглощаемых нейтронов прежде всего определяют природу гетерогенного эффективного резонансного интеграла. На рис. 6.6 показана схема распределения нейтронов с энергией какого-то резонанса E_r. Как уже указывалось ранее (§ 6.4, п. 3), источником нейтронов с промежуточной или тепловой энергией является замедлитель. Образующиеся в замедлителе резонансные нейтроны проникают в объем уранового блока, однако вследствие сильного поглощения исчезают на первых же десятых долях миллиметра, т. е. в тонком поверхностном слое. Внутри уранового блока резонансных нейтронов вообще не было бы, если бы уран совсем не замедлял нейтроны. Поскольку надрезонансные нейтроны беспрепятственно проходят через весь урановый блок, а сброс энергии $\xi_U E$ при столкновении нейтрона с ядром урана мал и сравним с шириной резонанса, какое-то малое число нейтронов приобретает энергию E_U непосредственно в урановом блоке, что создает равномерный поток резонансных нейтронов в центральной части блока.

В сравнении с неослабленным надрезонансным потоком этот равновесный поток с энергией E_r ослаблен настолько же, насколько поток с этой энергией ослабляется в бесконечном объеме урана, т. е. в гомогенной среде без замедлителя. В этом случае поглощение нейтронов описывается минимальным значением эффективного гомогенного резонансного интеграла (6.27). Если бы то же количество урана и замедлителя, что находится в элементарной ячейке гетерогенной среды, было равномерно перемешано, резонансный интеграл поглощения был бы значительно выше, так как определялся бы отношением N_U/Σ_s смеси, а не чистого урана. Правда, поглощение нейтронов поверхностными слоями уранового блока происходит в потоке, идущем из замедлителя и не ослабленном поглощением, а значит, с предельно большим значением резонансного интеграла, т. е. более эффективно, чем даже в гомогенной среде. Однако эта поверхностная часть общего поглощения может быть сделана малой при увеличении диаметра уранового стержня, поскольку отношение площади поверхности к объему убывает при возрастании объема тела. Таким образом, увеличение диаметра уранового стержня уменьшает $I_{a\,эф}^{гет}$ и, значит, увеличивает $\varphi_{гет}$.

Следует, конечно, иметь в виду, что возрастание диаметра уранового стержня одновременно сопровождается некоторым снижением θ (§ 6.4, п. 4). И поскольку цель обычно состоит в получении возможно

большей величины k_0, в которую φ и θ входят в виде произведения, в каждой гетерогенной среде должны существовать оптимальные диаметр d_U и шаг решетки a. Если вблизи оптимума и φ и θ изменяются в функций d_U примерно с одинаковой скоростью, условием максимальной величины произведения $\varphi\theta$ является $\varphi = \theta$. Однако на величину k_0 оказывает влияние и фактор μ (§ 6.6), который также зависит от диаметра уранового стержня.

6. *Гетерогенный резонансный интеграл.* В связи с характером распределения резонансных нейтронов по объему элементарной ячейки гетерогенный эффективный резонансный интеграл обычно представляют состоящим из двух частей. Одна описывает поглощение нейтронов по всему объему уранового блока с минимальным значением гомогенного резонансного интеграла, а другая — поверхностное поглощение, доля которого зависит от отношения поверхности уранового стержня к объему, т. е. к его массе. Значения гетерогенных резонансных интегралов получаются на опыте путем изучения характера распределения поглощения резонансных нейтронов по радиусу уранового стержня. Каждое поглощение нейтрона в ^{238}U сопровождается появлением радиоактивного ^{239}U, так что распределение радиоактивности ^{239}U по объему блока является распределением резонансного захвата, если урановый блок был предохранен от захвата тепловых нейтронов кадмиевым покрытием. Результаты экспериментов интерпретируются в соответствии с изложенным в виде соотношений типа

$$I_{a\,эф}^{гет} = 8{,}0 + 27{,}5\frac{S}{M}, \qquad (6.29)$$

где $I_{a\,эф}^{гет}$ получается в барнах, если площадь боковой поверхности уранового блока S берется в квадратных сантиметрах, а его масса M — в граммах. Выражение (6.29) относится к металлическому урану, и первый член в сумме и представляет примерно величину $I_{a\,эф}^{гом}$ в чистом уране. Вместе с тем та наиболее простая интерпретация $I_{a\,эф}^{гет}$, которая была приведена выше, не является исчерпывающей и абсолютно точной. Распределения замедляющихся нейтронов по объему элементарной ячейки сложны, а отношение числа поглощений к интенсивности источника нейтронов, т. е. отношение ослабленного потока к неослабленному, менее определенно, чем в гомогенной среде, так как его получение осложняется пространственной диффузией резонансных нейтронов. Поэтому экспериментальные формулы типа (6.29) справедливы в малых диапазонах изменения параметров решетки. В более широких пределах применимы данные по $I_{a\,эф}^{гет}$, выражаемые также посредством суммы объемного и поверхностного членов, однако с поверхностным членом, пропорциональным $(S/M)^{1/2}$. В этом случае и объемный, и поверхностный члены не имеют наглядной физической интерпретации и являются просто экспериментальными составляющими $I_{a\,эф}^{гет}$ [27].

7. *Блок-эффект.* Малый вклад внутренней части уранового стержня в резонансное поглощение определяется тем, что источником резо-

нансных нейтронов является замедлитель и в уран нейтроны попадают в подавляющем числе вследствие диффузии. Очень большое сечение поглощения при энергии резонанса приводит к поглощению нейтронов в тонком поверхностном слое, так что до внутренних областей они не доходят. Другими словами, экранирование внутреннего объема урана его поверхностным слоем является причиной того, что он не участвует в резонансном захвате. Поэтому возрастание φ в гетерогенной среде по сравнению с гомогенной объясняется эффектом поверхностной блокировки.

Если материал уранового стержня представляет собой не чистый уран, а смесь с замедлителем, например UO_2, то Σ_s/N_U внутри стержня возрастает и соответственно увеличивается $I_{a\,эф}^{гом}$ (6.27), являющийся объемной составляющей в (6.29). Следовательно, присутствие замедлителя внутри уранового блока увеличивает $I_{a\,эф}^{гет}$ и снижает $\varphi_{гет}$ по сравнению со случаем блока из чистого металлического урана. Замедлитель в блоке порождает распределенные по объему источники резонансных нейтронов и, значит, дополнительное поглощение нейтронов ураном. Роль поверхностной блокировки в этом случае частично снижается, так как поглощаемые ураном резонансные нейтроны не только идут через поверхность блока, но и появляются внутри него.

6.6. Коэффициент размножения на быстрых нейтронах

1. *Гомогенная среда.* Часть рождающихся при делении быстрых нейтронов имеет энергию больше энергии порога деления ^{238}U. Однако после нескольких столкновений с ядрами атомов замедлителя энергия всех нейтронов становится ниже порога и деление ^{238}U оказывается невозможным. Поэтому размножение быстрых нейтронов за счет деления ^{238}U фактически наблюдается лишь тогда, когда велика вероятность первого столкновения родившегося быстрого нейтрона с ядром ^{238}U. Поскольку в гомогенных размножающих средах количество атомов урана мало в сравнении с количеством атомов замедлителя (см. табл. 6.4), указанная вероятность близка к нулю, деление ^{238}U практически не происходит и коэффициент размножения на быстрых нейтронах в гомогенной среде $\mu_{гом} = 1$.

2. *Гетерогенная среда.* Максимальное значение коэффициента размножения на быстрых нейтронах μ_0 следует ожидать в бесконечно протяженной среде, состоящей из ^{238}U, или, что практически то же самое, из естественного урана, где каждое столкновение нейтрона с ядром есть столкновение с ядром ^{238}U. Однако и в такой среде μ не очень велико вследствие эффективного замедления быстрых нейтронов при неупругом рассеянии теми же ядрами ^{238}U (§ 6.1, п. 8). Предельное значение $\mu_0 = 1{,}28$.

В гетерогенной среде нейтроны деления рождаются в урановом блоке и, прежде чем попадают в замедлитель, проходят через чистый уран значительное расстояние. Это означает, что вероятность первого и даже нескольких первых столкновений с ядрами ^{238}U в гетерогенной

среде достаточно велика. Коэффициент размножения μ в конкретной гетерогенной среде определяется как парциальными сечениями ^{238}U при надпороговых энергиях, так и прежде всего средней длиной пути нейтрона в урановом блоке. Поскольку упругое рассеяние быстрых нейтронов ураном не сферически симметрично (§ 4.6, п. 7), при расчете коэффициента μ пользуются не сечением рассеяния урана, а транспортным сечением (5.39), исправленным на асимметрию рассеяния. Это сечение ответственно за поворот траектории движения нейтрона после рассеяния на угол $\pi/2$, а в таком предположении вычисляется средний путь по урановому блоку. Остальные парциальные сечения, как в табл. 6.2, однако, должны быть усреднены по спектру нейтронов деления при надпороговых энергиях, т. е. при $E > 1$ МэВ. Расчеты показывают [24], что в цилиндрических урановых блоках диаметром $d_U = 1 \div 4$ см коэффициент размножения на быстрых нейтронах в гетерогенной среде

$$\mu_{гет} \approx 1 + 0{,}01 d_U, \qquad (6.30)$$

где d_U — в сантиметрах. В тепловом реакторе $d_U = 3$ см, $\mu \approx 1{,}03$ и вносит существенный вклад в k_0.

3. *Тесные решетки.* Гетерогенные размножающие среды с обыкновенной водой в качестве замедлителя имеют малые шаги решеток. Такие решетки называются тесными. Вода является отличным замедлителем, и для замедления нейтронов требуется наименьший ее объем по сравнению с объемами других замедлителей. Вода наиболее сильно среди прочих замедлителей поглощает тепловые нейтроны, и для получения необходимого коэффициента использования тепловых нейтронов воды приходится брать меньше, чем это требовалось бы из условий наиболее эффективного замедления. В итоге k_0 достигает максимума при весьма малом соотношении между объемами урана и воды, что и приводит к тесной решетке. В тесных решетках наблюдается увеличение коэффициента μ за счет возрастания эффективного пути, проходимого быстрым нейтроном в уране до первого столкновения с ядром атома водорода. Быстрый нейтрон, родившийся в объеме какого-то уранового блока и покинувший его, с большой вероятностью проходит тонкий слой замедлителя без столкновения и попадает в следующий урановый блок, затем в следующий и т. д. Этому проникновению быстрых нейтронов в соседние блоки способствует малое сечение рассеяния водорода в быстрой области (см. рис. 4.23). Высокая замедляющая способность воды не в последнюю очередь определяется аномально большим сечением рассеяния водорода в промежуточной области энергий, где $\sigma_s = 20$ б. Однако уже при $E = 1$ МэВ $\sigma_s = 4$ б и замедляющая способность воды в быстрой области много хуже, чем в промежуточной. Тонкие слои воды достаточно прозрачны для быстрых нейтронов. В итоге коэффициенты μ в уран-водных решетках оказываются значительно больше μ гетерогенных сред с другими замедлителями, хотя диаметры урановых стержней здесь обычно меньше. Коэффициент $\mu = 1{,}06$ для отношения объемов воды и урана $V_{зам}/V_U = 2$ и $d_U = 1{,}5$ см, а при $V_{зам} = V_U$ достигает даже значения 1.1.

6.7. Оптимальные параметры размножающих сред

1. *Гомогенная среда.* Вследствие весьма сильного поглощения промежуточных нейтронов резонансами ^{238}U максимальные значения k_0 в гомогенных размножающих средах получаются при очень малом содержании урана в смеси. Соответствующие данные для естественного урана содержит табл. 6.4, в которой приводятся оптимальные отношения концентраций молекул, если замедлитель — химическое соединение, или атомов замедлителя и урана. В тех случаях, когда поглощение тепловых нейтронов замедлителем очень мало, снижение резонансного

Таблица 6.4. **Оптимальные параметры гомогенных сред (уран природный)**

Замедлитель	$N_{зам}/N_U$	k_0
H_2O	2,5	0,84
D_2O	167	1,14
Be	193	0,8
C	452	0,85

захвата достигается сильным разбавлением урана. Снижение концентрации N_U увеличивает φ (6.20), однако снижение N_U одновременно вызывает рост $I_{a\,эф}^{гом}$ (6.27), который тормозит возрастание φ. В результате отношение концентраций атомов замедлителя и урана, соответствующее максимуму k_0, оказывается очень большим. И оно тем больше, чем меньше ξ замедлителя, так как с убыванием ξ снижается и φ (6.20). Возрастание отношения $N_{зам}/N_U$ сопровождается увеличением φ и снижением θ, поскольку φ есть вероятность непоглощения, а θ, напротив, — вероятность поглощения нейтронов ураном. Поэтому оптимальное отношение концентраций смещается в сторону меньших значений $N_{зам}/N_U$ при возрастании у замедлителя поглощения тепловых нейтронов. Это отношение у бериллия меньше, чем у тяжелой воды (в молекуле D_2O два атома дейтерия) и совсем мало у обыкновенной воды, которая среди веществ-замедлителей выделяется относительно сильным поглощением тепловых нейтронов.

Наибольший интерес представляют сами величины k_0 гомогенных сред оптимальных составов. Оказывается, что лишь в случае тяжелой воды $k_0 > 1$, и, следовательно, в гомогенной смеси естественного урана только с D_2O возможно достижение критического состояния. Гомогенные смеси всех остальных замедлителей с естественным ураном имеют $k_0 < 1$, так что цепная самоподдерживающаяся реакция в таких средах оказывается невозможной. Она может быть осуществлена лишь в смесях с обогащенным ураном. Однако для бериллия и, что особенно важно, углерода (графита) и естественного урана может быть получено $k_0 > 1$ в гетерогенной размножающей среде.

2. *Гетерогенная среда.* Возрастание в гетерогенной среде в сравнении с гомогенной вероятности φ за счет блок-эффекта, а также увели-

чение коэффициента μ приводят к серьезному росту k_0, несмотря на некоторое снижение θ. Очень большие значения оптимальных отношений концентраций $N_{зам}/N_U$ в гомогенных средах определяются сильным резонансным поглощением. Блок-эффект увеличивает φ и снижает θ, а обе эти тенденции ведут к снижению оптимального отношения $N_{зам}/N_U$. Последнее обстоятельство также является благоприятной физической особенностью гетерогенной размножающей среды. Активные зоны гетерогенных реакторов содержат меньше вспомогательного материала-замедлителя в сравнении с гомогенными реакторами. В табл. 6.5 приведены оптимальные параметры гетерогенных сред с естественным ураном. Здесь $N_{зам}/N_U$ — оптимальное отношение чисел молекул или атомов замедлителя к числу атомов урана в элементарной ячейке, т. е. по-прежнему пропорция замедлителя и урана в размножающей среде; $V_{зам}/V_U$ — соответствующее отношение объемов замедлителя и урана, а k_0 — максимальный коэффициент размножения в бесконечной среде. В последних двух столбцах табл. 6.5 приведены оптимальные диаметры урановых стержней d_U и шаги решетки a.

Таблица 6.5. **Оптимальные параметры гетерогенных сред (уран природный)**

Замедлитель	$N_{зам}/N_U$	$V_{зам}/V_U$	k_0	d_U, см	a, см
Вода	1,4	2	$\lesssim 1$	1,5	2,5
Тяжелая вода	80	30	1,2	3	15
Графит	20	50	1,08	3	20

Хотя k_0 в уран-графитовой решетке лишь немного превосходит единицу, однако этого достаточно, чтобы достичь критического состояния. Решетка естественный уран — бериллий в оптимальном варианте также имеет k_0 несколько больше единицы ($\sim 1{,}1$). Однако высокая стоимость бериллия делает его неконкурентоспособным с графитом, поскольку по величине k_0 преимущества у бериллия перед графитом фактически нет. Бериллий как замедлитель применяется только в специальных реакторах с сильнообогащенным ураном, когда активные зоны малы и велики утечки нейтронов, в том числе быстрых, которые бериллий задерживает лучше, чем обыкновенная вода, достаточно прозрачная для быстрых нейтронов. Тяжелая вода хотя и дорога, однако используется в гетерогенных реакторах, так как обладает тем несравнимым с другими замедлителями преимуществом, что при высокой замедляющей способности очень слабо поглощает тепловые нейтроны.

В гетерогенной системе естественный уран — обыкновенная вода k_0 приближается к единице. Считается, что естественная концентрация ^{235}U 0,7% является как раз предельным значением, при котором $k_0 = 1$ в оптимальной уран-водной решетке. Возможно, что в достаточно большом объеме достижимо критическое состояние. Однако практи-

ческого значения это иметь не может. При обогащении урана всего до 1% $k_0 = 1{,}12$ и критическое состояние легко осуществимо. И здесь на первый план выступает очень малая относительная концентрация воды, прежде всего обязанная ее высокой замедляющей способности. Урановодные реакторы на тепловых нейтронах содержат наименьшее количество вспомогательного материала-замедлителя, и в этом состоит их основное преимущество перед другими реакторами на тепловых нейтронах. Активные зоны таких реакторов наиболее компактны. Но, к сожалению, они работают только на обогащенном уране.

6.8. Критическое состояние реактора

1. *Критические размеры.* В критическом состоянии реактора поглощение и утечка нейтронов сбалансированы так, что коэффициент размножения нейтронов k (6.1) равен единице. Утечка определяется характером пространственных распределений нейтронов, складывающихся в процессе диффузии, и зависит от размеров и геометрической формы тела, в котором протекает цепная реакция. Следовательно, критические размеры тел и их выражение через диффузионные константы и k_0 должны получаться из решений уравнений диффузии.

2. *Уравнения диффузии.* В общем случае размножающей среды поток тепловых нейтронов Ф и плотность замедления q зависят от времени. Исключение составляет критическое состояние, в котором нейтронный поток остается неизменным. Следовательно, условием, эквивалентным $k = 1$, является

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0. \tag{6.31}$$

Разумеется, что и плотность замедления q при этом также не зависит от времени. Это означает, что при рассмотрении стационарных уравнений диффузии в размножающей среде геометрические размеры тела заранее предполагаются критическими.

Уравнения диффузии замедляющихся (6.69) и тепловых (5.43) нейтронов в предположении (6.31) имеют вид

$$\Delta q(\mathbf{r}, \tau) = \frac{\partial q(\mathbf{r}, \tau)}{\partial \tau}; \tag{6.32}$$

$$D\Delta\Phi(\mathbf{r}) - \Sigma_a \Phi(\mathbf{r}) + \varphi q(\mathbf{r}, \tau_т) = 0. \tag{6.33}$$

Первое уравнение по-прежнему соответствует случаю отсутствия поглощения при замедлении, а резонансный захват учитывается посредством фактора φ при записи члена источников тепловых нейтронов в уравнении (6.33). Поскольку функция Ф не представлена в уравнении (6.32), то система уравнений (6.32), (6.33) фактически описывает диффузию нейтронов в пределах одного цикла. Чтобы сомкнуть следующие друг за другом циклы, необходимо учесть рождение быстрых нейтронов при поглощении тепловых. Число поглощенных тепловых нейтронов в единицу времени в единице объема в точке с координатами $\mathbf{r}$ равно $\Sigma_a \Phi$. Часть θ поглощается ураном и дает η быстрых нейтро-

нов на каждое поглощение. После умножения в μ раз в быстрой области за счет деления ^{238}U в точке $\mathbf{r}$ начинают замедление $\Sigma_a \Phi \theta \eta \mu$ нейтронов нового поколения. Энергия этих нейтронов E_0, и, следовательно, их возраст $\tau = 0$ (5.68). Число начинающих замедление нейтронов второго поколения представляет собой начальное условие по координате τ функции плотности замедления q, которое с учетом (6.7) принимает вид

$$q(\mathbf{r}, 0) = \frac{k_0}{\varphi} \Sigma_a \Phi(\mathbf{r}). \tag{6.34}$$

Совместно с (6.34) система уравнений (6.32), (6.33) описывает непрерывное обращение и диффузию нейтронов в критическом реакторе. Ее решениями являются функции распределения тепловых $\Phi(\mathbf{r})$ и замедляющихся $q(\mathbf{r}, \tau)$ нейтронов по объему реактора.

Аналитические решения уравнений в частных производных (6.32), (6.33) обычно получаются методом разделения переменных, который приводит к нескольким обыкновенным дифференциальным уравнениям с известными решениями. Однако этот метод предполагает независимость каждого решения в функции одной переменной от всех остальных независимых переменных. Например, в данном случае распределение плотности замедления по переменной τ не должно зависеть ни от одной пространственной координаты (x, y, z), а распределения нейтронов по каждой пространственной координате не должны зависеть ни от остальных пространственных координат, ни от координаты τ. Такие требования на самом деле выполняются только в ограниченном числе случаев физических задач.

Чтобы пространственные переменные разделялись, геометрическая форма тела должна удовлетворять определенным требованиям симметрии, а неоднородность среды допускается только по одной пространственной координате. По остальным пространственным координатам среда должна быть однородной и либо бесконечной, либо конечной, но граничащей с пустотой, где граничные условия нулевые (§ 5.3, п. 6). При нулевых граничных условиях решения в конечных объемах представляются периодическими функциями, обращающимися в нуль на границах и имеющими физический смысл только в объеме тела. В данном случае кроме пространственных координат нужно отделить и энергетическую координату τ. Это возможно только тогда, когда мощность источников быстрых нейтронов в каждой точке объема тела пропорциональна числу замедляющихся нейтронов с любой энергией. При этом энергетический спектр замедляющихся нейтронов, несмотря на диффузию при замедлении, одинаков во всем объеме. Такая картина наблюдается в однородной размножающей среде, граничащей только с пустотой, т. е. в гомогенном реакторе без отражателя нейтронов. Если с размножающей средой граничит тело с другими диффузионными или размножающими свойствами, то аналитических решений уравнений (6.32), (6.33) нет, и решения получаются приближенными методами [24, 26]. Определение критических размеров проще всего продемонстрировать, воспользовавшись известным аналитическим решением.

3. *Гомогенный реактор без отражателя.* В уравнение (6.32) функция Ф не входит, и поэтому решение системы (6.32), (6.33) состоит в последовательном нахождении решений (6.32), (6.33) и их увязывании с помощью условия (6.34). В методе разделения переменных функция многих переменных представляется произведением функций одной переменной

$$q(\mathbf{r}, \tau) = R(\mathbf{r})T(\tau), \tag{6.35}$$

где под $R(\mathbf{r})$ также понимается произведение нескольких функций, например в декартовых координатах

$$R(\mathbf{r}) = X(x)Y(y)Z(z). \tag{6.36}$$

Подстановка (6.35) в (6.32) дает

$$T\Delta R = R\frac{dT}{d\tau}, \tag{6.37}$$

или

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{1}{T}\frac{dT}{d\tau} = -\varkappa^2. \tag{6.38}$$

Поскольку R не зависит от τ, а T не зависит от пространственных координат, равенство между выражениями $\Delta R/R$ и $(1/T)(dT/d\tau)$ может быть лишь в том случае, если каждое из этих выражений при любых $\mathbf{r}$ и τ дает всегда одно и то же постоянное число, обозначенное через $-\varkappa^2$. От алгебраического знака перед постоянной $\varkappa^2$ зависит вид решений обыкновенных дифференциальных уравнений (§ 5.3, п. 8), получающихся из (6.38). Условиям данной физической задачи удовлетворяют только решения, соответствующие знаку минус перед $\varkappa^2$ в (6.38).

Выражение (6.38) представляет собой два дифференциальных уравнения

$$\Delta R + \varkappa^2 R = 0 \tag{6.39}$$

и

$$\frac{dT}{d\tau} = -\varkappa^2 T. \tag{6.40}$$

Решение первого из них будет получено ниже, а решение второго есть

$$T(\tau) = T_0 \exp(-\varkappa^2\tau), \tag{6.41}$$

где T_0 — постоянная интегрирования, определяемая из начальных условий по координате τ и равная $T_0 = T(0)$. Из (6.41) уже вытекает необходимость знака минус в (6.38). Предполагается, что все быстрые нейтроны рождаются с энергией E_0, и поэтому в процессе замедления число нейтронов, а следовательно, и плотность замедления увеличиваться не могут. Число замедляющихся нейтронов может только убывать, что и согласуется с (6.41). Причиной убыли нейтронов при замедлении в отсутствие поглощения служат утечки изконечного объема.

Из (6.34) вытекает, что мощность источников быстрых нейтронов $q(\mathbf{r}, 0)$ пропорциональна потоку тепловых $\Phi(\mathbf{r})$, что в случае разде-

ления переменных приводит к сохранению пропорциональности в течение всего процесса замедления во всем объеме. Поскольку мощность источников тепловых нейтронов выражается через $q(\mathbf{r}, \tau_т)$, то и она должна быть пропорциональна $\Phi(\mathbf{r})$. В самом деле, третий член в уравнении (6.33) с учетом (6.35), (6.41) и (6.34) равен

$$\varphi q(\mathbf{r}, \tau_т) = \varphi R(\mathbf{r}) T_0 \exp(-\varkappa^2 \tau_т) = k_0 \Sigma_a \exp(-\varkappa^2 \tau_т) \Phi(\mathbf{r}), \tag{6.42}$$

так как $R(\mathbf{r}) T_0 = q(\mathbf{r}, 0)$ и его подстановка в (6.33) приводит к уравнению

$$D \Delta \Phi(\mathbf{r}) - \Sigma_a \Phi(\mathbf{r}) + k_0 \Sigma_a \exp(-\varkappa^2 \tau_т) \Phi(\mathbf{r}) = 0. \tag{6.43}$$

Оказывается, что в критическом реакторе $k_0 \exp(-\varkappa^2 \tau_т) > 1$ (см. ниже) и уравнение (6.43) относительно $\Phi(\mathbf{r})$ есть уравнение того же типа, что и (6.39) относительно пространственной части $q(\mathbf{r}, \tau)$. Более того, если всюду в объеме реактора справедливо (6.34), то функция $\Phi(\mathbf{r})$ просто удовлетворяет уравнению (6.39), т. е. уравнению с тем же численным значением $\varkappa^2$, которое стоит в (6.39):

$$\Delta \Phi + \varkappa^2 \Phi = 0. \tag{6.44}$$

В этом можно убедиться непосредственной подстановкой $R(\mathbf{r})$, выраженного с помощью (6.35) и (6.34) через $\Phi(\mathbf{r})$, в уравнение (6.39). Полученный вывод свидетельствует о том, что пространственные распределения тепловых и замедляющихся нейтронов в гомогенном реакторе без отражателя одинаковы. Они определяются уравнением (6.44) или (6.39) и размерами тела, в котором протекает цепная реакция. Размеры пока неизвестны, но через них выражается константа $\varkappa^2$ при выборе таких решений, которые удовлетворяют уравнению (6.44) и нулевым граничным условиям. Таким образом, константа $\varkappa^2$ в уравнении (6.44) в неявном виде представляет критические размеры реактора без отражателя. Очевидно, что если константу $\varkappa^2$ выразить через коэффициенты исходных уравнений, то критические размеры окажутся связанными непосредственно с диффузионными константами и величиной k_0, т. е. будет установлена зависимость между свойствами размножающей среды и критическими размерами. Это и составит решение задачи об определении критических размеров реактора без отражателя.

4. *Критическое уравнение.* Если уравнение (6.43) представить в виде (6.44), т. е. как

$$\Delta \Phi + \left[\frac{k_0}{L^2} \exp(-\varkappa^2 \tau_T) - \frac{1}{L^2} \right] \Phi = 0, \tag{6.45}$$

где $L^2 = D/\Sigma_a$ — квадрат длины диффузии тепловых нейтронов в размножающей среде, и приравнять коэффициенты при Φ в (6.44) и (6.45), то после преобразований получается соотношение

$$\frac{k_0 \exp(-\varkappa^2 \tau)}{1 + \varkappa^2 L^2} = 1. \tag{6.46}$$

Здесь у τ, как и в последующем, опускается индекс T, поскольку под τ всегда будет подразумеваться возраст тепловых нейтронов. Уравне-

ние (6.46) связывает материальные характеристики среды k_0, τ, L^2 с критическими размерами реактора без отражателя, представленными неявно параметром $\varkappa^2$, и называется критическим уравнением. Параметр $\varkappa^2$ как решение критического уравнения называется материальным параметром размножающей среды $\varkappa_м^2$.

Уравнение (6.46) по своему смыслу идентично соотношению (6.1) и выражает коэффициент размножения реактора k через константы среды и критические размеры. Легко убедиться в том, что коэффициенты при k_0 в (6.46) представляют собой доли промежуточных $w_п$ и тепловых $w_т$ нейтронов, избежавших утечки в процессе диффузии. В бесконечной среде на каждые поглощенные в тепловой области $\Phi\Sigma_a$ нейтронов по прошествии цикла обращения рождается $k_0\Phi\Sigma_a$ новых тепловых нейтронов в соответствии с определением k_0. В конечной же среде член источников тепловых нейтронов отличается от этой величины на $\exp(-\varkappa^2\tau)$ (6.42), а единственной причиной отличия являются утечки, т. е.

$$w_п = \exp(-\varkappa^2\tau). \tag{6.47}$$

Доля тепловых нейтронов, избежавших утечки, $w_т$ есть отношение числа поглощенных во всем объеме размножающей среды нейтронов к полному числу тепловых нейтронов, поглощенных в среде и покинувших среду при диффузии. Вблизи любой точки реактора $\mathbf{r}$ в единице объема в единицу времени поглощается $\Phi\Sigma_a$ нейтронов. Убыль вследствие диффузии из того же объема в единицу времени есть $\operatorname{div}\mathbf{j} = -D\Delta\Phi$ (§ 5.3, п. 5). В критическом реакторе без отражателя нейтронное распределение может быть лишь таким, что полная вторая производная $\Delta\Phi$ пропорциональна самой функции Φ в любой точке (6.44), или $\Delta\Phi = -\varkappa^2\Phi$. Следовательно, отношение поглощения к сумме поглощения и утечек в произвольном единичном объеме реактора без отражателя равно

$$w_т = \frac{\Phi\Sigma_a}{\Phi\Sigma_a + D\varkappa^2\Phi} = \frac{1}{1+\varkappa^2 L^2} \tag{6.48}$$

и, поскольку оно не зависит от пространственных координат, представляет собой долю поглощений во всем объеме реактора в целом, т. е. вероятность избежать утечки при диффузии в тепловой области. Итак, критическое уравнение (6.46) может быть записано как

$$k_0 w_п w_т = k_0 w = k = 1, \tag{6.49}$$

где $w = w_п w_т$ есть полная вероятность избежать утечки из конечного объема за полный нейтронный цикл, как она была определена в (6.1).

5. *Геометрический параметр.* Параметр $\varkappa^2$, выраженный через геометрические размеры не обязательно критического реактора, называется геометрическим параметром ($\varkappa_г^2$). При этом в среде с заданными свойствами или с данным значением материального параметра $\varkappa_м^2$ (6.46) критическое состояние достигается тогда, когда геометрический параметр совпадает с материальным: $\varkappa_г^2 = \varkappa_м^2$, т. е. размеры тела совпадают с критическими. Если $\varkappa_г^2 < \varkappa_м^2$, где $\varkappa_м$ есть величина $\varkappa^2$, об-

ращающая (6.46) в единицу, то $k > 1$, реактор находится в надкритическом состоянии, а его размеры большие критических. Если $\varkappa_{\text{т}}^2 > \varkappa_{\text{м}}^2$, то $k < 1$ и состояние подкритическое. Геометрические параметры выражаются по-разному в телах разной геометрической формы и для параллелепипеда, цилиндра и шара вычисляются ниже. Активные зоны ядерных реакторов обычно имеют какую-либо из указанных простых геометрических форм или форму, близкую к одной из них.

Поскольку уравнение (6.44) эллиптического типа и для него решается краевая задача, то при симметричных относительно плоскости или оси граничных условиях функция распределения нейтронов будет обладать той же симметрией. Это обстоятельство используется для получения решения методом разделения переменных, который приводит к успеху в координатах, также обладающих симметрией задачи.

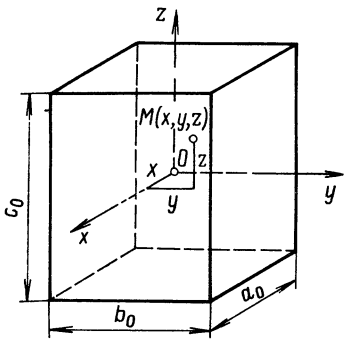


Рис. 6.7. Декартовы координаты в параллелепипеде

6. *Параллелепипед.* Прямоугольный параллелепипед является телом, симметричным относительно плоскостей, проходящих через его центр параллельно граням.

Симметрией параллелепипеда обладают декартовы координаты. На рис. 6.7 начало координат в центре параллелепипеда, а a_0, b_0 и c_0 — геометрические размеры параллелепипеда соответственно по осям x, y и z. Уравнение (6.44) в декартовых координатах имеет вид

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + \varkappa^2 \Phi = 0. \qquad (6.50)$$

Решение этого уравнения должно быть получено при нулевых граничных условиях (§ 5.3, п. 6), которые при выбранном начале координат сводятся к следующим:

$$\left.\begin{aligned} \Phi\left(\pm\frac{a}{2}, y, z\right) &= 0; \\ \Phi\left(x, \pm\frac{b}{2}, z\right) &= 0; \\ \Phi\left(x, y, \pm\frac{c}{2}\right) &= 0, \end{aligned}\right\} \qquad (6,51)$$

где a, b и c — экстраполированные границы параллелепипеда; $a = a_0 + 2 \cdot 0{,}71 l_{tr}$ и т. д., а поправка (5.48) добавляется дважды со стороны каждой из параллельных граней. Разделение переменных означает представление $\Phi(x, y, z)$ в виде (6.36)

$$\Phi(x, y, z) = X(x)Y(y)Z(z). \qquad (6.52)$$

Подстановка (6.52) в (6.50) и деление на Ф дает

$$\frac{1}{X}\frac{d^2X}{dx^2}+\frac{1}{Y}\frac{d^2Y}{dy^2}+\frac{1}{Z}\frac{d^2Z}{dz^2}+\varkappa^2=0. \tag{6.53}$$

Поскольку функции X, Y и Z зависят каждая от своей независимой переменной, уравнению (6.53) могут удовлетворять лишь такие функции, вторые производные которых пропорциональны самим значениям функций при всех значениях независимых переменных, т. е. выражения $(1/X)\,(d^2X/dx^2)$ должны быть константами. Все координаты в критическом реакторе равноправны, значит, константы должны быть одного знака, а так как $\varkappa^2$ в (6.53) больше нуля, константы отрицательны. После обозначения $(1/X)\,(d^2X/dx^2) = -\alpha^2$ и т. д. получается

$$-\alpha^2-\beta^2-\gamma^2+\varkappa^2=0, \tag{6.54}$$

а для функций X, Y, Z — уравнения, подобные уравнению

$$\frac{d^2X}{dx^2}+\alpha^2X=0, \tag{6.55}$$

решение которого (§ 5.3, п. 8) есть

$$X(x)=B\sin\alpha x+C\cos\alpha x, \tag{6.56}$$

где B и C — константы интегрирования. Функция $\sin\alpha x$ нечетная и не удовлетворяет условиям симметрии задачи. Поэтому константа B равна нулю фактически на основании одного из условий на границе. Еще одна неизвестная константа определяется из второго граничного условия, которое для четной функции $X(x)$ имеет вид

$$X\left(\pm\frac{a}{2}\right)=C\cos\left(\pm\alpha\frac{a}{2}\right)=C\cos\alpha\frac{a}{2}=0. \tag{6.57}$$

Косинус обращается в нуль при равенстве аргумента нечетному числу $\pi/2$:

$$\alpha_i\frac{a}{2}=i\frac{\pi}{2}, \tag{6.58}$$

где $i = 1, 3, 5, \ldots$ Отсюда

$$\alpha_i=i\frac{\pi}{a}. \tag{6.59}$$

Следовательно, существует бесчисленное множество чисел α_i и соответствующих им функций $C_i\cos\alpha_i x$, удовлетворяющих условиям задачи. Квадрат наименьшего из всех α_i, т. е. α_1^2, называется геометрическим параметром или, точнее, составляющей геометрического параметра по оси x. Оказывается, что в точно критическом реакторе все коэффициенты C_i обращаются в нуль, за исключением C_1 [26], так что решением по координате x является функция

$$X(x)=C\cos\frac{\pi}{a}x. \tag{6.60}$$

Решения по остальным координатам аналогичны, и после подстановки выражений X, Y, Z в (6.52) функция распределения потока тепловых нейтронов в реакторе в форме параллелепипеда принимает вид

$$\Phi(xyz) = C\cos\frac{\pi}{a}x\cos\frac{\pi}{b}y\cos\frac{\pi}{c}z. \qquad (6.61)$$

Из соотношения (6.54) теперь вытекает связь между параметром $\varkappa^2$ и критическими размерами реактора

$$\varkappa_{\text{г}}^2 = \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{c}\right)^2. \qquad (6.62)$$

Равенство (6.62) представляет собой геометрический параметр реактора-параллелепипеда.

Согласование вида функции $X(x)$ с нулевыми условиями на двух граничных поверхностях параллелепипеда $x = +a/2$ и $x = -a/2$ привело к отысканию только одной неопределенной константы из общего выражения (6.56). Правда, фактически из двух граничных условий были найдены две константы: $B = 0$ и $\alpha = \pi/a$. Но существенно то, что одна константа интегрирования осталась вообще не определенной (6.61). Это обстоятельство принципиально важно и проистекает из того, что с самого начала была поставлена задача для точно критического реактора. Условий для определения одной константы интегрирования не хватило из-за ограничения (6.31) по еще одной независимой переменной — времени, в последующем не фигурирующей в уравнениях. Поэтому неопределенную константу C в (6.61) и надо рассматривать как следствие того, что начальное условие по времени не использовалось. Нейтронный поток в критическом реакторе может быть любым и зависит от того, каким он был сделан в некоторый начальный момент времени, когда реактор достиг критичности, т. е. когда стало $d\Phi/dt = 0$. Такое положение соответствует физическому содержанию критического состояния. В критическом состоянии нейтрон по завершении каждого цикла в среднем сам себя воспроизводит как угодно долго во времени, а полное число обращающихся нейтронов зависит от того, сколько их существовало в среде в момент достижения критического состояния. Отсюда следует, что и мощность критического реактора может быть произвольной, хотя в каждом конкретном случае равна какому-то значению и остается неизменной во времени, пока сохраняется критическое состояние. Константа C в (6.61) представляет собой поток нейтронов в центре параллелепипеда. Распределение нейтронов по объему определяется зависимостью (6.61), а абсолютное число нейтронов в каждой точке зависит от начального условия для потока в центре реактора.

7. *Цилиндр*. Однородный цилиндр обладает осевой симметрией. Та же симметрия присуща цилиндрическим координатам, и в этих координатах разделяются переменные при получении решения уравнения (6.44) в цилиндре. На рис. 6.8 показан цилиндр высотой H_0 и радиусом основания R_0, начало цилиндрических координат — в центре цилиндра. Поскольку по координате φ нейтронный поток не изменяет-

ся, производная потока по φ равна нулю и уравнение (6.44) в цилиндрических координатах принимает вид

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + \varkappa^2 \Phi = 0, \tag{6.63}$$

где функцию Φ можно рассматривать как функцию только двух пространственных координат $\Phi(r, z)$. Граничным условием является обращение потока в нуль в точках на поверхности цилиндра

$$\left.\begin{aligned} \Phi(R, z) &= 0; \\ \Phi\left(r, \pm\frac{H}{2}\right) &= 0, \end{aligned}\right\} \tag{6.64}$$

где $R = R_0 + 0{,}71 l_{tr}$, а $H = H_0 + 2 \cdot 0{,}71 l_{tr}$ (5.49). Если переменные разделяются, то функция Φ представляется в виде произведения

$$\Phi(r, z) = \mathcal{R}(r) Z(z), \tag{6.65}$$

подстановка которого в (6.63) приводит к двум обыкновенным дифференциальным уравнениям:

$$\frac{d^2 \mathcal{R}}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{d\mathcal{R}}{dr} + \alpha^2 \mathcal{R} = 0; \tag{6.66}$$

$$\frac{d^2 Z}{dz^2} + \beta^2 Z = 0 \tag{6.67}$$

при условии связи между константами

$$\alpha^2 + \beta^2 = \varkappa^2. \tag{6.68}$$

Если уравнение (6.66) разделить на α^2, то оно приводится к уравнению Бесселя нулевого порядка для функции аргумента $x = \alpha r$

$$\frac{d^2 \mathcal{R}}{dx^2} + \frac{1}{x}\frac{d\mathcal{R}}{dx} + \mathcal{R} = 0. \tag{6.69}$$

Общим решением уравнения (6.69) при знаке плюс перед третьим членом является сумма двух линейно независимых функций Бесселя ну-

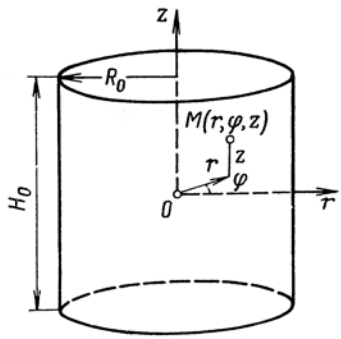


Рис. 6.8. Цилиндрические координаты в цилиндре

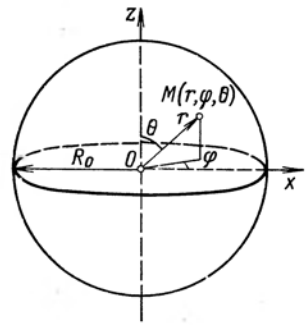


Рис. 6.9. Сферические координаты в шаре

левого порядка первого и второго рода $J_0(x)$ и $Y_0(x)$. После перехода к аргументу r получается

$$\mathcal{R}(r) = CJ_0(\alpha r) + BY_0(\alpha r). \tag{6.70}$$

При $r \to 0$ $Y_0(r) \to -\infty$, и в соответствии с требованием конечности решений уравнения (6.44) (§ 5.3, п. 6), константа $B = 0$. Из граничного условия на боковой поверхности цилиндра

$$J_0(\alpha R) = 0 \tag{6.71}$$

следует, что $\alpha_i R = \zeta_i$, где ζ_i — корни функции Бесселя J_0. У функции J_0 корней бесконечно много, так что (6.71) определяет бесконечно много чисел α_i и соответствующих им решений $C_i J_0(\alpha_i r)$. Однако, как и в случае параллелепипеда, в точно критическом реакторе все C_i равны нулю, кроме C_1, которому соответствует

$$\alpha = \frac{2{,}405}{R}, \tag{6.72}$$

где $\zeta_1 = 2{,}405$ — первый корень функции Бесселя: $J_0(2{,}405) = 0$. Наименьшее из чисел α_i, т. е. (6.72), взятое в квадрате, представляет собой радиальную часть геометрического параметра в цилиндре.

Уравнение (6.67) ничем не отличается от уравнений для параллелепипеда, решения которых были получены в предыдущем пункте. В итоге полное решение для цилиндра получается в виде

$$\Phi(r, z) = CJ_0\left(\frac{2{,}405}{R} r\right) \cos\left(\frac{\pi}{H} z\right). \tag{6.73}$$

а выражение для геометрического параметра таково:

$$\varkappa_r^2 = \left(\frac{2{,}405}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2. \tag{6.74}$$

Как и полагается, решение (6.73) содержит произвольную константу C, представляющую собой поток нейтронов в центре цилиндра, так как $J_0(0) = 1$, и определяемую начальным условием по времени при достижении реактором критического состояния.

8. *Шар*. Нейтронное распределение в объеме однородного шара обладает сферической симметрией, так что переменные в уравнении (6.44) разделяются в сферических координатах (рис. 6.9). Более того, сферическая симметрия приводит к независимости потока от координат φ и θ, и уравнение (6.44) в сферических координатах принимает вид

$$\frac{d^2\Phi}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{d\Phi}{dr} + \varkappa^2\Phi = 0, \tag{6.75}$$

где Φ является функцией только координаты r, т. е. $\Phi(r)$. Граничным условием функции $\Phi(r)$ является

$$\Phi(R) = 0, \tag{6.76}$$

где $R = R_0 + 0{,}71l_{tr}$ (5.49), а R_0 — геометрический радиус шара. Решение уравнения (6.75) было представлено в § 5.3, п. 8 (5.55). После

перехода в (5.55) к функции потока Ф общее решение

$$\Phi(r) = C\frac{\sin \varkappa r}{r} + B\frac{\cos \varkappa r}{r}. \tag{6.77}$$

Поскольку при $r = 0$ второй член обращается в бесконечность, $B = 0$. Из условия на границе шара определяется связь между $\varkappa$ и R в критическом шаре

$$\sin \varkappa R = 0. \tag{6.78}$$

Соотношение (6.78) обращается в нуль, если аргумент синуса кратен π, т. е. $\varkappa_i R = i\pi$, где $i = 1, 2, 3 \ldots$ Каждому $\varkappa_i$ соответствует функция $(C_i \sin \varkappa_i r)/r$, однако, как и в предыдущих случаях, в критическом реакторе не равно нулю только C_1, для которого $\varkappa = \pi/R$. В итоге решение уравнения (6.75) для критического шара получается в следующем виде, где в знаменатель добавлено постоянное число π/R, чтобы произвольная константа C имела по аналогии с предыдущими случаями смысл потока нейтронов в центре шара,

$$\Phi(r) = C\frac{\sin\left(\frac{\pi}{R}r\right)}{\frac{\pi}{R}r}. \tag{6.79}$$

Геометрический параметр шарового реактора равен

$$\varkappa_г^2 = \left(\frac{\pi}{R}\right)^2. \tag{6.80}$$

9. *Минимальный критический объем.* Как следует из (6.62), критическое состояние реактора в форме параллелепипеда может быть получено не при единственном наборе значений a, b, c. Размер каждой стороны может изменяться в определенных пределах, лишь бы при этом выполнялось соотношение (6.62). Изменение величин a, b, c сопровождается изменением объема параллелепипеда, а при заданном составе размножающей среды целесообразно иметь реактор наименьшего критического объема. Объем параллелепипеда $V = abc$. Поскольку между аргументами a, b, c функции объема V существует условие связи (6.62), обеспечивающее критическое состояние реактора-параллелепипеда, решение задачи на условный экстремум функции V дает те значения a, b, c, которые соответствуют минимуму объема в критическом состоянии. Условие минимума объема гласит

$$a = b = c, \tag{6.81}$$

т. е. наименьший объем из всех критических параллелепипедов имеет куб. Физически это обстоятельство совершенно понятно. При заданном объеме куб имеет наименьшую поверхность среди всех параллелепипедов. Утечка нейтронов происходит через поверхность, и, следовательно, при заданном объеме w в (6.49) у куба наибольшее. Естественно, что при фиксированном k_0 обращение $k_0 w$ в единицу у разных параллелепипедов достигается при разных объемах, который минимален у куба. В критическом состоянии $\varkappa_г^2 = \varkappa_м^2$. Если состав среды за-

дан, то, значит, задано $\varkappa_м^2$ (6.46). С учетом (6.62) и (6.81) минимальный объем критического параллелепипеда следующим образом выражается через материальный параметр:

$$V_п = \left(\frac{\pi\sqrt{3}}{\varkappa_м}\right)^3 = \frac{161}{\varkappa_м^3}. \tag{6.82}$$

Точно так же среди всех критических цилиндров один имеет наименьший объем. Условный экстремум функции объема цилиндра $V = \pi R^2 H$ при условии связи (6.74) определяется следующим соотношением:

$$\frac{H}{D} = \frac{\pi}{2{,}405\sqrt{2}} = 0{,}924, \tag{6.83}$$

где $D = 2R$ — диаметр цилиндра. Объем этого цилиндра есть

$$V_ц = \frac{148{,}3}{\varkappa_м^3}. \tag{6.84}$$

Цилиндр с соотношением размеров (6.83) не является цилиндром с наименьшей поверхностью, у последнего $H = D$. Соотношение (6.83) определяет цилиндр с наименьшей утечкой, а она зависит как от площади поверхности тела, так и от характера соответствующих нейтронных распределений, которые неодинаковы по радиусу и высоте цилиндра (6.73). Через единицу площади боковой поверхности цилиндра нейтронов уходит меньше, чем через единицу площади поверхности торцов или единицу площади поверхности параллелепипеда. Поэтому цилиндр с наименьшей утечкой несколько сплюснут по высоте в сравнении с цилиндром с минимальной поверхностью. Однако, поскольку соотношение $H = D$ мало отличается от (6.83), приближенно за цилиндр с минимальной утечкой часто принимают цилиндр с минимальной площадью поверхности, т. е. с условием $H = D$.

Критический объем шара выражается через материальный параметр однозначно

$$V_ш = \frac{4}{3}\pi\left(\frac{\pi}{\varkappa_м}\right)^3 = \frac{130}{\varkappa_м^3}. \tag{6.85}$$

Сравнение (6.82), (6.84) и (6.85) показывает, что наименьший критический объем из всех геометрических форм имеет шар. При заданном объеме шар среди всех геометрических тел имеет наименьшую площадь поверхности. Кроме того, нейтронное распределение в объеме шара таково, что градиент потока (5.41) на поверхности, равный утечке с единицы площади поверхности шара, также минимален. Оба эти обстоятельства приводят к наименьшему критическому объему шара. Вместе с тем конкретный выбор геометрической формы активной зоны ядерного реактора определяется не только физическими, но и рядом других соображений, в частности инженерными. Емкость для жидкого замедлителя, корпус, выдерживающий высокое давление, чаще всего изготовляются в виде цилиндров. Критический объем цилиндра всего на 14% превосходит критический объем шара, и поэтому боль-

шинство активных зон реакторов имеют форму цилиндра или приближающуюся к ней. Если требование минимального критического объема является основным, цилиндру придают оптимальную форму в соответствии с (6.83).

10. *Замедляющиеся нейтроны.* Пространственное распределение замедляющихся нейтронов в реакторе без отражателя то же самое, что и тепловых, поскольку уравнение для пространственной части плотности замедления (6.39) и для потока тепловых нейтронов (6.44) одно и то же. Поэтому распределения замедляющихся нейтронов могут отличаться от распределений тепловых (6.61), (6.73), (6.79) только значением потока в центре реактора. Поток в центре может быть произвольным (п. 6), однако соотношение между потоками тепловых и промежуточных нейтронов строго определенно.

Поток замедляющихся нейтронов $\Phi(E)$ в единичном энергетическом интервале вблизи значения энергии E связан с плотностью замедления соотношением (5.25). Поглощение при замедлении и утечки из конечного объема реактора учитываются соответственно факторами φ (6.35) и $w_{\text{п}}$ (6.47). Поэтому поток при энергии E равен

$$\Phi(E) = \frac{q_0}{\xi \Sigma_s E} \varphi(E) \exp\left(-\varkappa_{\text{г}}^2 \tau(E)\right), \qquad (6.86)$$

где q_0 — плотность замедления в отсутствие поглощения и утечек, равная в этом случае плотности замедления при $\tau = 0$ (6.34):

$$q_0 = \frac{k_0}{\varphi} \Sigma_a \Phi_T, \qquad (6.87)$$

$\varkappa_{\text{г}}^2$ есть геометрический параметр реактора (6.62), (6.74) или (6.80), а $\tau(E)$ — возраст нейтронов при энергии E (5.68). Полный поток замедляющихся нейтронов, т. е. число нейтронов, пересекающих единичную площадку в единицу времени с любой промежуточной энергией E, равен интегралу от выражения (6.86) по всем энергиям от энергии деления $E_0 = 2 \cdot 10^6$ эВ до тепловой $E_T = 0{,}025$ эВ. Утечка нейтронов из реакторов больших объемов мала, и в (6.86) приближенно можно положить $w_{\text{п}} = 1$ при любой энергии. Наибольшее число резонансных захватов наблюдается при энергии первого резонансного уровня ^{238}U 6,7 эВ, так что $\varphi(E)$ в большей части диапазона замедления также можно примерно считать равным единице, а отличием q от q_0 при энергии менее 6,7 эВ пренебречь. При указанных упрощениях отношение полного потока замедляющихся нейтронов $\Phi_{\text{зам}}$ к потоку тепловых $\Phi_{\text{т}}$ равно

$$\frac{\Phi_{\text{зам}}}{\Phi_T} = \frac{k_0 \Sigma_a}{\varphi \xi \Sigma_s} \int_{E_T}^{E_0} \frac{dE}{E} = 18{,}2 \frac{k_0 \Sigma_a}{\varphi \xi \Sigma_s} = 18{,}2 \frac{k_0}{\varphi \xi} \frac{\sigma_{a\text{U}}}{\sigma_{s\text{зам}}} \frac{N_{\text{U}}}{N_{\text{зам}}}, \qquad (6.88)$$

где интеграл по указанному выше диапазону энергий равен 18,2 (§ 5.1, п. 4), макроскопическое сечение поглощения тепловых нейтронов с большой точностью есть макроскопическое сечение урана, а макроскопическое сечение рассеяния замедляющихся нейтронов — примерно макроскопическое сечение замедлителя. В гомогенном тяжело-

водном реакторе с оптимальным отношением $N_{зам}/N_U$ (см. табл. 6.4) отношение $\Phi_{зам}/\Phi_T$ составляет примерно 0,2, а в гетерогенном графитовом реакторе с оптимальной решеткой (см. табл.6.5) при $\varphi = 0{,}9$ отношение потоков равно 2,8. Это означает, что потоки тепловых и нейтронов всех остальных энергий в реакторах на тепловых нейтронах примерно равны. Соответственно концентрации тепловых нейтронов $n = \Phi/v$ много больше, чем нетепловых (§ 5.4, п. 7), поскольку скорость движения тепловых нейтронов много меньше усредненной скорости замедляющихся.

11. *Гетерогенный реактор.* Строго говоря, все содержание данного параграфа относится к гомогенному реактору. Однако, если гетерогенный реактор велик и состоит из большого числа элементарных ячеек, теория критического размера гомогенного реактора оказывается применимой и к реактору гетерогенному. В пределах каждой элементарной ячейки нейтронный поток имеет минимум в центре уранового блока (см. рис. 6.4, 6.6), однако общий ход нейтронного распределения по всему объему замедлителя реактора оказывается таким же, как и в гомогенном реакторе, поскольку определяется теми же самыми граничными условиями. Если коэффициент размножения в бесконечной среде k_0 найден с учетом особенностей нейтронных распределений в элементарной ячейке, как указано в § 6.4—6.6, критический размер определяется из критического уравнения (6.46) и соотношений для геометрических параметров (6.62), (6.74) или (6.80). Возраст нейтронов τ и квадрат длины диффузии L^2, входящие в критическое уравнение (6.46), также должны быть рассчитаны исходя из конкретного строения активной зоны реактора [26].

12. *Возраст и длина диффузии нейтронов в размножающей среде.* Возраст нейтронов τ (5.68) определяется соотношением коэффициента диффузии и замедляющей способности вещества активной зоны. Хотя в реакторах на тепловых нейтронах замедлителя обычно много больше, чем урана (см. табл. 6.4), разбавление замедлителя ураном в какой-то мере ухудшает замедляющую способность среды и, значит, увеличивает возраст нейтронов по сравнению с возрастом в чистом замедлителе. Однако это увеличение невелико, и в первом приближении возраст нейтронов в реакторе равен возрасту в чистом замедлителе, тем более что с ураном связан еще один эффект, приводящий к снижению возраста нейтронов. Быстрые нейтроны при столкновениях с ядрами урана с большой вероятностью испытывают неупругое рассеяние (см. табл. 6.2), которое сопровождается большой средней потерей энергии (§ 4.6, п. 7), намного превосходящей среднюю потерю энергии в упругом столкновении с ядром замедлителя. Если неупругое рассеяние родившегося быстрого нейтрона действительно происходит, в последующем нейтрон начинает замедление от меньшей энергии, чем энергия деления, а значит, имеет меньший возраст. Однако этот эффект заметен только в гетерогенных реакторах, где вероятность первого столкновения нейтрона деления с ядром ^{238}U относительно велика, и прежде всего в реакторах с водяным замедлителем, где решетки тесные. В тесных решетках возраст нейтронов может существенно отличаться от возраста в чистом замедлителе.

Квадрат длины диффузии тепловых нейтронов обратно пропорционален макроскопическому сечению поглощения среды (5.59). Поскольку Σ_a смеси урана с замедлителем всегда много больше аналогичной величины чистого замедлителя $\Sigma^0_{a\,\text{зам}}$, длина диффузии в размножающей среде соответственно много меньше длины диффузии в замедлителе. Однако она может быть выражена через длину диффузии замедлителя $L_{\text{зам}}$ и коэффициент использования тепловых нейтронов θ. В самом деле,

$$L^2 = \frac{D}{\Sigma_a}\,\frac{\Sigma^0_{a\,\text{зам}}}{\Sigma^0_{a\,\text{зам}}} = \frac{D}{\Sigma^0_{a\,\text{зам}}}\,\frac{\Sigma^0_{a\,\text{зам}}}{\Sigma_a} = L^2_{\text{зам}}\,\frac{\Sigma^0_{a\,\text{зам}}}{\Sigma_{aU}+\Sigma_{a\,\text{зам}}} \approx$$

$$\approx L^2_{\text{зам}}\,(1-\theta). \qquad (6.89)$$

Коэффициент диффузии D чистого замедлителя и его смеси с ураном практически один и тот же, так как в конечном счете выражается через сечения рассеяния (5.42) и (5.37). Поскольку атомов урана обычно мало в сравнении с числом атомов замедлителя, $\Sigma^0_{a\,\text{зам}} = N_{0\,\text{зам}}\,\sigma_{a\,\text{зам}}$ чистого замедлителя примерно равно $\Sigma_{a\,\text{зам}} = N_{\text{зам}}\sigma_{a\,\text{зам}}$ в смеси, где $N_{0\,\text{зам}}$ и $N_{\text{зам}}$ — числа атомов замедлителя в единице объема чистого замедлителя и смеси. Поэтому соотношение $\Sigma^0_{a\,\text{зам}}/(\Sigma_{aU}+\Sigma_{a\,\text{зам}}) \approx \approx \Sigma_{a\,\text{зам}}/(\Sigma_{aU}+\Sigma_{a\,\text{зам}})$ представляет собой долю тепловых нейтронов, поглощенных замедлителем. И если θ есть доля тепловых нейтронов, поглощенных ураном (6.14), а поглощением нейтронов другими веществами в активной зоне пренебречь, то L^2 смеси и выразится через $L^2_{\text{зам}}$ и θ, как в (6.89). В гетерогенной среде L^2 также представляется соотношением (6.89), если θ вычислено с учетом распределения потока тепловых нейтронов по объему элементарной ячейки (§ 6.4, п. 2). Поскольку при решении критического уравнения (6.46) k_0, а значит, и все его составляющие предполагаются известными, с помощью соотношения (6.89) и известной длины диффузии чистого замедлителя (см. табл. 5.3) получается и L^2, входящее в критическое уравнение.

Критические размеры реакторов с $k_0 \gtrsim 1$ всегда велики, так как фактор w в (6.49) должен быть при этом близок к единице. Это, в свою очередь, означает, что мало значение $\varkappa^2$ в критическом уравнении. В таком случае экспоненту в (6.46) можно разложить в ряд и воспользоваться только членами со степенью не выше второй у величины $\varkappa$:

$$\frac{k_0 \exp(-\varkappa^2\tau)}{1+\varkappa^2 L^2} \approx \frac{k_0}{(1+\varkappa^2 L^2)(1+\varkappa^2\tau)} \approx \frac{k_0}{1+\varkappa^2 M^2} = 1$$

или

$$\varkappa^2 = \frac{k_0-1}{M^2}, \qquad (6.90)$$

где M^2 — квадрат длины миграции нейтронов (5.73) в размножающей среде. Выражение (6.90) также является критическим уравнением, однако оно справедливо, когда k_0 мало отличается от единицы.

6.9. Отражатель нейтронов

1. *Влияние отражателя.* Фактически реакторов без отражателей нейтронов не существует. Активная зона, покоящаяся на фундаменте, уже по крайней мере снизу имеет отражатель, поскольку все вещества отражают нейтроны. Однако понятно, что эффективность отражения нейтронов тем выше, чем больше альбедо вещества-отражателя (§ 5.3, п. 10). Размещение отражателей вблизи тела, в объеме которого диффундируют порождаемые каким-то источником нейтроны, приводит к снижению утечек нейтронов. Часть тех нейтронов, которые в процессе диффузии по достижении поверхности тела покидали его объем, возвращается назад. Отраженные нейтроны снова отражаются от первого объема и т. д., что прежде всего приводит к повышению нейтронного потока на границе тела и отражателя. Повышение потока вызывает снижение градиента на границе или диффузионного тока (5.41), равного утечке нейтронов с единицы площади поверхности тела в единицу времени.

Если иметь в виду не произвольную среду с посторонним источником нейтронов, а размножающую в критическом состоянии, то уменьшение утечки при присоединении к активной зоне отражателя увеличивает w в (6.49) и переводит реактор в надкритическое состояние. Чтобы при неизменном k_0 реактор снова стал критическим, следует, в свою очередь, снизить w за счет уменьшения объема активной зоны. Таким образом, критические размеры реактора с отражателем всегда меньше, чем реактора без отражателя. С практической точки зрения это выгодно. Выделение энергии в реакторе возможно только в критическом состоянии. Когда в силу естественных причин (гл. 7) реактор становится подкритичным, энерговыделение прекращается и часть делящегося материала реактора остается неиспользованной. Само собой разумеется, эту часть целесообразно сделать возможно меньшей. Применение отражателей в какой-то мере служит этой цели.

2. *Выгода отражателя.* Критические размеры реакторов без отражателей определяются выражениями (6.62), (6.74), (6.80). Если критический размер отсчитывать от центра активной зоны и у реактора без отражателя обозначить R_0, а с отражателем — R, то $R_0 > R$, а разность

$$\delta = R_0 - R \tag{6.91}$$

есть выгода отражателя. Действительно, объем активной зоны реактора с отражателем меньше объема активной зоны без отражателя на объем наружного слоя толщиной δ. За пределами активной зоны сразу располагается отражатель, так что часть объема активной зоны реактора без отражателя заменяется веществом отражателя.

3. *Нейтронные распределения в реакторе с отражателем.* В реакторе с отражателем нейтронный поток обращается в нуль на границе отражателя с пустотой при $r = R_{\text{отр}}$ (рис. 6.10). На рисунке $\Phi_{\text{т}}$ и $\Phi_{\text{зам}}$ — потоки тепловых и замедляющихся нейтронов соответственно, пространственное распределение каждого из которых представлено относительно своего значения в центре Φ_0, а штриховой линией

показан поток в реакторе без отражателя, обращающийся в нуль напрежней границе с пустотой при $r = R_0$. Размер отражателя обозначен Δ. Толщина слоя δ, замещенная отражателем, определяется потоком нейтронов, образовавшимся на границе новой активной зоны и отражателя. Грубо говоря, эта граница должна располагаться внутри прежней активной зоны, как раз там, где новый пограничный поток совпадает с прежним потоком внутри объема активной зоны реактора без отражателя. Ведь присоединение отражателя никак не изменяет свойства среды активной зоны, в которой баланс нейтронов по-прежнему представляется уравнением (6.44) или (6.39), где $\varkappa^2$ — параметр,

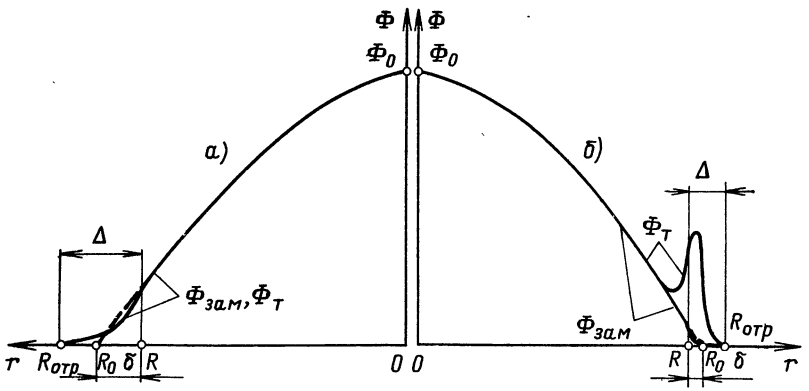


Рис. 6.10. Распределение нейтронов в графитовом реакторе с отражателем (*а*) и легководном реакторе с отражателем (*б*)

определяемый константами среды (6.46). Поэтому и функция распределения нейтронов по объему активной зоны должна остаться той же. Исключение составляют лишь пограничные области новой активной зоны, где вследствие обмена нейтронами с отражателем могут возникать отклонения от основной функции распределения.

В отражателе нет размножения нейтронов, $k_0 = 0$ (6.43), и поэтому перед $\varkappa^2$ в уравнениях (6.39), (6.44) стоит знак минус, что приводит к другим функциям распределения. Диффузионный обмен нейтронами делает потоки непрерывными на границе, но сохраняет особенности в распределениях. Из-за различия констант в активной зоне и отражателе соотношения между потоками тепловых и замедляющихся нейтронов могут сильно различаться. Правда, если реактор графитовый или тяжеловодный, где количество атомов замедлителя очень велико в сравнении с количеством атомов урана (см. табл. 6.5), то нет большой разницы в константах, определяющих равновесный поток тепловых нейтронов, $\Phi_т \sim q/\Sigma_a \sim \xi\Sigma_s/\Sigma_a$ (§ 6.4, п. 3) и (5.25), и распределение по объему с отражателем оказывается, как на рис. 6.10, *а*.

Напротив, в легководных реакторах $\xi\Sigma_s$ в отражателе много больше, а Σ_a много меньше, чем в активной зоне, поскольку в активной зоне много урана, снижающего замедляющую способность среды и увеличивающего поглощение. Поэтому отношение потоков тепловых и замедляющихся нейтронов в отражателе во много раз больше, чем

в активной зоне, и распределения оказываются как на рис. 6.10, *б*. Особенно велик эффект возрастания потока тепловых нейтронов в смежных областях активной зоны и отражателя в реакторах на промежуточных нейтронах, где в активных зонах очень мало замедлителя. В таких реакторах активная зона рассеивает только промежуточные нейтроны. Тепловые же она, напротив, получает от отражателя, поскольку вектор диффузионного тока (5.41) в точке $r = R$ направлен к центру активной зоны.

Что касается замедляющихся нейтронов, то их полный поток тем беднее высокоэнергетическими нейтронами, чем более удален от границы активной зоны, поскольку в отражателе нет источников быстрых нейтронов. Таким образом, в периферийной части активной зоны и по всему объему отражателя распределение нейтронов по энергиям различно, т. е. зависит от пространственных координат. Следовательно, разделение переменных при решении диффузионных задач для реактора с отражателем невозможно.

4. *Приближенные расчеты.* Общих методов получения аналитических решений уравнений в частных производных не существует, и, если невозможно разделение переменных, используются приближенные методы. Наиболее очевидный — метод конечных разностей, когда дифференциалы заменяются приращениями функций и решение ищется в дискретном числе точек, выбранных для представления приращений. При этом дифференциальные уравнения превращаются в систему линейных алгебраических уравнений с числом неизвестных, равным произведению чисел точек разбиения всех координат, т. е. трех пространственных и энергетической. Точность решения тем выше, чем больше точек разбиения, но тем больше неизвестных и более сложно решение, которое невозможно получить без расчетов на ЭВМ.

Если бы не было зависимости функции потока от энергии нейтронов, то в ряде случаев неоднородных реакторов можно было бы разделять пространственные переменные. Поэтому прежде всего освобождаются от энергетической зависимости, разбивая диапазон замедления нейтронов на некоторое число интервалов и рассматривая в пределах интервала диффузию группы нейтронов с неизменной энергией. А по пространственным координатам решение получают также численно или, если это возможно и целесообразно, находят аналитические решения. При решении диффузионных задач, прежде всего для реакторов на быстрых нейтронах, где не используется идеология коэффициента размножения в бесконечной среде, применяется, например, 26-групповое представление нейтронного потока. Для реализации на ЭВМ оно обеспечивается соответствующими 26-групповыми константами, которые являются коэффициентами многогрупповых уравнений диффузии.

Аналитические решения получают в малогрупповых методах. Простейший из них — двухгрупповой, вытекающий из уравнений (6.32), (6.33). Вообще говоря, эти уравнения тоже двухгрупповые, но только первое из них хотя и представляет собой плотность замедления точно, в общем случае реактора с отражателем не имеет аналитических решений и, значит, бесполезно. Поэтому в собственно группо-

вом представлении предполагается независимость функций от энергии. В данном случае $\partial q/\partial\tau$ заменяется отношением приращений $\partial q/\partial\tau \approx \Delta q/\Delta\tau = (q_\tau - q_0)/\tau$. Здесь $\tau\,(0) = 0$, индекс «T» относится к тепловой энергии, а $q_0 = k_0\Sigma_a\Phi$ и от (6.34) отличается тем, что фактор φ введен в k_0, так как при групповом подходе нет плотности замедления при промежуточных энергиях, есть только ее начальное значение q_0 и конечное $q_T = q$, для которого и рассматривается диффузия. После замены $\psi = q/\Sigma_a$ уравнения приводятся к виду

$$\left.\begin{aligned} \Delta\psi - \frac{\psi}{\tau} &= -k_0\frac{\Phi}{\tau}\,; \\ \Delta\Phi - \frac{\Phi}{L^2} &= -\frac{\psi}{L^2}\,, \end{aligned}\right\} \qquad (6.92)$$

где во втором уравнении $L^2 = D/\Sigma_a$. Теперь первое уравнение (6.92) описывает диффузию замедляющихся нейтронов приближенно: нейтроны не изменяют энергию, но по-прежнему смещаются на квадратичное расстояние τ.

Зависимая переменная в первом уравнении (6.92) связана с потоком замедляющихся нейтронов соотношением

$$\psi = \frac{\xi\Sigma_s}{\Sigma_a}\,\Phi_{з1},$$

где $\xi\Sigma_s$ — замедляющая способность вещества; Σ_a — сечение поглощения тепловых нейтронов; $\Phi_{з1}$ — поток замедляющихся нейтронов в единичном логарифмическом интервале энергии, $\Phi_{з1} = \Phi_з^0/18{,}2$, а полный поток

$$\Phi_з^0 = \int_{E_T}^{E_0}\Phi(E)\,dE = \frac{q}{\xi\Sigma_s}\int_{E_T}^{E_0}\frac{dE}{E} = \frac{q}{\xi\Sigma_s}\ln\frac{E_0}{E_T} = 18{,}2\,\frac{q}{\xi\Sigma_s} = 18{,}2\Phi_{з1}.$$

Поскольку ψ не зависит от энергии, то аналитические решения уравнений (6.92) могут быть получены методом разделения переменных, если отражатель размещен по направлению только одной из пространственных координат. В более сложных случаях пространственные переменные снова не разделяются. Распределения нейтронов на рис. 6.10, *б* получены как аналитическое решение системы (6.92) для случая критического легководного реактора с боковым отражателем нейтронов.

Наиболее упрощенным является решение диффузионной задачи в одной группе, когда считается, что при делении урана нейтроны рождаются сразу тепловыми. А чтобы учесть перемещение нейтронов при замедлении, вместо L^2 используют M^2, т. е. представляют материальный параметр, как в (6.90). Одногрупповое рассмотрение графитового или тяжеловодного реактора с отражателем нейтронов приводит к результатам, практически совпадающим с истинными. На рис. 6.10, *а* показано решение одногруппового уравнения для критического графитового реактора.

5. *Материалы отражателей.* Отражатели ядерных реакторов на тепловых и промежуточных нейтронах изготовляются из веществ-замедлителей. Такие отражатели слабо поглощают нейтроны и способствуют их замедлению в реакторе. В графитовых и тяжеловодных реакторах в качестве отражателя применяется графит как наиболее доступный материал с хорошими диффузионными свойствами. Выгода отражателя δ (6.91) зависит от толщины отражателя Δ, поскольку от нее зависит альбедо отражателя (§ 5.3, п. 10). Однако выгода отражателя практически достигает предельного значения уже при $\Delta \approx 1{,}5M$, где M — длина миграции (5.73), что у графита составляет около 90 см (см. табл. 5.3, 5.4). Следовательно, графитовые отражатели толщиной более 90 см делать не имеет смысла. При этом выгода отражателя приблизительно равна длине диффузии нейтронов в графите, т. е. около 50 см.

В обыкновенной воде величина $1{,}5M$ примерно равна 10 см. В реакторах с легкой водой в качестве замедлителя между активной зоной и корпусом реактора, служащим емкостью для воды, всегда имеется слой воды в 10 см или более. Этот слой уже является отражателем, обеспечивающим предельно возможно выгоду отражателя. Поэтому за пределами корпуса водяного реактора графитовый отражатель бесполезен, и такие реакторы не имеют отражателя как отдельной конструкции. Активные зоны реакторов с водяным замедлителем рассеивают нейтроны преимущественно с высокой энергией, а не тепловые. Поэтому выгода отражателя определяется возвратом промежуточных нейтронов, частично замедленных, и по абсолютному значению достигает 7 см.

Реакторы на промежуточных нейтронах содержат мало замедлителя, и нейтроны поглощаются веществом прежде, чем становятся тепловыми. Активные зоны этих реакторов рассеивают быстрые и промежуточные нейтроны. Наилучшим отражателем таких нейтронов является бериллий, имеющий в быстрой области самую низкую величину l_{tr} (5.36) благодаря высокой концентрации атомов и достаточно большой величине σ_{tr} [23]. По этой же причине бериллий является лучшим замедлителем для реакторов на промежуточных нейтронах малых критических размеров, т. е. реакторов с высокой концентрацией делящегося материала в активной зоне. Обыкновенная вода уступает бериллию, поскольку из-за снижения сечения рассеяния у водорода при энергиях больше 0,1 МэВ (см. рис. 4.23) легче пропускает через свой объем быстрые нейтроны, чем бериллий.

Реакторы на быстрых нейтронах не должны содержать вещества, замедляющие нейтроны, так как замедление снижает коэффициент воспроизводства, большое значение которого составляет основное физическое преимущество реактора на быстрых нейтронах перед реакторами других типов. Материал отражателей реакторов на быстрых нейтронах — тяжелые ^{238}U или ^{232}Th, которые одновременно являются сырьем для воспроизводства новых делящихся материалов (§ 3.6, п. 2). Такие отражатели, конечно, уменьшают критические размеры активных зон, однако основная их функция состоит в накоплении новых делящихся материалов, получающихся при поглощении рассеива-

емых активной зоной нейтронов (3.56), (3.57). Поэтому они называются не отражателями нейтронов, а зонами воспроизводства.

6. *Выравнивание нейтронного потока.* В реакторе без отражателя нейтронный поток на границе активной зоны обращается в нуль. Отношение максимального потока в центре к усредненному по всей активной зоне потоку называется коэффициентом неравномерности χ, $\chi > 1$. Поскольку скорость делений и энерговыделения пропорциональна потоку тепловых нейтронов, снимаемая с активной зоны реактора мощность в χ раз меньше максимально возможной, достижимой в предельном случае, когда нейтронный поток постоянен во всем

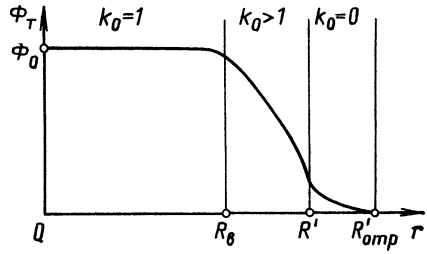


Рис. 6.11. Распределение потока нейтронов в реакторе с выравненной активной зоной

объеме активной зоны. Как уже указывалось в п. 1, применение отражателей повышает поток на периферии активной зоны, снижает коэффициент неравномерности χ и, следовательно, повышает среднюю энергонапряженность единицы объема активной зоны, что, естественно, выгодно. Однако этот выигрыш невелик в реакторах с малым k_0 и соответственно большими критическими размерами.

Более радикальный способ выравнивания потока в объеме активной зоны состоит в понижении k_0 в ее центральной части до $k_0 = 1$. Само собой разумеется, что критические размеры активной зоны с такой центральной частью должны быть больше, чем до образования зоны с $k_0 = 1$. Но зато в пределах этой зоны поток остается постоянным. Утечки из центральной части активной зоны нет, $w = 1/k_0 = 1$, и уравнение (6.43) для тепловых нейтронов обращается в $\Delta\Phi=0$, решение которого есть $\Phi = \text{const}$ при том же условии, что нет утечки. Поток в этом случае в активной зоне оказывается таким, как на рис. 6.11. Критический размер R' больше, чем R на рис. 6.10, но коэффициент неравномерности χ в случае рис. 6.11 ближе к единице, чем на рис. 6.10, и снимаемая мощность с единицы объема активной зоны соответственно больше.

Физический смысл выигрыша в значении нейтронного потока при снижении k_0 в центральной части активной зоны состоит в том, что такое снижение сначала на самом деле уменьшает поток в центре реактора до его значения при $r = R_в$. Но, поскольку поток теперь постоянен в интервале от $r = 0$ до $r = R_в$, он может быть повышен во всей активной зоне так, чтобы нигде не превосходил предельно допустимую величину Φ_0. Ведь абсолютное значение потока в критическом реакторе может быть любым (§ 6.8, п. 6), тогда как предельное определяется из допустимых тепловых нагрузок на тепловыделяющий элемент,

который не должен разрушиться в процессе его эксплуатации в реакторе. Выравнивание потока во всем объеме центральной части активной зоны трудно осуществить технически. Проще достигнуть частичного выравнивания по радиусу цилиндрической активной зоны путем увеличения одинакового по высоте поглощения тепловых нейтронов в ее центральной части [24].

Функция Ф в зоне с $k_0 = 1$ по своей природе неустойчива, так как получить абсолютно точное значение $k_0 = 1$ невозможно. Поэтому поток нейтронов в выравненной зоне должен непрерывно корректироваться элементами управления по показаниям соответствующих датчиков.

6.10. Некритический реактор

1. *Малые отклонения от критичности.* Увеличение размеров реактора сверх критических вызывает возрастание нейтронного потока во времени. Если превышение размеров невелико в сравнении с самими размерами, заметный рост нейтронного потока происходит за время, намного превосходящее время достижения любой точки реактора обращающимся средним нейтроном, и характер нейтронного распределения по-прежнему определяется диффузией и граничными условиями, а не распределенными по координатам начальными условиями. При этом изменение потока со временем в каждой точке объема происходит по одному и тому же закону. Следовательно, развитие процесса во времени в некритическом состоянии можно рассматривать по отношению к полному числу нейтронов в объеме реактора. То же относится и к некритическому состоянию, полученному в результате малого изменения k_0 при неизменных размерах активной зоны реактора.

2. *Запаздывающие нейтроны.* Скорость возрастания числа нейтронов со временем определяется превышением коэффициента размножения k над единицей и временем нейтронного цикла τ (6.3). Как следует из примеров § 6.1, п. 6, вследствие очень малого времени обращения свободного нейтрона малейшее превышение k над единицей сопровождается очень быстрым ростом числа нейтронов, если все нейтроны рождаются как мгновенные. Однако часть нейтронов освобождается при β-распаде продуктов деления со значительной задержкой во времени. Хотя доля запаздывающих нейтронов невелика (см. табл. 3.6), она может дать существенный вклад в усредненное по всем нейтронам время цикла. В самом деле, в точно критическом реакторе β-я часть нейтронов деления имеет время цикла обращения, определяемое средним временем жизни продуктов деления, являющихся предшественниками запаздывающих нейтронов, и равное $\tau_з$ (3.60). Часть $(1 - \beta)$ имеет время цикла $\tau_м$, определяемое обращением мгновенного нейтрона. Поэтому с учетом выходов каждой составляющей среднее время цикла равно

$$\tau = (1 - \beta)\tau_м + \beta\tau_з \approx \beta\tau_з. \qquad (6.93)$$

Продукты деления ^{235}U имеют $\beta\tau_з = 0{,}085$ с, что много больше $\tau_м$ даже в реакторе на тепловых нейтронах, где время цикла свободного ней-

трона особенно велико (до 10^{-3} с). Увеличение среднего времени цикла благодаря тому, что запаздывающие нейтроны в течение длительного времени после деления находятся в связанном состоянии в тех ядрах, из которых затем испускаются при β-распаде, и является причиной замедления нарастания числа нейтронов со временем в надкритическом состоянии реактора. Правда, все это справедливо лишь при условии, что реактор поддерживается в таком режиме, что без малой добавки запаздывающих нейтронов он вообще подкритичен. Время среднего нейтронного цикла (6.93) относится к точно критическому реактору. С превышением k над единицей эффективная доля обращающихся в данный момент запаздывающих нейтронов снижается и τ приближается к $\tau_м$. Однако в некотором легко контролируемом интервале изменения k τ остается много больше $\tau_м$, что и используется для управления цепной реакцией с помощью запаздывающих нейтронов.

3. *Уравнения кинетики реактора.* При детальном анализе поведения нейтронов во времени необходимо учитывать все шесть групп запаздывающих нейтронов (см. табл. 3.6), каждую со своим парциальным выходом и временем жизни. Однако для выяснения наиболее важных черт процесса достаточно воспользоваться одной группой запаздывающих нейтронов, имеющей суммарный выход β и усредненное время жизни $\tau_з$ (3.60). Поскольку запаздывающие нейтроны испускаются при β-распаде продуктов деления, их появление в свободном виде определяется законом радиоактивного распада (3.1). Распад атома-предшественника сопровождается испусканием одного нейтрона, и число испускаемых нейтронов равно числу распадов, которое, в свою очередь, пропорционально числу накопившихся радиоактивных атомов N. Скорость же накопления атомов-предшественников Q (3.9) определяется числом нейтронов, перешедших в связанное состояние, и зависит от полного числа обращающихся в данный момент свободных нейтронов. В конце концов, числу свободных нейтронов пропорционально число делений и, значит, количество образовавшихся атомов-предшественников. Если n — полное число свободных нейтронов в реакторе в некоторый момент времени, а коэффициент размножения нейтронов k, уравнения кинетики имеют вид

$$\left.\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= \frac{kn(1-\beta)-n}{\tau_м} + \lambda N; \\ \frac{dN}{dt} &= \frac{kn\beta}{\tau_м} - \lambda N. \end{aligned}\right\} \qquad (6.94)$$

Первый член в правой части первого выражения (6.94) представляет собой прибыль мгновенных нейтронов в единицу времени и записан, как в (6.2), но с учетом того, что по прошествии цикла обращения свободных нейтронов становится не kn, а $kn(1-\beta)$, ибо β-я часть всех нейтронов деления переходит в связанное состояние. Член λN представляет собой число запаздывающих нейтронов, появившихся в единицу времени в свободном виде. Здесь λ — константа радиоактивного распада атомов-предшественников, равная $\lambda = 1/\tau_з$(3.5). Второе уравнение (6.94) представляет собой баланс в единицу времени атомов-

предшественников в любой момент времени в соответствии с (3.9). Прибыль числа радиоактивных атомов есть число нейтронов, перешедших в связанное состояние в единицу времени, а убыль — число распадов в единицу времени.

4. *Реактивность*. Величина

$$\rho = \frac{k-1}{k} \tag{6.95}$$

называется *реактивностью* ядерного реактора. Понятие реактивности широко используется при описании некритических состояний реакторов. Поскольку k обычно мало отличается от единицы, $\rho \approx k-1$, т. е. реактивность показывает превышение k над единицей. В критическом реакторе $\rho = 0$, в надкритическом реактивность положительна, в подкритическом — отрицательна. Если какое-либо явление приводит к снижению коэффициента размножения, говорят, что оно порождает отрицательную реактивность. Если в результате некоторого эффекта k увеличивается, эффект сопровождается появлением положительной реактивности. С учетом выражения (5.95) для реактивности уравнения кинетики получаются в виде

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho-\beta}{\tau'_м} n + \lambda N; \tag{6.96}$$

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\beta}{\tau'_м} n - \lambda N, \tag{6.97}$$

где $\tau'_м = \tau_м/k \approx \tau_м$, так как $k \approx 1$.

5. *Периоды реактора*. Решениями системы линейных дифференциальных уравнений (6.96), (6.97) являются выражения вида

$$n(t) = A_1 \exp\left(\frac{t}{T_1}\right) + B_1 \exp\left(\frac{t}{T_2}\right); \tag{6.98}$$

$$N(t) = A_2 \exp\left(\frac{t}{T_1}\right) + B_2 \exp\left(\frac{t}{T_2}\right), \tag{6.99}$$

где две константы A, B—произвольные константы интегрирования, определяемые из начальных условий, две другие им пропорциональны и выражаются через них и коэффициенты уравнений (6.96), (6.97), а периоды T функций $n(t)$ и $N(t)$ находятся как решения характеристического уравнения системы (6.96), (6.97):

$$\begin{vmatrix} \frac{\rho-\beta}{\tau'_м} - \frac{1}{T}, & \lambda \\ \frac{\beta}{\tau'_м}, & -\lambda - \frac{1}{T} \end{vmatrix} = 0. \tag{6.100}$$

Уравнение (6.100) после преобразований обычно приводится к виду

$$\rho = \frac{\tau'_м}{T} + \frac{\beta}{1+\lambda T} \tag{6.101}$$

и представляет собой связь между реактивностью реактора и его периодами, т. е. периодами нарастания или снижения числа нейтронов во времени. Если учитывать все шесть групп запаздывающих нейтронов, вместо одного уравнения (6.97) получится шесть, каждое из которых запишется относительно своего N_i с соответствующими λ_i и β_i (см. табл. 3.6), член λN в (6.96) обратится в сумму всех $\lambda_i N_i$, а второй член справа в (6.101) также станет суммой шести членов вида $\beta_i / (1 + \lambda_i T)$. Тогда (6.101) окажется алгебраическим уравнением

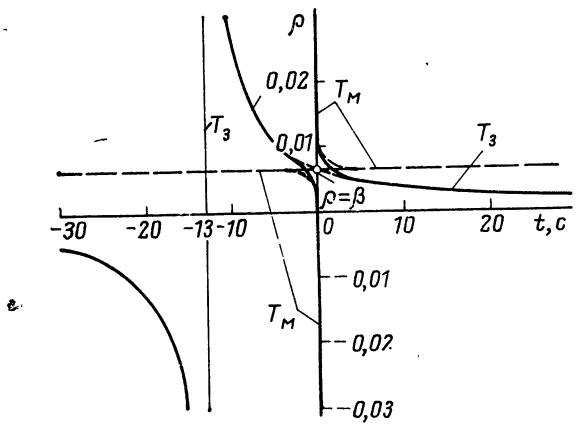


Рис. 6.12. Зависимость реактивности от периода реактора

седьмого порядка относительно периода T, а (6.98) и (6.99) представятся суммами семи экспонент с разными периодами. В данном случае (6.101) является квадратным уравнением и два его корня T_1 и T_2 находятся просто. Если иметь в виду константы ^{235}U ($\beta = 0{,}0065$; $\tau_з = 13$ с; $\lambda = 1/\tau_з = 0{,}077$ с$^{-1}$), то при условии, что реактивность ρ не очень близка к β, $\rho < 0{,}005$ или $\rho > 0{,}0085$, периоды с погрешностью не выше 3% равны

$$T_1 \approx -\frac{\tau'_м}{\beta - \rho + \lambda\tau'_м} \approx -\frac{\tau'_м}{\beta - \rho}; \qquad (6.102)$$

$$T_2 \approx -\frac{\beta - \rho + \lambda\tau'_м}{\lambda\rho} \approx \frac{\beta - \rho}{\lambda\rho}, \qquad (6.103)$$

где всегда $\lambda\tau'_м = 7{,}7 \cdot 10^{-5}$ считается малым в сравнении с $|\beta - \rho|$.

Во всем диапазоне изменения переменных ρ и T, включая $\rho \approx \beta$, зависимость (6.101) показана на рис. 6.12. Каждому значению реактивности соответствуют два периода. Если $\rho > 0$, один из периодов положителен, определяет возрастающую во времени функцию и называется установившимся периодом реактора, а второй отрицателен и называется переходным периодом. При шести группах запаздывающих нейтронов отрицательных переходных периодов шесть, так как ρ в функции T имеет шесть разрывов при каждом значении $T = -\tau_i$,

аналогичных разрыву при $T = \tau_3 = -13$ с на рис. 6.12, и соответственно шесть средних ветвей вместо одной. Если $\rho < 0$, оба периода отрицательны и, следовательно, нейтронный поток (6.98) только убывает со временем. Больший по абсолютному значению период является установившимся, меньший — переходным. Физический смысл установившегося и переходного периодов можно выяснить, рассмотрев конкретный пример.

6. *Скачок реактивности.* Простейший пример состоит в том, что реактор работает с постоянной мощностью в течение достаточно длительного времени, число радиоактивных атомов-предшественников запаздывающих нейтронов достигает состояния динамического равновесия $dN/dt = 0$, а в момент $t = 0$ реактивность скачкообразно изменяется от $\rho = 0$ до некоторого значения $\rho > 0$ или $\rho < 0$, после чего остается неизменной. Если постоянные в (6.98), (6.99) вычислить с той же точностью, что и периоды (6.102), (6.103), то при начальных условиях $n(0) = n_0$ и $N(0) = N_0$ функция числа нейтронов $n(t)$ принимает вид

$$\frac{n(t)}{n_0} = -\frac{\rho}{\beta-\rho}\exp\left(-\frac{\beta-\rho}{\tau'_м}t\right)+\frac{\beta}{\beta-\rho}\exp\left(\frac{\lambda\rho}{\beta-\rho}t\right). \qquad (6.104)$$

В рассматриваемом приближении константа A_2 в (6.99) пренебрежимо мала и

$$N(t) = N_0\exp\left(\frac{\lambda\rho}{\beta-\rho}t\right). \qquad (6.105)$$

При конкретном значении ρ, удовлетворяющем условиям получения (6.102), (6.103), например при $\rho = +0{,}0025$, (6.104) равно

$$\frac{n(t)}{n_0} = -0{,}625\exp(-4t)+1{,}625\exp\left(\frac{t}{21}\right), \qquad (6.106)$$

а при $\rho = -0{,}0025$

$$\frac{n(t)}{n_0} = 0{,}28\exp(-9t)+0{,}72\exp\left(-\frac{t}{47}\right). \qquad (6.107)$$

Зависимости (6.106) и (6.107) показаны на рис. 6.13. Скачок положительной реактивности сопровождается быстрым кратковременным ростом числа нейтронов, обязанным присутствию в реакторе мгновенных нейтронов, и лишь после затухания переходного процесса начинается относительно медленный рост, связанный с запаздывающими нейтронами. То же явление наблюдается и при отрицательном скачке реактивности.

Переходные процессы возникают потому, что все свободные нейтроны в реакторе имеют двоякое происхождение. Большая часть нейтронов — мгновенные, которые обращаются во времени очень быстро. Другая часть — запаздывающие, обращающиеся медленно в сравнении с мгновенными нейтронами. В давно критическом реакторе число запаздывающих нейтронов, переходящих в связанное состояние, равно числу нейтронов, освобождающихся при β-распаде. Поэтому доля свободных нейтронов, имеющих запаздывающее происхождение, рав-

на β — доле запаздывающих нейтронов деления. Существенно, что без этой добавки реактор был бы подкритичен, и поэтому можно считать, что без запаздывающих нейтронов реактор имел бы отрицательную реактивность, равную —β. Эта отрицательная реактивность всегда становилась бы меньше по абсолютному значению при уменьшении доли запаздывающих нейтронов, но сохранении критичности. Фактически такое снижение доли запаздывающих нейтронов, находящихся в свободном виде, и представляет собой переходный процесс при скачкообразном возрастании реактивности.

На возрастание реактивности прежде всего реагирует быстро обращающаяся часть нейтронов — мгновенные нейтроны, которые, получив добавок реактивности ρ (<β), имеют меньшую отрицательную

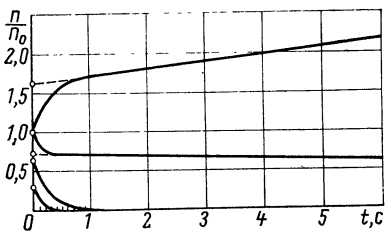


Рис. 6.13. Изменение потока во времени при ρ=±0,0025

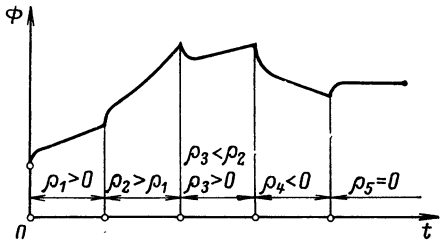


Рис. 6.14. Переходные процессы при различных скачках реактивности

реактивность, равную (—β + ρ). Для достижения критического состояния им требуется меньшая доля запаздывающих нейтронов, теперь уже (β — ρ). Число запаздывающих нейтронов в течение малого времени после скачка реактивности остается неизменным, а число мгновенных возрастает настолько, что прежнее число свободных запаздывающих составляет меньшую долю полного числа нейтронов, а именно (β — ρ). Доля запаздывающих нейтронов при этом снижается в β/ (β — ρ) раз при неизменном полном их числе, следовательно, примерно в такое же число раз возрастает число мгновенных нейтронов, т. е. фактически полное число нейтронов реактора, так как доля запаздывающих мала. Если бы в последующем число запаздывающих нейтронов не менялось, реактор после переходного процесса стал бы критическим, но с меньшим недостатком реактивности у одних мгновенных нейтронов. Однако по мере накопления радиоактивных предшественников запаздывающих нейтронов, наблюдающегося в повысившемся полном потоке нейтронов, число освобождающихся запаздывающих нейтронов начинает также возрастать. Поэтому после переходного процесса рост числа нейтронов продолжается, но уже с большим периодом, определяемым накоплением атомов-предшественников. При этом новое соотношение между количествами свободных нейтронов, имеющих запаздывающее и мгновенное происхождение, все время сохраняется благодаря быстрому размножению мгновенных нейтронов и доля запаздывающих нейтронов в свободном виде теперь равна не β, а (β — ρ). Значит, усредненное время нейтронного цикла

(6.93) также становится меньше, чем в критическом реакторе, и составляет $\tau = [1 - (\beta - \rho)]\tau_м + (\beta - \rho)\tau_з \approx (\beta - \rho)\tau_з$ при $\rho \ll \beta$, но при приближении ρ к β стремится к $\tau_м$. Период реактора в соответствии с (6.3) есть $\tau/(k - 1) \approx \tau/\rho$, что в данном случае дает $(\beta - \rho)\tau_з/\rho = (\beta - \rho)/(\lambda\rho)$ в согласии с (6.103), полученным из точных математических соотношений.

То же самое представляет собой и переходный процесс при скачке отрицательной реактивности. Однако в подкритическом реакторе доля запаздывающих нейтронов, напротив, увеличивается, следовательно, увеличивается и усредненное время нейтронного цикла τ в сравнении с τ в точно критическом реакторе. Поэтому при одном и том же по абсолютному значению скачке реактивности установившийся период в подкритическом состоянии больше, чем в надкритическом, 47 и 21 с в примерах (6.107) и (6.106).

Переходный процесс устанавливает новое соотношение между числом мгновенных и свободных запаздывающих нейтронов, которое определяется реактивностью ρ. Поэтому возрастание или убывание числа нейтронов в переходном процессе после скачка реактивности определяется не алгебраическим знаком нового значения реактивности ρ, а знаком ее приращения. В результате поведение во времени числа нейтронов в реакторе при различных последующих скачках реактивности аналогично показанному на рис. 6.14. Представление о скорости изменения числа нейтронов в переходном процессе может быть получено, если вычислить производную по времени от функции $n(t)/n_0$ (6.104) и взять ее при $t = 0$. При этом она равна $\rho/\tau'_м + \lambda\rho\beta/(\beta - \rho)^2 \approx \rho/\tau'_м$, т. е. в начальный момент времени после скачка реактивности нейтронный поток в реакторе возрастает так, как если бы запаздывающих нейтронов вообще не было, а реактор получил бы такое же приращение реактивности. Это следует из сравнения с аналогичной производной от (6.3). Однако в присутствии запаздывающих нейтронов возрастание числа мгновенных быстро затухает, если без запаздывающих нейтронов реактор по-прежнему остается подкритичным. В последующем число мгновенных нейтронов возрастает в строгой пропорции с числом запаздывающих, освобождающихся при β-распаде продуктов деления.

7. *Мгновенная критичность.* Если в (6.101) положить $\beta = 0$, то $\rho = \tau'_м/T = \rho_м$ будет представлять собой реактивность реактора только на мгновенных нейтронах. Следовательно,

$$\rho = \rho_м + \frac{\beta}{1 + \lambda T}. \qquad (6.108)$$

Значит, шкалы реактивностей с запаздывающими нейтронами и без них разные. Сравнение ординат нужно делать, конечно, при абсциссе, равной нулю, и при $T = 0$, $\rho = \rho_м + \beta$. Следовательно, шкалы реактивностей смещены на фактор β. На рис. 6.12 штриховой линией проведена другая ось абсцисс, от которой отсчитывалась бы реактивность в случае отсутствия запаздывающих нейтронов. Очевидно, что в диапазоне реактивностей ρ от 0 до β реактивность $\rho_м < 0$ и на одних мгновенных нейтронах реактор подкритичен. Но если $\rho = \beta$, то

$\rho_м = 0$ и реактор становится критичным на мгновенных нейтронах. По этой причине состояние реактора $\rho = \beta$ называется *мгновенной критичностью*.

Ветвь кривой, отмеченная $T_з$ на рис. 6.12, в отсутствие первого члена в выражении (6.101) пересекла бы ось ординат как раз при $\rho = \beta$. Это значение реактивности разделяет положительные значения T от отрицательных на кривой $T_з$. При $\rho < \beta$ положительные, т. е. установившиеся, периоды определяются запаздывающими нейтронами, а переходные — мгновенными. При $\rho > \beta$, напротив, установившиеся периоды определяются мгновенными, а переходные — запаздывающими нейтронами. Правда, на самом деле выражение (6.101) включает оба члена сразу, так что сказанное относится только к значениям ρ, не очень близким к β. Вблизи $\rho = \beta$ и мгновенные, и запаздывающие нейтроны оказывают определенное влияние как на установившийся, так и на переходной периоды реактора (см. рис. 6.12). Тем не менее именно вблизи $\rho = \beta$ установившийся период реактора становится малым, и значение реактивности $\rho = \beta$ принимается за предельно допустимое при управлении реактором на запаздывающих нейтронах. Когда ρ становится больше β, влияние мгновенных нейтронов быстро возрастает, и установившийся период вскоре определяется только временем цикла мгновенных нейтронов.

В отсутствие запаздывающих нейтронов управление цепной самоподдерживающейся реакцией деления было бы крайне затруднительным, если вообще возможным. Установившийся период реактора с учетом запаздывающих нейтронов при $\rho = \beta = 6{,}5 \cdot 10^{-3}$ и константах, использованных в п. 6, равен 1,5 с. Только на одних мгновенных нейтронах этот период соответствует реактивности $\rho_м = \tau'_м/T = 6{,}7 \cdot 10^{-4}$ при $\tau'_м = 10^{-3}$ с, т. е. диапазон значений реактивности с периодами разгона не менее 1,5 с оказывается в 10 раз у́же, чем в случае запаздывающих нейтронов. И это в реакторе с наибольшим временем цикла свободного нейтрона. В реакторах с обыкновенной водой в качестве замедлителя время обращения нейтрона около 10^{-4} с и интервал значений реактивности с безопасными периодами разгона без запаздывающих нейтронов оказался бы в 100 раз меньше, чем в присутствии запаздывающих нейтронов. Этот интервал был бы пренебрежимо малым в реакторе на быстрых нейтронах, где время нейтронного цикла равно 10^{-7} с. Управление таким реактором без запаздывающих нейтронов было бы очень сложным.

Указанный период 1,5 с при $\rho = \beta$ является установившимся периодом реактора. Однако сразу после скачка реактивности благодаря переходному процессу число нейтронов возрастает быстрее, чем с $T = 1{,}5$ с. Поэтому при $\rho = \beta$ в первые 1,5 с число нейтронов возрастает не в «е» раз, а примерно в 10 раз, что соответствует эффективному усредненному периоду около 0,7 с. Таким образом, при мгновенной критичности скорость увеличения числа нейтронов во времени высока, особенно в первые доли секунды. Последнее обстоятельство характерно для любого значения реактивности (п. 6 и рис. 6.13).

8. *Контроль реактивности.* Реактивность ядерного реактора изменяется путем перемещения в активной зоне элементов управления

цепной реакцией — цилиндрической или другой формы регулирующих стержней, материал которых содержит вещества, сильно поглощающие нейтроны (бор, кадмий и др.). Один такой стержень при полном погружении в активную зону вносит отрицательную реактивность или, как говорят, связывает реактивность реактора в несколько тысячных, что меньше $\beta = 6{,}5 \cdot 10^{-3}$. Значение связываемой реактивности зависит как от материала и площади поверхности стержня, так и от места погружения в активную зону, поскольку число поглощенных нейтронов в материале стержня зависит от нейтронного потока, который минимален в периферийных частях активной зоны. Удаление стержня из активной зоны сопровождается освобождением реактивности, а так как стержень всегда перемещается вдоль своей оси, то приращение реактивности характеризуется изменением положения в активной зоне конца стержня. При полностью погруженном стержне связывается максимально возможная реактивность, однако при этом перемещение стержня на заданную долю его полной длины, например на одну сотую, вызывает наименьшее изменение реактивности реактора, ибо конец стержня перемещается в области с самым низким потоком нейтронов (рис. 6.15, где показана зависимость нейтронного потока Ф в функции высоты активной зоны h).

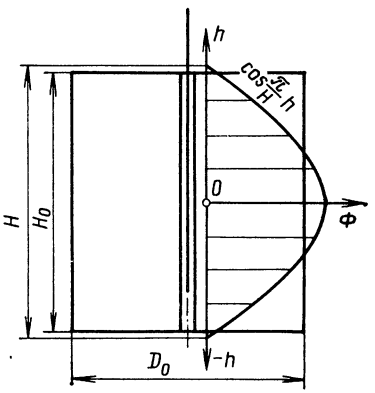


Рис. 6.15. Стержень управления в активной зоне

Если стержень погружен наполовину, он связывает половину возможной реактивности, но теперь перемещение стержня на ту же длину сопровождается максимальным освобождением реактивности. В этом последнем случае освобождаемая реактивность превосходит в 2 раза *среднюю* реактивность, связываемую той же долей длины стержня. Если для определенности предположить, что полная связываемая стержнем реактивность равна $5 \cdot 10^{-3}$, то освобождение реактивности при перемещении стержня на одну сотую его длины не превышает 10^{-4}. Высота активной зоны реактора обычно более метра, а положение конца регулирующего стержня фиксируется с точностью много большей, чем сантиметр. В результате оказывается, что в диапазоне реактивностей от нуля до β реактивность реактора может контролироваться с точностью до 10^{-5}, а установившиеся периоды, соответствующие таким малым реактивностям, измеряются часами. В отсутствие запаздывающих нейтронов контроль реактивности с точностью до 10^{-5} был бы явно недостаточным.

9. *Единицы реактивности*. Во-первых, реактивность измеряется в абсолютных единицах, вытекающих из определения реактивности (6.95). В этих единицах для ^{235}U $\rho = \beta = 0{,}0065$. Во-вторых, реактивность измеряется в процентах, следовательно, то же $\rho = 0{,}65\%$. В-третьих, реактивность измеряется в обратных часах. Последняя еди-

ница употребляется для малых реактивностей, получаемых из измерений периодов реактора. Обратный час есть такая реактивность, которой соответствует установившийся период реактора в 1 ч. Поскольку все временные константы в (6.101) выражены в секундах, реактивность реактора в обратных часах представляется выражением

$$\rho = \frac{\frac{\tau'_м}{T} + \frac{\beta}{1+\lambda T}}{\frac{\tau'_м}{3600} + \frac{\beta}{1+3600\lambda}}, \qquad (6.109)$$

где T — наблюдаемый период реактора. Если период реактора около 1 ч, первое слагаемое в формуле (6.101) дает вклад в реактивность не более 1%, и с учетом того, что $\lambda = 1/\tau_з$,

$$\rho \approx \frac{\beta\tau_з}{\tau_з + T} \approx \frac{\beta\tau_з}{T}, \qquad (6.110)$$

т. е. при этом реактивность обратно пропорциональна периоду реактора. Подстановка $T = 3600$ с в (6.101) дает реактивность в абсолютных единицах, принимаемую за 1 обратный час. Для тех констант, которые использовались выше, 1 обр. ч $= 2{,}37 \cdot 10^{-5}$. Наконец, в-четвертых, реактивность измеряется в единицах β или долларах и центах. За 1 доллар принимается реактивность, равная β, а центы составляют сотые доли этой реактивности. Поскольку $\rho = \beta$ является предельным значением реактивности управляемого на запаздывающих нейтронах реактора, понятно, почему такое значение реактивности принято за единицу, тем более что абсолютное значение этой единицы зависит от типа ядерного топлива. Так, β ^{239}Pu в 3 раза меньше, чем β ^{235}U (см. табл. 3.6), и реактивность, выраженная в абсолютных единицах, не всегда указывает на то, насколько она близка к предельному значению. Реактивность в центах всегда выражена в долях ее предельного значения, и такое представление реактивности является универсальным.

Глава 7

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В РЕАЛЬНЫХ РЕАКТОРАХ

7.1. Сохранение критичности по времени

1. *Снижение реактивности.* Реактор, находящийся в критическом состоянии как угодно долго, представляет собой математическую абстракцию. На самом деле протекающие в реакторе процессы вызывают ухудшение размножающих свойств среды, и без механизма восстановления реактивности реактор не смог бы работать даже малое время. Каждый акт деления уменьшает число атомов делящегося материала, а значит, и снижает k_0 (6.7). Правда, делящиеся атомы частично восстанавливаются за счет поглощения избытка нейтронов ядрами ^{238}U с образованием ^{239}Pu (3.57). Однако накопление нового делящего-

ся материала обычно не компенсирует потерь делящихся атомов, и реактивность убывает. Кроме того, каждый акт деления сопровождается появлением двух новых атомов, ядра которых, как и любые другие ядра, поглощают нейтроны. Накопление продуктов деления также снижает реактивность [(6.13) и (6.15)]. Наконец, просто повышение температуры активной зоны реактора обычно сопровождается потерей реактивности, а активные зоны энергетических реакторов должны быть разогреты до возможно большей температуры, поскольку коэффициент полезного действия тепловой машины в конечном счете определяется разностью температур источника тепла и холодильника — окружающей среды.

2. *Система управления.* Ядерный реактор может работать с заданной мощностью в течение длительного времени только в том случае, если в начале работы имеет запас реактивности. Освобождение связанной реактивности, компенсирующей ее естественные потери, обеспечивает поддержание критического состояния реактора в каждый момент его работы. Первоначальный запас реактивности создается в активной зоне с размерами, значительно превосходящими критические. А чтобы реактор не становился надкритичным, одновременно искусственно снижается k_0 размножающей среды посредством введения в активную зону веществ-поглотителей нейтронов, которые могут удаляться из активной зоны в последующем. Так же как и в элементах регулирования цепной реакцией (§ 6.10, п. 8), вещества-поглотители входят в состав материала стержней того или иного поперечного сечения, перемещающихся по соответствующим каналам в активной зоне. Но если для регулирования достаточно одного-двух или нескольких стержней, то для компенсации начального избытка реактивности число стержней может достигать сотни. Эти стержни называются *компенсирующими*. Регулирующие и компенсирующие стержни не обязательно представляют собой различные элементы по конструкционному оформлению. Некоторое число компенсирующих стержней может быть стержнями регулирования, однако функции тех и других различаются. *Регулирующие* стержни предназначены для поддержания критического состояния в любой момент времени, для остановки, пуска реактора, перехода с одного уровня мощности на другой. Все эти операции требуют малых изменений реактивности. Компенсирующие стержни постепенно выводятся из активной зоны реактора, обеспечивая критическое состояние в течение всего времени его работы.

На случай непредвиденного катастрофического развития цепной реакции, а также возникновения других аварийных режимов, связанных с энерговыделением в активной зоне, в каждом реакторе предусмотрено экстренное прекращение цепной реакции, осуществляемое сбрасыванием в активную зону специальных *аварийных* стержней или стержней безопасности. Аварийные стержни изготовляются из поглощающего нейтроны материала. Они сбрасываются под действием силы тяжести, иногда с ускорением, в центральную часть активной зоны, где поток наибольший, а значит, и наиболее велика отрицательная реактивность, вносимая в реактор стержнем. Стержней безопасности, как и регулирующих, обычно два или несколько, однако в отличие от

регуляторов они должны связывать возможно большую реактивность. Роль стержней безопасности может выполнять и часть компенсирующих стержней.

Иногда элементы управления делаются не из материалов-поглотителей, а из делящегося вещества или материала-рассеивателя. Однако в реакторах на тепловых нейтронах — это преимущественно поглотители нейтронов. Эффективных же поглотителей быстрых нейтронов нет (§ 4.6, п. 7). Такие поглотители, как кадмий, гафний и др., сильно поглощают лишь тепловые нейтроны благодаря близости первого резонанса к тепловой области (§ 4.6, п. 9), а за пределами последней ничем не отличаются от других веществ по своим поглощающим свойствам. Исключение составляет бор, сечение поглощения которого регулярно снижается по закону $1/v$ (см. рис. 4.17). Поэтому бор хотя и слабо поглощает быстрые нейтроны, но несколько лучше других веществ. Так как поглощает нейтроны ^{10}B (см. табл. 4.5), то желателен обогащенный бор, который и изготовляется с 80%-ным содрежанием ^{10}B. В качестве поглотителя нейтронов в реакторе на быстрых нейтронах также используются тантал, европий.

Элемент управления из делящегося материала выполняет ту же функцию, что и поглотитель нейтронов: увеличивает реактивность реактора при естественном ее снижении. Однако в отличие от поглотителя такой элемент управления в начале работы реактора находится за пределами активной зоны, а затем вводится в активную зону. Из материалов-рассеивателей в реакторах на быстрых нейтронах употребляется никель, имеющий сечение рассеяния быстрых нейтронов несколько больше сечений рассеяния других веществ. Стержни-рассеиватели располагаются по периферии активной зоны, и их погружение в соответствующий канал вызывает снижение утечек нейтронов из активной зоны и, следовательно, возрастание реактивности. В некоторых специальных случаях целям управления цепной реакцией служат подвижные части отражателей нейтронов, при перемещении изменяющие утечки нейтронов из активной зоны. Регулирующие, компенсирующие и аварийные стержни совместно со всем оборудованием, обеспечивающим их нормальное функционирование, образуют систему управления и защиты реактора (СУЗ). Расчет эффективности стержней управления см. в [24, 26].

3. *Кампания реактора.* Когда весь запас реактивности реактора исчерпан, т. е. когда компенсирующие стержни заняли свое конечное положение, цепная реакция прекращается. Она может быть возобновлена только после замены урана в активной зоне. Время работы реактора с одной и той же загрузкой урана называется *кампанией реактора*. Само собой разумеется, что кампанию энергетического реактора желательно иметь возможно большей, поскольку получаемая энергия тем дешевле, чем больше ее производится при одной загрузке урана. Однако продолжительность кампании ограничена некоторым минимальным значением критической массы. Делящийся материал, составляющий эту критическую массу, выгружается из реактора и в дальнейшем может быть использован только после надлежащей переработки урана, если такая переработка оправдана.

4. *Накопление продуктов деления.* Реакторы на естественном уране имеют малый начальный запас реактивности, и их кампании обычно определяются этим запасом. В реакторах с обогащенным ураном запас реактивности может быть сделан большим. Однако имеется еще одно ограничение продолжительности кампании реактора, связанное с реакцией материала тепловыделяющих элементов на накопление продуктов деления и радиационное воздействие. В результате деления ядра вместо одного атома образуются два новых, суммарный объем которых примерно в 2 раза больше объема разделившегося атома, поскольку все атомы имеют примерно одинаковые объемы (§ 1.1, п. 5). Помимо этого, новые атомы не могут помещаться в узлах кристаллической решетки урана и размещаются в решетке произвольно. Наконец, существенно, что значительная часть продуктов деления — газы (§ 3.6, п. 6). Накопление продуктов деления, радиационные повреждения структуры вещества сопровождаются ростом объема, появлением внутренних напряжений в материале, повышением давления газа под оболочкой, что в конце концов приводит к образованию трещин, поверхностных вздутий, деформации тепловыделяющих элементов. Срок службы основного оборудования реактора много больше, чем урановых элементов, и последние по завершении кампании должны выгружаться из активной зоны. Однако эта операция становится невозможной в случае их деформации. Кроме того, у поврежденных твэлов нарушается герметичность оболочек и радиоактивные газы проникают в теплоноситель. Все это означает, что срок службы урановых элементов в ядерном реакторе должен определяться их стойкостью по отношению к разрушительному воздействию излучения и накапливающихся продуктов деления. Соответственно кампания реактора должна определяться прежде всего указанной стойкостью тепловыделяющих элементов, а начальный запас реактивности должен быть таким, чтобы он полностью истощался к концу срока пребывания твэлов в реакторе. В противном случае по окончании кампании из реактора будет выгружаться лишнее количество неиспользованного делящегося материала, что невыгодно.

5. *Глубина выгорания.* Накопление продуктов деления характеризуется их количеством в граммах, приходящимся на тонну урана. Однако непосредственное измерение массы продуктов деления крайне сложно. Зато всегда известно полное количество энергии, выделившейся в активной зоне реактора. Поскольку деление 1 г урана сопровождается освобождением примерно 1 МВт · сут энергии (3.58) и образованием около 1 г продуктов деления, то число выработанных мегаватт-суток тепловой энергии приблизительно равно числу граммов продуктов деления. Полная масса загруженного в реактор урана также известна. Поэтому количество накопившихся продуктов деления выражают количеством мегаватт-суток на тонну урана (МВт · сут/т).

Каждый материал характеризуется своим пределом по накоплению продуктов деления — допустимой глубиной выгорания делящихся атомов. Глубина выгорания для металлического урана составляет 3000—3500 МВт · сут/т, но для его соединений может быть много больше. Например, двуокись урана является веществом пористым и поэ-

тому способным накопить много больше, чем металлический уран, продуктов деления без видимых нарушений формы тепловыделяющего элемента — до 150 000 МВт · сут/т. Тонна естественного урана содержит около 7 кг ^{235}U (§ 6.1, п. 8). Глубина выгорания 3500 МВт · сут/т соответствует делению 3,5 кг атомов. Однако не все продукты деления происходят от ^{235}U, ведь в реакторе накаливается ^{239}Pu, который также участвует в делении. Поэтому часть продуктов деления получается из плутония, и ^{235}U расходуется меньше, чем получается продуктов деления. Чем выше допустимая глубина выгорания, тем больше кампания реактора и тем экономичнее ядерная энергетическая установка с заданным топливом. Однако большие глубины выгорания возможны только с обогащенным ураном, который дороже естественного. Обогащенный уран, в свою очередь, позволяет улучшить теплофизические показатели активной зоны, так что экономичность применения того или иного вида ядерного топлива определяется многими факторами.

7.2. Воспроизводство ядерного топлива

1. *Выгорание топлива.* С течением времени концентрация ^{235}U снижается благодаря двум процессам:
деление

$$^{235}U + n \rightarrow {}^{236}U^* \rightarrow \text{осколки} \tag{7.1}$$

и радиационный захват

$$^{235}U + n \rightarrow {}^{236}U^* \rightarrow {}^{236}U + \gamma. \tag{7.2}$$

Ядро ^{236}U имеет четное число нейтронов и не является делящимся (§ 3.6, п. 2). Поэтому процесс (7.2), так же как и деление (7.1), уменьшает число делящихся атомов. По аналогии с обычной теплотехникой вещества, содержащие делящиеся нуклиды, называют *топливом* ядерных реакторов, а превращение топлива в продукты деления (*шлаки*) или неделящиеся вещества — выгоранием. При делении (7.1) выделяется энергия и появляются вторичные нейтроны, поддерживающие цепную реакцию. Радиационный захват (7.2) представляет собой бесполезную потерю нейтронов и делящегося материала. ^{236}U α-активен и имеет период полураспада $T = 2{,}4 \cdot 10^7$ лет, так что накапливается в уране по мере выгорания ^{235}U. Характерно, что последующее поглощение нейтронов ядрами ^{236}U не приводит к накоплению делящихся атомов, так как нечетный по числу нейтронов ^{237}U быстро распадается с образованием долгоживущего ^{237}Np опять с четным числом нейтронов. То же наблюдается и при поглощении нейтрона в ^{237}Np. Получающийся ^{238}Np имеет малый период полураспада и превращается в неделящийся ^{238}Pu. И только поглощение четвертого нейтрона дает делящийся ^{239}Pu. Однако сечение поглощения тепловых нейтронов ядрами ^{236}U мало, и путь его превращений в реакторе практического интереса не представляет.

Соотношение между числами распадов составного ядра $^{236}U^*$ по каналам (7.1) или (7.2) определяется значениями соответствующих сечений ^{235}U и выражается фактором α (6.11). Чем больше α, тем боль-

ше бесполезные потери ^{235}U и тем меньше число вторичных нейтронов (6.10), приходящихся на один поглощенный в ^{235}U нейтрон. Наибольшее α как у ^{235}U, так и у других делящихся нуклидов — в нижней части промежуточной области энергии, с ростом энергии нейтрона α убывает (рис. 7.1 и § 4.6, пп. 7—9). Однако в тепловой области (см. табл. 6.3) α меньше, чем в промежуточной. Наименьшие значения α наблюдаются в быстрой области, что используется в реакторах на быстрых нейтронах для повышения производства новых делящихся материалов.

2. *Накопление плутония.* В каждом акте деления нейтронов освобождается больше, чем требуется для поддержания цепной реакции. Поскольку наряду с делением неизбежно происходит радиационный захват нейтронов делящимися ядрами, то на возбуждение каждого следующего акта деления требуется в среднем не один, а $(1 + \alpha)$ нейтронов. Остальные нейтроны поглощаются в других веществах активной зоны реактора или рассеиваются за ее пределы. Доля ушедших из активной зоны нейтронов обычно мала, а наибольшая часть избежавших утечки поглощается в ^{238}U с превращением его в ^{239}Pu (3.57). Промежуточные продукты ^{239}U и ^{239}Np существенной роли не играют, поскольку имеют малые периоды полураспада. Равновесное число этих атомов в активной зоне реактора $N_н = Q/\lambda$ (3.10), где Q — скорость поглощения нейтронов в ^{238}U (3.8), а λ — константа радиоактивного распада. И если λ велико, то равновесное количество атомов соответственно мало. Накапливаются в реакторе только долгоживущие продукты нейтронных реакций.

Число нейтронов в ядре ^{239}Pu нечетно, и он является делящимся нуклидом. По мере работы ядерного реактора количество ^{239}Pu возрастает и соответственно растет его участие в поддержании цепной реакции. Но наряду с делением, подобно ^{235}U, ^{239}Pu поглощает нейтроны без деления с образованием ^{240}Pu. Последний содержит в ядре четное число нейтронов и делится только быстрыми нейтронами, а при радиационном захвате снова дает делящийся нуклид ^{241}Pu и т. д.

$$^{239}Pu + n \rightarrow {}^{240}Pu^* \begin{cases} \nearrow \text{осколки деления} \\ \searrow \gamma + {}^{240}Pu \xrightarrow[6580\ \text{лет}]{\alpha} \end{cases};$$

$$^{240}Pu + n \rightarrow {}^{241}Pu^* \rightarrow \gamma + {}^{241}Pu \xrightarrow[13\ \text{лет}]{\beta^-};$$

$$^{241}Pu + n \rightarrow {}^{242}Pu^* \begin{cases} \nearrow \text{осколки деления} \\ \searrow \gamma + {}^{242}Pu \xrightarrow[3{,}8 \cdot 10^5\ \text{лет}]{\alpha} \end{cases}.$$

Изотопы плутония вплоть до массового числа 242 имеют большие периоды полураспада и накапливаются в процессе работы реактора. Скорость накопления каждого из них, так же как и выгорания ^{235}U, зависит от нейтронного потока, соответствующих сечений и вкладов поглощений при тепловых и резонансных энергиях [24]. Картина накопления изотопов плутония и выгорания ^{235}U показана на рис. 7.2,

где по оси ординат отложено процентное содержание нуклидов в топливном материале, а по оси абсцисс — время работы реактора в диапазоне выгораний от нуля до ~4500 МВт · сут/т.

3. *Коэффициент воспроизводства.* Отношение числа вновь образовавшихся делящихся атомов к числу выгоревших делящихся атомов называется коэффициентом воспроизводства $K_в$. В реакторе на теп-

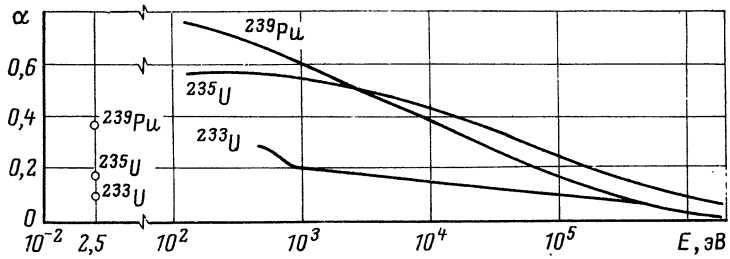


Рис. 7.1. Зависимость величины $\alpha=\sigma_\gamma/\sigma_f$ от энергии. Точки — значения α при стандартной тепловой энергии

ловых нейтронах эту величину можно выразить в терминах теории гл. 6. Поскольку каждое поглощение нейтрона в ^{238}U приводит к образованию атома ^{239}Pu, отношение чисел поглощенных тепловых нейтронов в ^{238}U и ^{235}U, т. е. $\Phi\Sigma_{a8}/[\Phi(\Sigma_{f5}+\Sigma_{\gamma 5})]=\Sigma_{a8}/\Sigma_{a5}$, и опре-

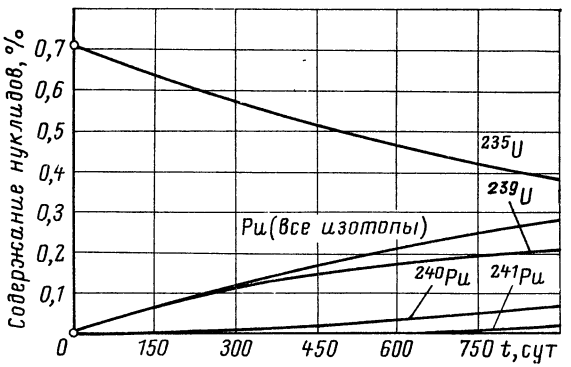


Рис. 7.2. Выгорание ^{235}U и накопление Pu

деляет $K_в$ в тепловой области. Однако каждое поглощение нейтрона в ^{235}U сопровождается освобождением η_5 новых нейтронов, которые умножаются в μ раз в быстрой области, и при замедлении (1 — φ) их часть поглощается также в ^{238}U с образованием ^{239}Pu. Таким образом, на один израсходованный в тепловой области атом ^{235}U в промежуточной области образуется еще $\eta_5\mu(1-\varphi)$ атомов ^{239}Pu. В результате

$$K_в=\frac{\Sigma_{a8}}{\Sigma_{a5}}+\eta_5\mu(1-\varphi). \qquad (7.3)$$

Выражение (7.3) записано без учета утечки нейтронов при замедлении до энергии резонансов захвата ^{238}U. Это не составляет большой погрешности, если иметь в виду реактор на тепловых нейтронах с природным или слабообогащенным ураном, где величина k_0 невелика и, следовательно, доля рассеиваемых активной зоной нейтронов обязательно мала. Кроме того, неявно предполагается, что реактор критичен, т. е. в случае модели реактора без отражателя (7.3) имеет смысл при выполнении условия (6.46).

Как следует из (7.3), коэффициент воспроизводства тем больше, чем меньше концентрация ^{235}U. Таким образом, в реакторе с естественным ураном $K_в$ больше, чем с обогащенным. Это понятно, так как реактор с обогащенным ураном имеет больший избыток реактивности, который должен подавляться за счет либо повышенной утечки, либо бесполезного поглощения нейтронов в дополнительном числе компенсирующих стержней управления. При этом доля нейтронов, поглощаемых ^{238}U, соответственно снижается. Кроме того, $K_в$ тем больше, чем меньше φ, естественно, при сохранении условия $k = 1$. Последнее, напротив, требует возможно большего φ, входящего в k_0 (6.7). Поэтому $K_в$ неоптимальной решетки со сниженным φ может быть несколько выше $K_в$ оптимальной, но такое повышение возможно только при запасе в величине k_0. Подстановка в (7.3) известных констант из табл. 4.4, 6.3, а также параметров оптимальных решеток графитового или тяжеловодного реактора с естественным ураном ($\mu = 1{,}03$; $\varphi = 0{,}9$) дает $K_в = 0{,}8$. Это означает, что при сгорании в реакторе на тепловых нейтронах 10 кг ^{235}U, из которых около 8,5 кг претерпевает деление и дает полезную энергию, попутно вырабатывается из ^{238}U 8 кг нового делящегося материала ^{239}Pu.

Выражение (7.3) представляет собой начальный коэффициент воспроизводства. По мере работы реактора и накопления плутония число поглощений нейтронов в ^{238}U уже не составляет чистую прибыль числа атомов ^{239}Pu, ибо последние также выгорают, поглощая нейтроны. Выгорание ^{239}Pu сопровождается накоплением новых порций ^{239}Pu, однако благодаря почти одинаковым величинам η у ^{235}U и ^{239}Pu (см. табл. 6.3) воспроизводство плутония при выгорании ^{235}U и ^{239}Pu примерно одинаково. Поскольку $K_в < 1$, то число атомов вторичного плутония, приходящееся на один выгоревший при образовании первичного плутония атом ^{235}U, снижается, следовательно, снижается и $K_в$ в целом, и тем сильнее, чем глубже выгорает топливо. В конце кампании учитывается накопление только делящихся изотопов плутония, т. е. ^{239}Pu и ^{241}Pu, и выгорание ^{235}U. В итоге $K_в$ оказывается меньше 0,8 в реакторах не естественном уране и 0,5—0,6 в реакторах с обогащенным ураном.

4. *Плутоний*-240. Уже при глубине выгорания примерно 3500 МВт · сут/т количество ^{240}Pu в составе плутония достигает 20%. и такой плутоний не представляет собой чистый делящийся материал, Правда, быстрыми нейтронами ^{240}Pu делится гораздо легче, чем ^{238}U или ^{232}Th. Порог деления ^{240}Pu около 0,2 МэВ, а начиная с $E = 1$ МэВ сечение деления ^{240}Pu даже выше σ_f ^{235}U. И если иметь в виду плутоний как топливо для реакторов на быстрых нейтронах, то его загрязнение

изотопом ^{240}Pu не является недостатком. Но такой плутоний оказывается неприменимым для военных целей. Присутствие в делящемся материале ^{240}Pu является причиной преждевременного теплового взрыва при достижении надкритического состояния в ядерном оружии.

Дело в том, что ^{240}Pu имеет малый в сравнении с другими тяжелыми нуклидами период полураспада по отношению к спонтанному делению, $T_д = 1{,}2 \cdot 10^{11}$ лет, что соответствует самопроизвольному делению без предварительного поглощения нейтрона 460 000 ядер в секунду в килограмме ^{240}Pu. Каждый акт деления сопровождается появлением 2,2 свободного нейтрона, т. е. в каждом килограмме ^{240}Pu в 1 с рождается около миллиона нейтронов. Кроме того, хотя в состоянии с $k < 1$ цепная самоподдерживающаяся реакция невозможна, при $k \neq 0$ число нейтронов, рождающихся от постороннего источника, обязательно умножается. Каждая порция нейтронов порождает затухающие цепи, нейтроны затухающих цепей при непрерывно работающем источнике суммируются с нейтронами вновь возникающих цепей, и полное число нейтронов в объеме вещества с $k \neq 0$ оказывается в $1/(1 - k)$ раз больше, чем оно было бы в отсутствие размножения при том же источнике. Это явление наблюдается и в отсутствие ^{240}Pu, поскольку все тяжелые нуклиды делятся самопроизвольно, однако число нейтронов спонтанного деления других ядер ничтожно мало (см. табл. 3.2). Полное число нейтронов в любой момент времени в надкритическом состоянии, а значит, и число делений зависят как от избытка k над единицей, так и от начального числа нейтронов n_0 (6.3). Наибольшая часть делящегося материала успевает прореагировать до его разбрасывания силой теплового взрыва, если возможно большее число начальных нейтронов появляется *после* достижения максимума k. При соединении подкритичных частей ядерного оружия k меняется непрерывно от $k < 1$ до своего максимального значения, а присутствие некоторого избыточного количества ^{240}Pu сопровождает возрастание k столь быстрым размножением нейтронов, что тепловой взрыв наступает прежде достижения максимума k. При этом доля прореагировавшего делящегося материала и сила взрыва снижаются.

В реакторах атомных электростанций плутоний вырабатывается при глубоких выгораниях, содержит относительно много ^{240}Pu и пригоден только для использования в мирных целях как топливо реакторов атомных электростанций. Малые глубины выгорания обеспечивают низкий процент содержания ^{240}Pu в плутонии, но зато стоимость электроэнергии, вырабатываемой на такой установке, возрастает за счет частой замены топлива. Помимо этого, доля ^{240}Pu увеличивается при повышении температуры активной зоны реактора, так как при этом возрастает температура тепловых нейтронов (4.43), а величина α ^{239}Pu растет при приближении энергии нейтронов к энергии первого резонанса ^{239}Pu при 0,3 эВ. Низкая температура активной зоны реактора-накопителя приводит к низкому КПД энергетической установки. Таким образом, условия работы реакторов для мирных и военных целей оказываются различными. Тем не менее на современных установках, вырабатывающих кондиционный плутоний для военных целей, считается целесообразным получать некоторое количество элек-

троэнергии, поскольку это понижает стоимость получаемого плутония.

5. *Временное увеличение* k_0. Сечение поглощения тепловых нейтронов ^{239}Pu в 1,5 раза превышает то же сечение ^{235}U. Поэтому даже при $K_в = 0{,}8$ накопление плутония сопровождается повышением поглощения нейтронов делящимися ядрами по сравнению с поглощением в ^{238}U. Поскольку η_9 не меньше, чем η_5 (см. табл. 6.3), то это означает повышение числа вторичных нейтронов η (6.12) и (6.13), приходящихся на один поглощенный топливным материалом нейтрон. Ситуация напоминает повышение роли делящегося ^{235}U в природном уране при замедлении нейтронов до тепловой энергии, где сечение поглощения нейтронов ^{235}U много больше, чем ^{238}U. Замена части ^{235}U на ^{239}Pu еще более повышает эффективность делящихся нуклидов в поглощении нейтронов. Помимо увеличения η также несколько возрастает θ, поскольку сечение поглощения топливного материала в целом также возрастает при увеличении сечения одной из его составляющих. В итоге накопление плутония сопровождается возрастанием k_0 и появлением в реакторе избыточной реактивности. С течением времени работы реактора и выгоранием делящихся ядер эта избыточная реактивность исчезает. Однако активная зона может быть сконструирована так, что время проявления этой избыточной реактивности окажется таким же, как и срок службы тепловыделяющих элементов из металлического природного урана. Такому реактору потребуется минимальный начальный запас реактивности, и фактически всю кампанию он сможет проработать за счет эффекта временного увеличения реактивности.

6. *Расширенное воспроизводство*. Если $K_в > 1$, то воспроизводство ядерного топлива называется расширенным, и ему присуще новое качество. Природный уран содержит всего 0,7% делящегося ^{235}U, из которых только около половины используется в реакторах на тепловых нейтронах. Значит, почти весь добываемый для энергетических целей уран идет в отвал. Правда, часть ^{238}U перерабатывается в ^{239}Pu, который может быть выделен из урана средствами химии. Однако, очевидно, что если $K_в < 1$, то количество ^{238}U, которое может быть переработано в ^{239}Pu, всегда оказывается малым и сравнимым с количеством ^{235}U. Если даже считать, что $K_в = 0{,}8$, и пренебречь возможными потерями ^{239}Pu при его извлечении из урана, то после сжигания единицы имеющегося ^{235}U получается 0,8 единицы ^{239}Pu, после сжигания которого получается еще $0{,}8 \cdot 0{,}8 = 0{,}64$ единицы ^{239}Pu и т. д., что по завершении прогрессии составит $1/(1 - 0{,}8) = 5$ единиц. Другими словами, при многократном пропуске через реактор урана с дообогащением его плутонием помимо 0,7% урана в виде ^{235}U можно еще сжечь в лучшем случае $4 \cdot 0{,}7 = 2{,}8\%$ ^{238}U. Но если осуществить расширенное воспроизводство с $K_в > 1$, то указанная прогрессия оказывается расходящейся, и, начав с ^{235}U, можно переработать в продукты деления с освобождением соответствующей энергии как весь ^{238}U, так и второй сырьевой продукт ^{232}Th. Поэтому выгода расширенного воспроизводства очевидна.

Однако расширенное воспроизводство в реакторах на тепловых нейтронах с ^{235}U или ^{239}Pu в качестве топлива оказывается невозмож-

ным вследствие большой доли радиационных захватов нейтронов ядрами этих нуклидов. В конце концов возможности воспроизводства определяются избытком нейтронов деления, остающихся после затраты нужного их числа на поддержание цепной реакции. Поскольку с процессом деления конкурирует радиационный захват, то на возбуждение каждого следующего акта деления требуется $(1 + \alpha)$ нейтронов из числа ν (см. табл. 3.4), освободившихся в предшествующем делении. Тот же факт можно учесть, считая, что радиационного захвата нет, но в одном акте деления освобождается η (6.10) нейтронов. При этом на поддержание цепной реакции идет один нейтрон, а избыток составляет $\eta - 1$. Этот избыток растрачивается на утечки, захват в замедлителе, других посторонних материалах и, наконец, в ^{238}U. В предположении, что утечки и прочие потери как угодно малы, $\eta - 1$ составляет предельное значение коэффициента воспроизводства. Данные табл. 6.2 говорят о том, что ^{235}U и ^{239}Pu не могут дать расширенное воспроизводство на тепловых нейтронах, так как из $\eta - 1$ избыточных нейтронов 0,2—0,25 нейтрона составляют указанные непроизводительные потери. Но если топливом в реакторе на тепловых нейтронах является ^{233}U, то расширенное воспроизводство возможно. Бесполезный радиационный захват нейтронов ядрами ^{233}U достаточно мал, и при минимуме непроизводительных потерь $K_в$ может быть несколько больше единицы.

Значительно больше единицы коэффициент воспроизводства может быть только в реакторе на быстрых нейтронах. Если в активной зоне реактора нет замедлителя, то нейтроны поглощаются прежде, чем успеют существенно снизить свою энергию при столкновениях с ядрами. Для быстрых нейтронов фактор α (см. рис. 8.1) у всех делящихся нуклидов меньше, чем в тепловой области, в связи с чем η в быстрой области возрастает, приближаясь к ν, и избыток нейтронов $\eta - 1$ становится много больше единицы. Число нейтронов, теряемых вследствие утечки и при поглощении в посторонних материалах, не больше, чем в реакторе на тепловых нейтронах. Следовательно, возрастание избытка нейтронов $\eta - 1$ увеличивает коэффициент воспроизводства. *Снижение доли радиационного захвата у делящихся ядер* составляет главную причину повышения коэффициента воспроизводства в реакторе на быстрых нейтронах. Другие причины способствуют еще большему росту коэффициента воспроизводства. В § 6.6 указано, что число освободившихся при делении ^{235}U быстрых нейтронов вследствие деления ^{238}U увеличивается на 28% в предельном случае среды, состоящей из ^{238}U. Реакторы на быстрых нейтронах не содержат замедлителя, и доли атомов ^{238}U в их объемах оказываются большими. В результате число делений ядер ^{238}U может составлять около четверти всех делений в реакторе. Это, во-первых, означает, что четверть мощности реактора обязана выгоранию неделящегося материала, что само по себе выгодно, а, во-вторых, деление ^{238}U умножает число нейтронов, рождающихся при делении ^{235}U или ^{239}Pu, и увеличивает воспроизводство. Наконец, отсутствие замедлителя снижает долю посторонних поглощений нейтронов в реакторе на быстрых нейтронах, а значит, еще несколько увеличивает $K_в$ в сравнении с $K_в$ реактора на тепловых нейтронах.

7. *Реактор на быстрых нейтронах.* Без замедления нейтронов получение цепной самоподдерживающейся реакции возможно только с обогащенным ураном (§ 6.1, п. 8) Поскольку реактор на быстрых нейтронах по своему назначению является энергетическим, то из активной зоны реактора должно отводиться возможно больше тепла. Эффективный теплоотвод требует развитой поверхности тепловыделяющих элементов и значительной доли объема, занятой веществом-теплоносителем. Поверхность стерженьковых твэлов тем больше, чем меньше их диаметр, а снижение диаметра сопровождается увеличением доли материала оболочек, слой которого, обеспечивающий герметичность твэлов, имеет некоторую фиксированную толщину. В состав топлива помимо урана и плутония также могут включаться другие вещества, обеспечивающие повышенную стойкость твэлов при накоплении продуктов деления. В результате цепная реакция в реакторе на быстрых нейтронах оказывается возможной при содержании делящегося нуклида в уране примерно 20—25%. Несмотря на высокую концентрацию делящихся атомов, из-за малых сечений поглощения критические массы реакторов на быстрых нейтронах велики и исчисляются сотнями килограммов в пересчете на чистый делящийся материал. Все это вместе с особенностями конструкции и отвода тепла (§ 8.1, п. 1) приводит к капитальным затратам на киловатт установленной мощности в 2—3 раза большим, чем у реакторов на тепловых нейтронах, и соответственно к неконкурентоспособности в производстве электроэнергии. Однако несравнимым преимуществом реактора на быстрых нейтронах является расширенное воспроизводство ядерного топлива. Поэтому совершенствование этих реакторов продолжается.

При большой утечке нейтронов из активной зоны сравнительно небольшого объема расширенное воспроизводство оказывается возможным при применении отражателей из воспроизводящего материала, например природного или отвального урана. Такой отражатель (экран) часть рассеиваемых нейтронов возвращает в активную зону, а остальные поглощает с образованием плутония и называется зоной воспроизводства. В зонах воспроизводства накапливается большое количество плутония, тогда как $K_в$ активных зон из-за высокой концентрации делящегося материала обычно ниже единицы. Если первичным делящимся материалом является плутоний, имеющий наибольшее ν (см. табл. 3.4), то коэффициент воспроизводства промышленной установки может составлять 1,5 и даже выше. В эксперименте с чисто плутониевой активной зоной и в предположении бесконечно протяженного экрана из ^{238}U было получено значение $K_в = 2{,}5$, которое следует рассматривать как реальное предельное значение коэффициента воспроизводства реактора на быстрых нейтронах.

Величина $K_в$ зависит от жесткости нейтронного спектра в реакторе, поскольку α тем меньше и η тем ближе к ν, чем выше энергия поглощаемых делящимися ядрами нейтронов. Энергетический спектр нейтронов в реакторе на быстрых нейтронах не совпадает со спектром деления вследствие некоторого замедления нейтронов даже в отсутствие веществ-замедлителей. Быстрые нейтроны эффективно замедляются тяжелыми ядрами при неупругом рассеянии (§ 4.6, п. 1,7), и

прежде всего ядрами ^{238}U, имеющими наибольшее абсолютное значение сечения $\sigma_{n'}$ (см. рис. 4.14). Кроме того, на нейтронный спектр влияет и упругое замедление. Если материал тепловыделяющих элементов представляет собой двуокись (UO_2) или монокарбид (UC) урана и плутония, то присутствие в активной зоне легких атомов также способствует замедлению нейтронов. Теплоносителем в реакторах на быстрых нейтронах обычно является натрий, вообще говоря, слабо замедляющий нейтроны благодаря не очень малой атомной массе ($A = 23$). Тем не менее замедление за счет упругого рассеяния на ядрах натрия влияет на нейтронный спектр. Таким образом, спектр нейтронов в активной зоне тем жестче и тем выше $K_в$ реактора на быстрых нейтронах, чем меньше ^{238}U, натрия и возможных других, прежде всего легких веществ включает активная зона. Если максимум спектра нейтронов деления соответствует энергии около 1 МэВ, то максимумы нейтронных спектров в реакторах на быстрых нейтронах смещаются в область 0,1—0,5 МэВ.

8. *Экономический аспект.* Стоимость основного оборудования атомной электростанции (АЭС) по крайней мере в полтора раза выше стоимости оборудования тепловой электростанции (ТЭС), работающей на органическом топливе. Зато в реакторах АЭС используется ядерное топливо, при сжигании которого выделяется энергии в $2{,}5 \cdot 10^6$ раз больше, чем при сжигании той же массы высококачественного угля. Как раз топливная составляющая расходов на производство электроэнергии должна создавать преимущество АЭС перед ТЭС. Тем не менее это преимущество ядерного топлива в значительной мере теряется из-за дороговизны добычи, очистки и подготовки урана к использованию в ядерных реакторах. Стоимость топлива еще более возрастает при его обогащении делящимся нуклидом. Однако с развитием отраслей промышленности, обслуживающих ядерную энергетику, совершенствованием технологии производства необходимых материалов и оборудования и накоплением опыта затраты как на основное оборудование, так и на подготовку топлива снижаются.

Эта тенденция привела к тому, что к концу 60-х годов АЭС с реакторами на тепловых нейтронах стали экономически выгодными. В настоящее время себестоимость электроэнергии, вырабатываемой на АЭС, в полтора раза, а топливная составляющая себестоимости в 10 раз ниже соответствующих показателей ТЭС, в связи с чем АЭС быстро внедряются в электроэнергетику. Правда, конкурентоспособности АЭС в значительной мере способствовал так называемый энергетический кризис. И хотя современное повышение цен пока не связано с собственно нехваткой органического топлива, а порождено рыночной конъюнктурой, эксплуатирующей установившийся международный правопорядок, тем не менее ресурсы органических топлив не безграничны, а запасы нефти могут быть существенно истощены в течение ближайшего столетия. Следовательно, ядерные источники энергии должны прийти на смену прежде всего нефти и позволить сохранить ее как химическое сырье и важный источник топлива для двигателей внутреннего сгорания.

К сожалению, реакторы на тепловых нейтронах неэффективно используют природный уран, сжигая менее половины процента добываемого топлива. Это тем более плохо, что уран не образует богатых месторождений. Хотя уран не принадлежит к числу редких химических элементов, его основное природное химическое соединение U_3O_8 достаточно хорошо переносится водой. В результате уран приходится добывать в месторождениях, содержащих доли процента U_3O_8, т. е. несколько килограммов в тонне посторонней породы, и вымывать его дорогостоящими веществами. Более того, такого сравнительно дешевого урана не хватит до конца этого века и уран придется добывать из руд, содержащих сотые доли процента U_3O_8. При этом цена на уран возрастет примерно в 4 раза и экономические показатели АЭС на тепловых нейтронах ухудшатся.

Поэтому понятен интерес к реакторам на быстрых нейтронах. Ведь в таких реакторах при многократном использовании с дообогащением плутонием можно сжечь весь добываемый уран. Значит, топливная база таких реакторов намного шире, а добыча природного урана для них должна быть необычайно малой. На ближайшие десятилетия эти реакторы могли бы быть обеспечены уже накопившимся отвальным ураном реакторов на тепловых нейтронах. В связи с этим в 60-е годы считалось, что будущая электроэнергетика должна строиться только на реакторах на быстрых нейтронах, которые должны вытеснить не только электростанции, сжигающие органическое топливо, но и АЭС с реакторами на тепловых нейтронах.

Правда, чтобы выполнить такую задачу, реакторы на быстрых нейтронах должны иметь малое время удвоения T_2 — важную физическую характеристику, порождаемую экономическими соображениями. Дело в том, что для реакторов на быстрых нейтронах топлива в природе нет, они должны его нарабатывать сами для себя. Следовательно, умножение мощностей в электроэнергетике может идти с необходимой скоростью, если будет обеспечено соответствующее воспроизводство плутония. Причем плутоний мало произвести, его еще нужно выделить из урана, изготовить новые твэлы, загрузить ими старый и пустить на избытке твэлов новый реактор. Время T_2 — это время превращения одного работающего реактора на быстрых нейтронах в два таких работающих реактора. И это T_2 должно быть меньше времени удвоения мощностей развивающейся электроэнергетики индустриального общества. На протяжении XX в. удвоение потребления энергии наблюдалось каждые 15 лет, а электроэнергии — каждые 10 лет. Ясно, что если речь идет о вытеснении старых установок, время удвоения реакторов на быстрых нейтронах должно быть меньше 10 лет.

9. *Время удвоения.* Накопление продуктов деления в топливном материале делает ограниченным срок пребывания делящегося материала в реакторе. По завершении кампании топливо изымается из активной зоны реактора и направляется на переработку. Химическими средствами из топливного материала удаляются продукты деления, отделяется плутоний и изготовляются новые тепловыделяющие элементы. Время переработки оказывается большим, продолжающимся многие месяцы, прежде всего из-за высокой начальной радиоактивно-

сти продуктов деления в отработавших в реакторе твэлах. Радиолиз молекул воды и других химических реагентов, употребляемых при очистке топлива, сопровождается образованием в растворах посторонних веществ, препятствующих разделению химических элементов. Поэтому надлежащая очистка топливного материала может быть выполнена только после длительного выдерживания твэлов в специалиных хранилищах в ожидании снижения радиоактивности до допустимого уровня (расхолаживание твэлов). Таким образом, топливо реакторов на быстрых нейтронах претерпевает цикл обращения, характеризующийся временем пребывания в реакторе $T_р$ и временем переработки $T_п$. По завершении цикла число твэлов возрастает, однако собственно увеличение плутония происходит только в течение времени $T_р$. Если имеющееся в данный момент полное количество плутония есть G_0, то отношение его количества G, находящегося в активных зонах реакторов, к G_0 равно

$$\frac{G}{G_0} = \frac{T_р}{T_р + T_п}. \tag{7.4}$$

Скорость возрастания количества плутония тем больше, чем быстрее сгорает имеющийся плутоний и чем больше превышение коэффициента воспроизводства над единицей. Если в течение кампании во всех имеющихся реакторах сгорает ΔG плутония, то накапливается $K_в\,\Delta G$ нового плутония, а чистая прибыль составляет $(K_в - 1)\Delta G$. При продолжительности кампании $T_р$ прибыль в единицу времени есть $K_в - 1)\,\Delta G/T_р$, откуда период нарастания количества плутония

$$\tau = \frac{G_0}{(K_в - 1)\dfrac{\Delta G}{T_р}}. \tag{7.5}$$

Увеличение во времени количества плутония есть увеличение числа работающих реакторов и, естественно, вырабатываемой электроэнергии. Поэтому число реакторов N возрастает со временем как

$$N(t) = N_0 \exp\left(\frac{t}{\tau}\right) = N_0 \cdot 2^{\frac{t}{T_2}}, \tag{7.6}$$

где T_2 — время удвоения, связанное с периодом τ соотношением (3.7). При этом, конечно, предполагается, что емкость производства для переработки твэлов не ограничена и всегда имеется необходимое количество подготовленных к пуску реакторов на быстрых нейтронах, ожидающих поступления топлива, так что топливо никогда не пребывает за пределами цикла, т. е. его время обращения не более $T_р + T_п$.

Формула (7.5) относится к случаю непрерывной циркуляции топлива через реакторы и перерабатывающие заводы, т.е. когда топливо малыми порциями идет на переработку и поступает в реакторы. На самом деле топливо выгружается партиями, а новый реактор пустить нельзя, пока не накопится количество плутония, составляющее его критическую массу. Правда, если реакторов уже много, то циркуляция топлива близка к непрерывной. Однако в активных зонах и зонах вос-

производства топливо выдерживается разные сроки. Наряду с этим часть зоны воспроизводства, которая расположена непосредственно над и под активной зоной, выгружается совместно с активной зоной, поскольку сырьевые блоки в торцевых частях зоны воспроизводства соединены конструкционно с твэлами активной зоны. В итоге формула для τ или T_2 оказывается более сложной, однако выражение (7.5) позволяет выяснить основные тенденции изменения T_2 в функции содержащихся в (7.5) параметров.

Очевидно, что T_2 обратно пропорционально $(K_в - 1)$ и скорости сгорания имеющегося плутония $\Delta G/T_р$. Однако чем выше скорость сгорания, тем больше удельное энерговыделение в активных зонах Q. Повышение энерговыделения требует более эффективного теплоотвода, что сопровождается дополнительным разбавлением активной зоны теплоносителем и материалом оболочек вследствие снижения диаметра твэла во избежание его перегрева выше допустимой для данного материала температуры. Такие изменения в составе активной зоны сопровождаются более эффективным замедлением нейтронов, а значит, возрастанием α и снижением $K_в$, т.е. повышением T_2. Помимо этого разбавление активной зоны теплоносителем и конструкционным материалом требует излишнего обогащения топливного материала делящимся нуклидом для поддержания критического состояния. Это обогащение возрастает еще больше, когда стремятся сохранить полную мощность данной энергетической единицы, которая не может непрерывно изменяться с изменением физических параметров активной зоны. При повышении энерговыделения в единице объема активной зоны Q сохранение полной мощности означает снижение объема активной зоны. Из меньшего объема сильнее рассеиваются нейтроны, для компенсации чего необходимо указанное дополнительное обогащение.

Поскольку существует предел по накоплению продуктов деления в единице объема материала топлива, при получении с повышенным обогащением той же, а тем более повышенной мощности с единицы массы делящегося материала предельное количество продуктов деления накапливается быстрее, чем в топливе с меньшим содержанием плутония. Это означает сокращение времени кампании $T_р$, а при условии связи (7.4) снижение $T_р$ вызывает сокращение количества плутония G, находящегося в активных зонах реакторов, т.е. снижение скорости накопления нового плутония и повышение T_2. Таким образом, существуют противоположные влияния на T_2 при возрастании скорости сжигания плутония. В итоге T_2 имеет минимум, который существенным образом зависит от времени $T_п$. Чем меньше время переработки твэлов, тем больше G (7.4) и тем меньше T_2. Следовательно, время удвоения T_2 определяется особенностями не только самих реакторов на быстрых нейтронах, но и всего топливного цикла в целом.

Величина $\Delta G/T_р$ при выражении ΔG в единицах освобождаемой при делении энергии представляет собой тепловую мощность всех реакторов, обязанную делению плутония. Кроме того, некоторая дополнительная мощность связана с делением ^{238}U. Отношение полной мощности к полному объему активных зон реакторов и представляет собой Q —

количество мегаватт мощности, снимаемой с кубического метра активной зоны. Очевидно, что чем больше Q, тем при заданной мощности энергетической единицы меньше объем реактора и ниже капитальные затраты при его постройке.

При определении экономичности энергетической установки определяющим фактором является стоимость вырабатываемой электроэнергии. Однако любые вариации параметров реактора на быстрых нейтронах в целях снижения стоимости электроэнергии целесообразны лишь в пределах, определяемых сохранением времени удвоения T_2 вблизи минимального значения.

10. *Перспективы развития.* Вопреки старым оценкам сделать реактор с $T_2 < 10$ лет, по крайней мере на окисном топливе UO_2 — PuO_2, невозможно из-за низкой теплопроводности окиси урана и соответственно низкой скорости сгорания топлива. Правда, если использовать монокарбид или мононитрид урана и плутония, позволяющие снимать с единицы длины твэла мощность в 3 раза большую, чем с единицы длины окисного твэла, можно получить время удвоения 10 лет и менее. Напротив темпы прироста установленных мощностей в связи с тем же энергетическим кризисом снижаются и в настоящее время составляют около 3% годового прироста, что соответствует времени удвоения примерно 25 лет. Наконец, не все энергетические потребности можно удовлетворить, используя только реакторы на быстрых нейтронах.

Хотя электроэнергия представляет собой наиболее удобный вид энергии, в настоящее время только около 20% топлива затрачивается на ее производство. И если заменять прежние источники энергии ядерными, то это нужно делать не только в электроэнергетике. Примерно две трети энергии используется в виде тепла, из которых 70% — низкотемпературное тепло для обогрева жилых и производственных помещений, и частично в виде пара низкой температуры для производственных нужд. Получать низкотемпературное тепло в реакторах на быстрых нейтронах невыгодно просто потому, что они намного дороже реакторов на тепловых нейтронах. Вырабатывать же тепло для современных химических и металлургических технологических процессов, требующих более 700 °С, в реакторе на быстрых нейтронах невозможно, поскольку конструкционными материалами высокотемпературных источников могут быть лишь керамические материалы, например графит, а это легкие вещества, замедляющие нейтроны.

Следовательно, реакторы на быстрых нейтронах должны развиваться параллельно с реакторами на тепловых нейтронах. В этом случае реакторы на быстрых нейтронах смогут снабжать реакторы на тепловых нейтронах плутонием и добыча природного урана будет намного сокращена.

Той же цели сокращения добычи естественного урана будут служить гибридные термоядерные реакторы, т.е. соединяющие синтез легких и деление тяжелых ядер. Камеры термоядерного синтеза рассеивают очень много нейтронов с большой энергией, и их окружают бланкетом из ^{238}U. В бланкете нейтроны вызывают какое-то число делений, что дает добавку к энергии термоядерной установки, а, кроме того,

при делении размножаются и затем поглощаются в ^{238}U с образованием ^{239}Pu. Для накопления плутония может быть использован и электроядерный метод, когда ускоренные до многих гигаэлектронвольт протоны порождают в мишенях из ^{238}U большое число нейтронов в разнообразных реакциях разрушения ядер, а нейтроны после поглощения в ^{238}U дают плутоний. Полученный в параллельных установках плутоний можно будет использовать в реакторах как на быстрых, так и на тепловых нейтронах.

Хотя важнейшей физической характеристикой реактора на быстрых нейтронах является коэффициент воспроизводства, скорость поставок вторичного топлива, конечно, играет первостепенную роль, в связи с чем малое значение T_2 необходимо в любом варианте развивающейся ядерной энергетики. При этом речь идет о времени удвоения T_2, имеющем прямой смысл лишь в приложении к развитию энергетики только с реакторами на быстрых нейтронах. В этом случае T_2 определяется физико-техническими особенностями этих реакторов и не зависит от модели развивающейся энергетики.

7.3. Отравление реактора

1. *Зашлаковывание.* Накопление продуктов деления сопровождается снижением η (6.13) в гетерогенной среде или θ (6.15) в гомогенной. Если известны усредненные по всем продуктам деления сечения поглощения тепловых нейтронов [24], то может быть найдено соответствующее уменьшение k_0. Массовые числа большинства ядер продуктов деления больше 100. Такие ядра при энергии возбуждения порядка энергии связи нейтрона имеют малые расстояния между ядерными энергетическими уровнями (§ 2.6, п.3), измеряемые десятками электронвольт, и первый резонанс при кинетической энергии нейтрона той же величины, а низко расположенные резонансы есть резонансы захвата (§ 4.6, п. 8). Следовательно, подобно ^{238}U продукты деления участвуют в поглощении и промежуточных нейтронов. Правда, благодаря очень малой концентрации атомов—продуктов деления в сравнении с концентрацией ^{238}U их влияние на вероятность φ незначительно [24]. Наибольший вклад в поглощение при резонансных энергиях продукты деления дают в реакторах на промежуточных нейтронах, где нейтроны поглощаются преимущественно до достижения тепловой области.

2. *Отравление ксеноном.* Некоторые продукты деления имеют первый резонанс вблизи или собственно в тепловой области и, следовательно, очень большие сечения поглощения тепловых нейтронов. Среди них наиболее важен ^{135}Xe, имеющий резонанс при энергии 0,084 эВ и сечение $3{,}15 \cdot 10^6$ б, усредненное по спектру Максвелла (4.44) при нормальной температуре. Необычно большое сечение ^{135}Xe даже при мизерной концентрации, которую имеют короткоживущие продукты деления, приводит к существенному поглощению нейтронов, а образование ^{135}Xe через промежуточный продукт деления ^{135}I порождает неустойчивость работы и появление большой отрицательной реак-

тивности после остановки реактора с большим потоком тепловых нейтронов.

Воздействие ^{135}Xe на реактивность называется отравлением, поскольку радиоактивный ^{135}Xe после прекращения цепной реакции исчезает.

3. *Предельная концентрация.* Ксенон-135 принадлежит следующей цепочке радиоактивных превращений продуктов деления:

$$^{135}Te \xrightarrow[<0{,}5\ мин]{\beta^-} {}^{135}I \xrightarrow[6{,}75\ ч]{\beta^-} {}^{135}Xe \xrightarrow[9{,}13\ ч]{\beta^-} {}^{135}Cs \xrightarrow[2{,}6\cdot 10^6\ лет]{\beta^-} {}^{135}Ba, \quad (7.7)$$

для членов которой указаны периоды полураспада. Массовое число 135 находится вблизи максимума выхода тяжелых продуктов (см. рис. 3.14), и поэтому выход указанной цепочки велик, он составляет $y = 6{,}34\%$. Вклад каждого продукта деления в поглощение нейтронов можно определить, если исходя из скорости его рождения и распада найти концентрацию атомов (§ 3.1, п. 6). Если Σ_f — макроскопическое сечение деления, то при потоке Φ скорость делений в единице объема вещества есть $\Phi\Sigma_f$, а скорость образования ^{135}Te при этом равна $y\Phi\Sigma_f$. Поскольку период полураспада ^{135}Te очень мал, то можно считать, что сразу образуется ^{135}I. При этом баланс чисел атомов ^{135}I, I, и ^{135}Xe, X в единице объема выражается уравнениями

$$\frac{dI}{dt} = y\Phi\Sigma_f - \lambda_i I; \quad (7.8)$$

$$\frac{dX}{dt} = \lambda_i I - \lambda_x X - \Phi\sigma_x X. \quad (7.9)$$

Первый член в правой части (7.8) представляет собой скорость рождения, а второй — скорость распада атомов ^{135}I (3.9). Хотя ^{135}Xe в небольшом количестве, $y_x = 0{,}24\%$, рождается непосредственно при делении, а выход ^{135}I $y_i = 6{,}1\%$, без большой погрешности можно считать, что все атомы ксенона появляются вследствие распада иода, образующегося с выходом $y = y_i + y_x$. В этом случае баланс атомов ксенона оказывается, как N_2 в (3.12) при λ_i и λ_x—константах распада иода и ксенона соответственно, но с той поправкой, что в работающем реакторе добавляется еще один член, описывающий исчезновение ^{135}Xe. Если σ_x—сечение поглощения тепловых нейтронов ^{135}Xe, то $\sigma_x X$ — его макроскопическое сечение (1.55), и третий член в (7.9) показывает скорость превращения ^{135}Xe в ^{136}Xe при поглощении нейтронов. Поскольку все вещества поглощают нейтроны, то, конечно, такой же член должен быть и в уравнении (7.8) для ^{135}I. Однако при тех потоках, которые характерны для реакторов на тепловых нейтронах, учет этого члена не дал бы никаких существенных изменений числа атомов ^{135}I в любой момент времени, поскольку сечение поглощения ^{135}I мало. Сечение же ^{135}Xe σ_x столь велико, что коэффициент при X в третьем члене (7.9) может быть даже больше, чем при втором члене, т. е. $\Phi\sigma_x >> \lambda_x$.

Если до начала работы реактора концентрации ^{135}I и ^{135}Xe были равны нулю, то решением (7.8) является (3.10) с $Q = y\Phi\Sigma_f$, а решение (7.9) есть

$$X(t) = \frac{y\Phi\Sigma_f}{\lambda_x + \Phi\sigma_x}\left[1 - \frac{\lambda_x + \Phi\sigma_x}{\lambda_x + \Phi\sigma_x - \lambda_i}\exp(-\lambda_i t) + \right.$$
$$\left. + \frac{\lambda_i}{\lambda_x + \Phi\sigma_x - \lambda_i}\exp(-(\lambda_x + \Phi\sigma_x)t)\right]. \qquad (7.10)$$

Выражение

$$X_н = \frac{y\Phi\Sigma_f}{\lambda_x + \Phi\sigma_x} \qquad (7.11)$$

представляет собой концентрацию насыщения, достигаемую при длительной работе реактора, порядка нескольких периодов полураспада ^{135}Xe, с постоянной мощностью. Как и во всех других случаях (3.10), концентрация насыщения представляет собой отношение скорости накопления радиоактивных атомов к скорости распадов в единицу времени, только в работающем реакторе помимо естественного распада еще происходит выгорание ксенона под действием нейтронов, и, таким образом, каналов исчезновения ксенона становится два, что и выражается суммой двух членов в знаменателе (7.11). Причем эффективность стока ксенона по второму каналу зависит от потока Ф, от которого зависит и мощность источника $y\Phi\Sigma_f$. Последнее обстоятельство является причиной существования предельной концентрации $X_п$ в работающем реакторе. Хотя с возрастанием потока Ф скорость образования ^{135}Xe растет пропорционально Ф, концентрация ^{135}Xe при как угодно большом потоке не может быть больше

$$X_п = \frac{y\Sigma_f}{\sigma x}. \qquad (7.12)$$

Это соответствует случаю $\Phi\sigma_x \gg \lambda_x$, который вполне реален в реакторе на тепловых нейтронах. В самом деле, уже при потоке $\Phi = 10^{18}$ (м^2 · с)$^{-1}$ произведение $\Phi\sigma_x = 10^{18}$ (м^2 · с)$^{-1}$ · 3,15 · 10^6 б × × 10^{-28} м^2/б = 31,5 · 10^{-5} с$^{-1}$ (1.45), тогда как $\lambda_x = \ln 2/T = \ln 2/(9{,}13 \cdot 3600) = 2{,}11 \cdot 10^{-5}$ с$^{-1}$ (3.7). Потоки же нейтронов в реакторах на тепловых нейтронах как раз и лежат в диапазоне 10^{17}—10^{18} (м^2 · с)$^{-1}$. При этом существенно, что приближение концентрации ксенона к своему предельному значению (7.12) не сопровождается тем же явлением у его предшественника ^{135}I. Сечение поглощения ^{135}I мало, и при реальных значениях потока Ф его концентрация насыщения $I_н = y\Phi\Sigma_f/\lambda_i$ не содержит второго члена в знаменателе, так как $\Phi\sigma_i \ll \lambda_i$, а значит, возрастает всегда пропорционально Ф. В результате в случае приближения концентрации ^{135}Xe к предельному значению (7.12) в реакторе накапливается непропорционально большое количество ^{135}I в сравнении с ^{135}Xe.

4. *Отравление работающего реактора.* Поскольку ^{135}Xe рождается при делении урана, он всегда равномерно перемешан с ураном, и доля нейтронов, поглощаемых ^{135}Xe, равна

$$P = \frac{\Sigma_x}{\Sigma_{aU}} = \frac{X\sigma_x}{\Sigma_{aU}}. \qquad (7.13)$$

Физическая величина P, как и само явление, называется отравлением. Для работающего реактора равновесное отравление находится после подстановки (7.11) в (7.13), а для реактора с большим потоком тепловых нейтронов ($\Phi \gtrsim 10^{18}$ (м^2 · с)$^{-1}$) предельное отравление равно

$$P_{\text{п}} = y \frac{\Sigma_f}{\Sigma_{a\text{U}}} . \qquad (7.14)$$

Реакторы с большим потоком тепловых нейтронов — это реакторы с сильнообогащенным ураном. Если считать топливом чистый ^{235}U, то $\Sigma_{a\text{U}} = \Sigma_{a5}$ и

$$P_{\text{п}} = y \frac{\sigma_{f5}}{\sigma_{a5}} = 0{,}0634 \frac{583{,}5}{680{,}9} = 0{,}054. \qquad (7.15)$$

Потоки около 10^{18} (м^2 · с)$^{-1}$ реальны и для реакторов с природным ураном и тяжеловодным замедлителем. Если уран природный, то предельное отравление при начальной концентрации ^{235}U равно (см. табл. 4.4).

$$P_{\text{п}} = y \frac{\Sigma_{f\text{U}}}{\Sigma_{a\text{U}}} = 0{,}0634 \frac{4{,}17}{7{,}55} = 0{,}035. \qquad (7.16)$$

Отравление выражает долю поглощений нейтронов ^{135}Xe относительно поглощения ураном. Вместе с тем отравление есть примерно отрицательная реактивность реактора ρ_x, обязанная появлению ^{135}Xe. По определению реактивности (6.95)

$$\rho_x = \frac{k_x - k}{k_x} , \qquad (7.17)$$

где k_x — коэффициент размножения нейтронов в отравленном ксеноном реакторе, а $k = 1$ — коэффициент размножения критического реактора до появления ^{135}Xe. Воспользовавшись аналитическим выражением k в критическом реакторе без отражателя (6.16), можно получить ρ_x в явном виде. Ксенон поглощает только тепловые нейтроны и влияет на величины, выражаемые через тепловые сечения θ, η, L^2. Если пренебречь изменением утечек тепловых нейтронов после появления ^{135}Xe, т.е. считать L^2 неизменным, то (7.17) примет вид

$$\rho_x = \frac{(\theta\eta)_x - (\theta\eta)}{(\theta\eta)_x} . \qquad (7.18)$$

В гомогенном реакторе появление продуктов деления учитывается фактором $\theta_{\text{гом}}$ (6.15), в котором $q_{\text{д}}$ и есть отравление (7.13), если кроме ^{135}Xe другие продукты деления не учитываются. Если же и другие продукты деления существенны, то из $q_{\text{д}}$ всегда может быть выделено слагаемое q_x, относящееся только к ^{135}Xe и равное P. В любом случае

$$\rho_x = \frac{\theta_x - \theta}{\theta_x} = -P\theta, \qquad (7.19)$$

где θ есть (6.14), а θ_x — (6.15). В гетерогенном реакторе влияние ^{135}Xe на реактивность учитывается через $\eta_{гет}$ (6.13), однако при этом меняется и $\theta_{гет}$ как за счет увеличения макроскопического сечения поглощения вещества уранового блока, так и вследствие еще большего относительного снижения потока тепловых нейтронов в блоке (см. рис. 6.4). Если пренебречь изменением потока, то ρ_x согласно (7.18) опять равно $-P\theta_{гет}$, где $\theta_{гет}$, как и в случае (7.19), — коэффициент использования тепловых нейтронов неотравленного реактора. Учет изменения потока дает добавку к абсолютному значению $P\theta_{гет}$, равную $d\theta_{гет}/\theta_{гет}$, где $d\theta_{гет}$ — приращение $\theta_{гет}$ в первом приближении только за счет изменения потока, т.е. при неизменных сечениях. Поскольку θ мало отличается от единицы ($\theta = 0{,}8 \div 0{,}9$), отравление есть примерно отрицательная реактивность, вносимая ^{135}Xe в реактор. Ее значение, особенно предельное, достаточно велико (7.15), (7.16), и система управления реактора должна иметь необходимый запас реактивности, чтобы подавить отрицательную реактивность, порождаемую ^{135}Xe.

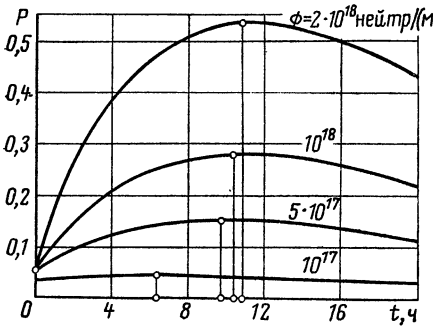


Рис. 7.3. Отравление реактора после остановки

5. *Ксеноновая яма.* В отсутствие выгорания концентрация насыщения ^{135}Xe определялась бы радиоактивным равновесием с ^{135}I. Это равновесие нарушается в нейтронном потоке, где ^{135}Xe имеет предельную концентрацию (7.12), а накопление ^{135}I не ограничено. Зато после остановки реактора и обращения потока в нуль необходимое равновесие между количествами атомов ^{135}I и ^{135}Xe восстанавливается. При этом концентрация ^{135}I сразу же снижается, а концентрация ^{135}Xe некоторое время возрастает. Если I_0 и X_0 — концентрации ^{135}I и ^{135}Xe в момент остановки реактора, то в дальнейшем число атомов иода меняется со временем по закону (3.2), а ксенона — в соответствии с (3.13) при $N_{20} = X_0$, $N_{10} = I_0$, $\lambda_1 = \lambda_i$ и $\lambda_2 = \lambda_x$. Если X_0 пренебрежимо мало в сравнении с I_0, то поведение $X(t)$ оказывается аналогичным y_2'' на рис. 3.3 с достижением максимума концентрации через время $t_м = [\ln(\lambda_i/\lambda_x)]/(\lambda_i - \lambda_x) = 11{,}3$ ч. Это время снижается при сближении I_0 и X_0 и при потоке нейтронов в работающем реакторе 10^{18} (м^2 · с)$^{-1}$ составляет 10,5 ч.

Возрастание концентрации ^{135}Xe сопровождается увеличением отравления. Абсолютное значение максимума отравления зависит от соотношения I_0 и X_0, т.е. от потока в работающем реакторе (рис. 7.3). При потоках $\Phi \gtrsim 10^{17}$ (м^2 · с)$^{-1}$ предельная концентрация ^{135}Xe не достигается и после остановки реактора возрастания отравления не наблюдается. Но уже при $\Phi = 10^{18}$ (м^2 · с)$^{-1}$ отравление через 10,5 ч после остановки становится больше предельного в 5 раз. Не каждый реактор даже в начале кампании имеет запас реактивности $\Delta\rho = 5P_п =$

$= 0{,}27$, так что через некоторое время после остановки реактор не может быть пущен снова, пока ксеноновое отравление превосходит имеющийся запас реактивности. При еще больших потоках максимум отравления быстро растет и соответственно расширяется интервал времени, в течение которого реактор не способен начать работу. В течение этого времени, измеряемого десятками часов, реактор находится в ксеноновой (или иодной) яме. Из ксеноновой ямы реактор выходит сам собой после распада накопившегося ^{135}Xe. С началом работы отравленного реактора концентрация ^{135}Xe быстро снижается до равновесного значения (7.11) вследствие выгорания ксенона под действием нейтронов. Из-за сильного отравления реактора на тепловых нейтронах после остановки нейтронный поток 10^{18} (м^2 · с)$^{-1}$ составляет естественный предел потоков в таких реакторах. К счастью, при таком потоке скорость энерговыделения обычно оказывается слишком высокой, и ограничения по возможному перегреву активных зон реакторов не позволяют работать на нейтронных потоках, приближающихся к 10^{18} (м^2 · с)$^{-1}$.

6. *Неустойчивость реактора с большим потоком.* Нейтронный поток в реакторе с концентрацией ^{135}Xe, близкой к предельной, обладает положительной обратной связью по ксеноновой составляющей реактивности. Случайное увеличение потока снижает концентрацию ксенона, поскольку изменение выгорания сразу следует за изменением потока, тогда как накопление ^{135}Xe запаздывает из-за промежуточного продукта деления ^{135}I. Снижение концентрации ^{135}Xe приводит к освобождению части связанной им реактивности, и реактор сам по себе становится надкритичным, после чего следует прогрессирующее возрастание и потока, и положительной реактивности. Если появившуюся положительную реактивность подавить с помощью системы управления, тут же скажется избыточное накопление ^{135}I при повышенном потоке, сопровождающееся образованием лишнего ^{135}Xe. Увеличение скорости рождения ^{135}Xe породит отрицательную реактивность, и начнет развиваться прогрессирующее снижение и потока, и реактивности. Такой реактор даже со сбалансированными потоком и концентрацией ^{135}Xe все время готов к срыву в сторону увеличения или снижения потока и реактивности с периодом, зависящим от значения потока Φ и при $\Phi = 10^{18}$ (м^2 · с)$^{-1}$ составляющим примерно минуту. Правда, возрастание температуры среды, сопровождающее повышение нейтронного потока, задерживает развитие процесса за счет отрицательного температурного коэффициента реактивности (§ 7.4). В результате периоды самопроизвольного разгона или торможения цепной реакции возрастают в десятки раз. Тем не менее тепловой реактор с большим потоком из-за сильного отравления ^{135}Xe является неустойчивым в работе, если обладает малым отрицательным, а тем более положительным температурным коэффициентом реактивности.

7. *Ксеноновые волны.* В реакторах, размеры активных зон которых настолько больше критических, что реактор можно представить состоящим из нескольких критических реакторов, и с контролем только полной мощности, освобождающейся во всем объеме реактора, наблюдались местные перегревы активных зон, перемещавшиеся по объ-

ему реактора с периодом около 1 сут. Явление получило наименование ксеноновых волн, поскольку перегревы вызывались местным снижением концентрации ксенона. Большие реакторы с системой управляющих стержней, воздействующей сразу на весь объем реактора, оказываются неустойчивыми по отношению к перекосу нейтронного поля в объеме реактора. Если в какой-то части реактора произошло случайное повышение нейтронного потока, оно сопровождается повышением энерговыделения и снижением концентрации ^{135}Xe. Поскольку эта часть реактора может быть критическим реактором сама по себе, явления в ней развиваются вне связи с другими частями реактора. Однако возрастание мощности хотя бы в части реактора воспринимается системой управления как надкритичность всего реактора в целом.

Подавление начавшегося процесса возрастания нейтронного потока в одной части не прекращает его сразу, так как стимулирует снижение потока в других частях реактора и развитие в них противоположного процесса, поскольку предполагается, что система управления обеспечивает постоянный уровень мощности во всем объеме реактора. Это достигается ценой перекоса нейтронного поля с перегревом одной части реактора, где поток выше обычного, и недогревом другой, где поток ниже нормального. Повышенное выгорание ^{135}Xe в одной части одновременно сопровождается избыточным накоплением ^{135}I, впоследствии порождающего лишний ^{135}Xe и тенденцию к понижению потока, а снижение выгорания в другой части приводит к уменьшению источника ^{135}Xe и как следствие к возрастанию нейтронного потока. В результате примерно через сутки наблюдается перемещение зон перегрева и недогрева. Большую роль в распространении ксеноновых волн по объему большого реактора играет температурный коэффициент реактивности.

Для предотвращения появления ксеноновых волн в больших реакторах с высокими нейтронными потоками нужна правильно спроектированная система контроля и управления цепной реакцией. Поскольку перекос нейтронного поля может возникнуть только в столь большом объеме, что две или несколько его частей в отсутствие компенсирующих стержней сами представляли бы критические реакторы, контроль за мощностью должен быть независимым в каждой такой части, а соответствующие стержни управления должны приходить в движение независимо от стержней управления других частей.

8. *Отравление самарием.* Еще одним сильно поглощающим тепловые нейтроны продуктом деления является ^{149}Sm, рождающийся в следующей цепочке:

$$^{149}\mathrm{Nd} \xrightarrow[2\text{ч}]{\beta^-} {}^{149}\mathrm{Pm} \xrightarrow[51{,}3\text{ ч}]{\beta^-} {}^{149}\mathrm{Sm},\ \text{стабильный}. \qquad (7.20)$$

Выход цепочки $y = 1{,}13\%$, сечение ^{149}Sm в тепловой области $\sigma_S = 4{,}08 \cdot 10^4$ б. Период полураспада ^{149}Nd мал в сравнении с периодом ^{149}Pm, и можно считать, что подобно ^{135}Xe образование ^{149}Sm идет через один промежуточный продукт. Поэтому и накопление ^{149}Sm аналогично накоплению ^{135}Xe, но с тем отличием, что константа радио-

активного распада у ^{149}Sm равна нулю. Если S — концентрация атомов самария, то

$$S(t) = y\frac{\Sigma_f}{\sigma_S}\left[1 - \frac{\Phi\sigma_S}{\Phi\sigma_S - \lambda_P}\exp(-\lambda_P t) + \frac{\lambda_P}{\Phi\sigma_S - \lambda_P}\exp(-\Phi\sigma_S t)\right], \quad (7.21)$$

где $\lambda_P = 3{,}63 \cdot 10^{-6}$ с$^{-1}$ — константа распада ^{149}Pm. Концентрация насыщения ^{149}Sm $S_н = y\Sigma_f/\sigma_S$ всегда есть предельная концентрация (7.12), и отравление при насыщении всегда предельное (7.14). Предельное отравление не зависит от сечения поглотителя нейтронов, а только от выхода цепочки y. Следовательно, не только сильные поглотители, но и любые другие стабильные продукты деления в принципе могут вызвать отравление реактора, определяемое только выходами цепочки. Однако для этого требуется время, намного превышающее время кампании реактора. Период полунакопления предельного значения, по крайней мере при $\Phi\sigma_S \ll \lambda_P$, когда коэффициент при первой экспоненте в (7.21) примерно равен нулю, есть $T_S = \ln 2/\Phi\sigma_S$ (3.7). И только у такого сильного поглотителя нейтронов, как ^{149}Sm, этот период оказывается достаточно малым. При потоке $\Phi = 10^{17}$ (м^2 · с)$^{-1}$ $T_S = 20$ сут., и если считать, что для насыщения необходимо пять периодов, то при таком потоке ^{149}Sm достигает насыщения через 100 сут. Если $\Phi\sigma_S \gg \lambda_P$, накопление ^{149}Sm определяется описывающей накопление ^{149}Pm экспонентой $\exp(-\lambda_P t)$ (7.21), поскольку ^{149}Sm не может приобрести концентрацию насыщения до насыщения предшественника. Пять периодов полураспада ^{149}Pm составляют 11 сут, и при любом большом потоке Φ не быстрее чем за это время отравление ^{149}Sm приобретает предельное значение (7.14), которое при $y = 0{,}0113$ равно 0,0096 в случае чистого ^{235}U и 0,006 в случае природного урана в качестве топлива, что много меньше отравления ^{135}Xe.

После остановки реактора происходит возрастание отравления самарием за счет распада его предшественника ^{149}Pm, однако в отличие от ^{135}Xe это отравление в последующем не снижается, ибо ^{149}Sm не распадается. Концентрация атомов ^{149}Pm в работающем реакторе достигает насыщения прежде, чем ^{149}Sm и равна $y\Phi\Sigma_f/\lambda_P$. Все эти атомы через 11 сут превращаются в атомы ^{149}Sm, и полное отравление составляет

$$P_S = y\frac{\Sigma_f}{\Sigma_{aU}} + \frac{y\Phi\Sigma_f}{\lambda_P}\frac{\sigma_S}{\Sigma_{aU}} = y\frac{\Sigma_f}{\Sigma_{aU}}\left(1 + \frac{\Phi\sigma_S}{\lambda_P}\right). \quad (7.22)$$

При большом потоке $\Phi = 10^{18}$ (м^2 · с)$^{-1}$ отношение $\Phi\sigma_S/\lambda_P = 1{,}125$, и после распада всего ^{149}Pm отравление самарием примерно удваивается, достигая значения $P_S = 0{,}02$, которое сохраняется и после исчезновения ^{135}Xe. Однако реакторы с большими нейтронными потоками всегда имеют запас реактивности, достаточный для подавления отравления такого порядка.

7.4. Температурный коэффициент реактивности

1. *Температура активной зоны.* В стационарном режиме работы скорость энерговыделения равна скорости отвода тепла из активной зоны реактора. Скорость теплоотвода зависит от разности температур источника тепла и приемника тепла — окружающей среды. Следовательно, тепловая мощность реактора может быть тем выше, чем выше температура активной зоны. Но, что особенно важно, коэффициент полезного действия тепловой машины также возрастает при увеличении температуры источника тепла. Поэтому температуры активных зон энергетических ядерных реакторов должны быть возможно выше, и их реальные значения определяются только прочностью материалов, составляющих конструкции активных зон. Развитие цепной реакции возможно при любой температуре в отличие от процессов с тепловым возбуждением. Тем не менее абсолютное значение коэффициента размножения нейтронов зависит от температуры размножающей среды через вторичные эффекты. И, как правило, с повышением температуры реактивность размножающей среды снижается.

2. *Температурный коэффициент реактивности.* Приращение реактивности при повышении температуры среды на 1 К (или 1 °С) $d\rho/dT$ есть температурный коэффициент реактивности. Изменение реактивности с температурой порождается многими причинами, большинство которых определяется либо расширением тел при нагревании, либо изменением эффективных сечений взаимодействия нейтронов с ядрами атомов, движущихся с повышенными скоростями в нагретой среде. В соответствии с этим температурные коэффициенты разделяются на две группы: температурные коэффициенты плотности и ядерные температурные коэффициенты.

3. *Коэффициенты плотности.* Все вещества при нагревании расширяются, а значит, снижается их плотность. Снижение плотности есть убыль числа атомов в единице объема (1.2), т.е. макроскопических сечений (1.55). Утечка нейтронов из активных зон ядерных реакторов тем выше, чем больше характеристические длины, описывающие перемещение нейтронов при диффузии, L^2 (5.59) и τ (5.68). Каждая из этих величин дважды обратно пропорциональна макроскопическому сечению и, следовательно, возрастает при нагревании, что означает снижение w в (6.49) и реактивности. Таким образом, расширение тел при нагревании сопровождается увеличением утечки нейтронов и появлением отрицательного температурного эффекта. Исходя из известных линейных или объемных коэффициентов расширения можно рассчитать соответствующий коэффициент реактивности [24, 26]. Поскольку жидкости особенно сильно расширяются при нагревании, абсолютные значения температурных коэффициентов плотности у реакторов с жидкими замедлителями велики, они достигают -10^{-4} 1/°С. Это означает, что нагревание активной зоны на каждые 65 °С сопровождается появлением отрицательной реактивности, равной β_5 (§ 6.10, п. 9). В реакторах с твердыми замедлителями коэффициенты плотности составляют несколько единиц -10^{-6} 1/°С, так как расши-

рение твердых тел при нагревании значительно меньше расширения жидкостей.

4. *Ужесточение спектра Максвелла.* Бóльшая часть ядерных температурных эффектов связана с повышением энергии тепловых нейтронов. Увеличение температуры среды вызывает повышение температуры нейтронного газа (4.43) и смещение энергетического распределения тепловых нейтронов (4.44) в сторону больших значений энергии. Поскольку сечения поглощения снижаются с ростом энергии (§ 4,6, п. 5), при нагревании среды уменьшается поглощение нейтронов. Снижение σ_a дает дополнительный рост L^2 (5.59), т.е. еще бóльшее увеличение утечки тепловых нейтронов. Повышение же средней энергии тепловых нейтронов несколько сокращает интервал замедления, благодаря чему возраст нейтронов (5.68) уменьшается, а это приводит к небольшому положительному температурному эффекту.

Помимо характеристических длин, влияющих на утечку, с повышением температуры изменяются и коэффициенты в формуле четырех сомножителей (6.7). Через сечения в тепловой области выражаются факторы θ и η. Однако они представляют собой отношения сечений поглощения, и если все сечения изменяются по закону $1/v$, то увеличение температуры не оказывает на них влияния. Закону $1/v$ следуют сечения поглощения замедлителей, конструкционных материалов, а также природного урана. Поэтому $\theta_{\text{гом}}$ (6.14) остается неизменным; $\theta_{\text{гет}}$ (6.17) возрастает с повышением температуры вследствие снижения величины $\overline{\Phi}_{\text{зам}}/\overline{\Phi}_{\text{U}}$ (§ 6.4, п. 4). Неравномерность распределения нейтронного потока по объему элементарной ячейки (см. рис. 6.4) тем меньше, чем меньше сечение поглощения уранового блока. Значит, с повышением температуры неравномерность распределения сглаживается и $\theta_{\text{гет}}$ возрастает, т.е. наблюдается положительный температурный эффект. Положительный температурный эффект связан также с отравлением реактора ^{135}Xe и ^{149}Sm, так как сечения этих нуклидов быстро снижаются с энергией и соответственно возрастают $\eta_{\text{гет}}$ (6.13) или $\theta_{\text{гом}}$ (6.15).

Поведение сечения поглощения ^{235}U несколько отклоняется от закона $1/v$, но особенно существенно это отклонение у ^{239}Pu, имеющего высокий резонанс при энергии 0,3 эВ (см. рис. 4.20). Хотя с ростом температуры сечение ^{239}Pu снижается, его отношение к сечениям других веществ возрастает. Поэтому при накоплении в уране значительных количеств плутония повышение температуры может сопровождаться увеличением $\eta\theta$, т.е. положительным температурным эффектом. Этот эффект несколько ослабляется вследствие возрастания фактора α_9 (6.11) при переходе из тепловой области в область первого резонанса ^{239}Pu и снижения числа вторичных нейтронов, появляющихся при поглощении одного теплового нейтрона плутонием. Тем не менее в уран-графитовых реакторах, имеющих малый отрицательный температурный коэффициент плотности, положительный температурный коэффициент, создаваемый накопившимся плутонием, может превзойти все отрицательные составляющие. В этом случае полный температурный коэффициент реактора оказывается малым положительным — около $+10^{-5}$ 1/°C.

5. *Снижение* φ. Вероятность избежать резонансного захвата относится к промежуточной области энергии и не связана с энергетическим распределением тепловых нейтронов. Однако нагревание среды сопровождается снижением φ вследствие влияния доплер-эффекта (§ 4.6, п. 4). С повышением температуры резонансные пики сечений уширяются (см. рис. 4.13), но, правда, так, что полная площадь, ограничиваемая резонансной кривой, сохраняется. Это означает, что истинные резонансные интегралы (6.22) остаются неизменными. Однако вероятность φ определяется не истинными, а эффективными резонансными интегралами, которые зависят от температуры. Физическая причина увеличения поглощения резонансных нейтронов при повышении температуры заключается в следующем. В случае низкой концентрации ядер урана в гомогенной среде нейтрон между двумя столкновениями с ядрами замедлителя взаимодействует не более чем с одним ядром урана. Вероятность поглощения при этом определяется только зависимостью сечения от энергии и распределением относительных энергий ядра и нейтрона, т.е. в итоге истинным резонансным интегралом I_a, и от температуры зависеть не может, ибо от нее не зависит I_a.

Если концентрация ядер высока, нейтрон до очередного сброса энергии при столкновении с легким ядром сближается с несколькими ядрами урана и, имея энергию, соответствующую крылу резонанса, не поглощается при низкой температуре, так как все ядра здесь имеют малое сечение. Однако он может быть поглощен при высокой температуре, когда часть ядер имеет энергию движения относительно нейтрона, соответствующую большому сечению. Снижение же сечения при точно резонансной энергии не влияет существенно на долю поглощенных нейтронов, поскольку сечение в резонансе очень велико и практически все нейтроны с точно резонансной энергией поглощаются в первом столкновении с ядром урана. В гетерогенной среде резонансный захват происходит в материале урановых блоков, где концентрация атомов урана высока, поэтому $\varphi_{\text{гет}}$ всегда зависит от температуры. Указанная зависимость φ от температуры порождает отрицательный температурный коэффициент, относящийся к группе ядерных, так как он связан с изменением эффективного сечения взаимодействия $I_{a\,\text{эф}}$ (6.26), (6.29). Правда, если топливом является чистый делящийся материал, то доплеровская составляющая температурного коэффициента, напротив, положительна, так как резонансный захват в этом случае сопровождается делением урана и соответственно увеличением, а не уменьшением числа нейтронов.

6. *Деформация конструкций.* В случае деформации конструкций активной зоны при нагревании может также измениться реактивность. Реакторы на тепловых нейтронах обычно имеют оптимальную или близкую к оптимальной по k_0 решетку. В таких реакторах деформация вызывает отрицательный температурный эффект. Решетки реакторов на быстрых нейтронах неоптимальны по k_0. Твэлы, сильнообогащенные делящимся материалом, разделены теплоносителем только для эффективного отвода тепла, и вытеснение теплоносителя при сближении твэлов сопровождается повышением k_0. Положительный темпера-

турный эффект и ухудшение теплоотвода при деформации может привести к перегреву и разрушению части активной зоны. Следовательно, конструкция активной зоны должна исключать возможность деформаций вследствие теплового расширения.

7. *Кипение.* В реакторах с кипящей водой в качестве замедлителя часть активной зоны вместо воды заполнена пароводяной смесью. Появление пара снижает плотность замедлителя, утечка нейтронов увеличивается, появляется отрицательная реактивность, учитываемая паровым коэффициентом реактивности. Если содержание пара превышает определенный процент, то паровой коэффициент реактивности оказывается причиной возникновения автоколебаний мощности в кипящем реакторе. Вызванное какой-либо причиной повышение нейтронного потока порождает рост паросодержания и снижение реактивности. Следующее затем затухание цепной реакции уменьшает энерговыделение, что сопровождается затоплением активной зоны некипящей водой, повышением реактивности и новым всплеском мощности. Такие автоколебания, начиная с некоторого значения паросодержания, нарастают по амплитуде и могут привести к перегреву активной зоны. Следовательно, кипящий реактор устойчив в работе только при ограничении доли пара в воде. Если эта доля мала, часть мощности реактора приходится отводить с горячей водой, получая пар дополнительно в теплообменнике. Увеличение зазоров с некипящей водой между тепловыделяющими сборками позволяет ограничить утечку нейтронов и повысить паросодержание до 25%. При этом необходимый для турбины пар вырабатывается только в активной зоне реактора и теплообменник оказывается ненужным.

Непредусмотренное кипение теплоносителя в реакторе на быстрых нейтронах с неоптимальной по k_0 решеткой может сопровождаться появлением положительной реактивности. Натрий в какой-то мере замедляет нейтроны и снижает величину η (6.10). Образование пустоты внутри активной зоны вследствие вскипания натрия ужестчает нейтронный спектр и повышает η, т.е. сопровождается возрастанием реактивности. Правда, реактивность становится отрицательной, если кипение распространяется на всю активную зону, из-за возрастания утечки нейтронов через пустоты между твэлами. Тем не менее, поскольку начало процесса следует ожидать вблизи центра активной зоны, где нейтронный поток и энерговыделение максимальны, в начальный период реактивность может оказаться положительной и, прежде чем кипение распространится на всю активную зону, возможно опасное развитие цепной реакции. Следовательно, активная зона не должна быть очень большой по высоте, чтобы образование пустоты в ее центральной части сразу сопровождалось увеличением утечки нейтронов через верхнее и нижнее основания с соответствующим подавлением указанной положительной реактивности.

8. *Мощностной коэффициент реактивности.* Приращение реактивности при повышении мощности на единицу, $d\rho/dW$, есть мощностной коэффициент реактивности. Хотя с повышением мощности растет и температура активной зоны, в гетерогенных реакторах с принудительным теплоотводом температурный и мощностной коэффициенты не

пропорциональны, поскольку распределение температуры по объему элементарной ячейки неравномерно и неодинаково на разных уровнях мощности. Распределение температуры по объему активной зоны обычно недоступно измерению, тогда как мощность ядерного реактора всегда известна, так что применимым на практике является мощностной коэффициент реактивности.

9. *Устойчивость реактора.* Реактор является устойчивым в работе, если его температурный коэффициент отрицательный, ибо в этом случае реактивность имеет отрицательную обратную связь по температуре. Такой реактор является саморегулируемым, так как малое возрастание мощности вызывает снижение реактивности, а малая убыль мощности — ее повышение. Напротив, реактор с положительным температурным коэффициентом является неустойчивым. Вместе с тем небольшой положительный температурный коэффициент не делает реактор неуправляемым. Если температурный коэффициент не более $+0{,}04\beta/°C$ (§ 6.10, п. 9), реактором можно успешно управлять. Для топлива ^{235}U указанный в единицах β предел составляет $+2{,}5 \cdot 10^{-4}$ 1/°C в абсолютных единицах, а для топлива ^{239}Pu — $+0{,}8 \cdot 10^{-4}$ 1/°C. Отрицательный температурный коэффициент требует запаса реактивности на его подавление при повышении температуры активной зоны. Тем не менее каждый реактор должен иметь отрицательный температурный коэффициент, обеспечивающий его устойчивую работу. Абсолютные значения отрицательных температурных коэффициентов реакторов лежат в диапазоне от нескольких единиц 10^{-5} до нескольких единиц 10^{-4} 1/°C.

10. *Динамический температурный коэффициент.* Если температурный коэффициент реактора отрицательный, то это еще не значит, что он останется таким в переходном режиме и, что прежде всего важно, при разгоне цепной реакции. Дело в том, что при увеличении нейтронного потока и соответственно энерговыделения температура в объеме реактора возрастает неравномерно. В сравнительно малом объеме тепловыделяющего элемента выделяется не менее 90% энергии деления (§ 6.1, п. 9), поэтому температура твэла следует за нейтронным потоком с наименьшим сдвигом во времени и как самая быстроменяющаяся при сравнении выбирается за начало отсчета. Относительно нее температура теплоносителя запаздывает на десятые доли секунды, замедлителя — до 10 с, отражателя — на десятки секунд. Следовательно, в переходном процессе вклад составляющих в полный статический температурный коэффициент растягивается во времени и на первое место выступают составляющие, связанные с твэлом. Поскольку спектр тепловых нейтронов формируется в замедлителе, компоненты температурного коэффициента, определяемые потоком тепловых нейтронов, запаздывают во времени, даже если относятся к твэлу. И здесь на первый план выступает доплер-эффект (п. 5), поскольку его вклад зависит прямо от температуры топлива. Если доплеровская составляющая отрицательна, что характерно для реакторов со слабо- или среднеобогащенным ураном, то и динамический температурный коэффициент отрицателен, что порождает устойчивость реактора в переходных режимах, а прежде всего при увеличении мощности.

Глава 8

ТЕПЛОВАЯ ЭНЕРГИЯ, МАТЕРИАЛЫ, БИОЛОГИЧЕСКАЯ ЗАЩИТА

8.1. Отвод и преобразование тепла

1. *Тепловая схема АЭС.* Ядерный реактор на атомной электростанции является источником тепла. Тепло преобразуется в электроэнергию, как и на обычной электростанции, паротурбинным способом: вода превращается в пар высокого давления, за счет работы пара приводится в движение рабочее колесо турбины и находящийся на его валу ротор электрогенератора. Вещества, отводящие из реактора тепло, под воздействием нейтронов приобретают радиоактивность, присутствие которой в турбинном зале нежелательно, поскольку турбина требует соответствующего обслуживания. Правда, вода очень слабо активируется нейтронами (§ 3.5, п. 16), и поступление на турбину водяного пара, вырабатываемого непосредственно в ядерном реакторе, также возможно, ибо не очень большая радиоактивность водяного пара быстро исчезает после прекращения его подачи. Но если в водяной пар попадают продукты деления из разгерметизировавшихся твэлов, радиоактивность возрастает и сохраняется после остановки турбины.

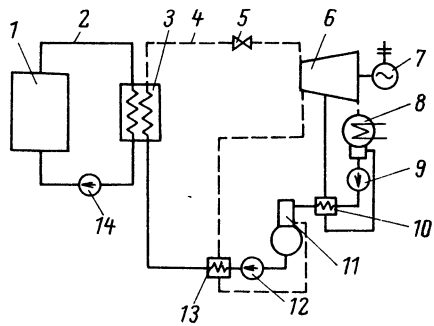


Рис. 8.1. Тепловая схема АЭС

Из-за активации теплоносителя на АЭС обычно применяется двухконтурный отвод тепла (рис. 8.1). Тепло из реактора *1* с теплоносителем первого контура *2* переносится в теплообменник *3*, где передается через стенки труб теплоносителю второго контура *4* — воде. Теплообменник является и парогенератором. Дроссельный клапан *5* регулирует давление в контуре и расход пара. Пар проходит через турбину *6*, механически соединенную с электрогенератором *7*, и в конденсаторе *8* обращается в воду, которая снова подается в теплообменник конденсатным *9* и питательным *12* насосами. Насос *14* обеспечивает циркуляцию теплоносителя в первом контуре. Теплоноситель второго контура облучается γ-квантами, возникающими (§ 3.3, п. 8) при β-распаде радиоактивных атомов теплоносителя первого контура. Однако наведенная радиоактивность при этом не возникает, так как γ-кванты β-распада обычно имеют энергию, недостаточную для возбуждения фотоядерных реакций (§ 3.5, п. 17), продукты которых могут быть радиоактивными. Угрозу активации теплоносителя второго контура представляют лишь запаздывающие нейтроны, испускаемые при β-распаде ^{17}N, (§ 3.5, п. 17). Правда, помимо физических причин активация возможна и по техническим причинам за счет протечек теплоносителя первого контура во второй через несовершенные уплотнения

теплообменника, прежде всего при большой разнице давлений в контурах. Последнее имеет место всегда, если в первом контуре также используется вода.

Возможен и широко применяется одноконтурный отвод тепла, когда водяной пар вырабатывается непосредственно в активной зоне реактора. Такая схема не имеет теплообменника, и это снижает капитальные затраты при сооружении АЭС. Как раз одноконтурные АЭС с легководным замедлителем оказались первыми конкурентоспособными ядерными энергетическими установками.

При использовании в реакторе в качестве теплоносителя жидкого натрия схема отвода тепла всегда трехконтурная с двумя теплообменниками, в нее включается промежуточный натриевый контур из соображений ядерной безопасности. Натрий сильно активируется нейтронами (§ 3.5, п. 16), а попадая в воду, бурно с ней реагирует. Следовательно, при случайном повреждении или разрушении теплообменника неизбежен выброс во внешнюю среду натрия, активного участника биологического обмена живых организмов. Такая авария имела бы необычайно тяжелые последствия, если бы разнесенный натрий оказался радиоактивным, и должна быть полностью исключена. Этой цели и служит буферный контур. Натрий в нем не радиоактивен, а используется потому, что, во-первых, обладая высокой теплопроводностью, эффективно передает тепло воде в третий контур и, во-вторых, в промежуточном контуре желательно иметь тот же теплоноситель, что и в первом, по эксплуатационным соображениям.

Если натрий отводит тепло из реактора на быстрых нейтронах, то промежуточный контур тем более необходим. В последнем контуре вода находится при высоком давлении и при аварии теплообменника в отсутствие буферного контура может вытеснить натрий и попасть в активную зону, содержащую сильнообогащенный уран. Замедление нейтронов в воде, сопровождающееся увеличением сечения деления в сотни раз, вызовет такое возрастание реактивности, что произойдет ядерный взрыв реактора.

Передаваемое на турбину тепло должно иметь высокую температуру. Коэффициент полезного действия идеального цикла Карно $\eta = (T_1 - T_2)/T_1$, где T_1 — температура источника, а T_2 — приемника тепла, которым является окружающая среда. В реальных случаях такое значение КПД недостижимо, поскольку средняя температура $\overline{T}_1$, при которой рабочее тело получает тепло, значительно ниже T_1, средняя температура $\overline{T}_2$ сброса тепла выше T_2 и цикл рабочего тела не идеальный. Но при прочих равных условиях КПД тем больше, чем выше $\overline{T}_1$. Следовательно, активные зоны ядерных энергетических реакторов должны быть разогреты до максимально допустимых температур.

2. *Паротурбинный контур.* Рабочим телом в последнем контуре является вода, цикл обращения которой включает испарение, а после прохождения турбины — полную конденсацию (цикл Ренкина). При достижимых в современной теплоэнергетике температурах такой цикл является наиболее выгодным. Для получения полезной работы необ-

ходимо сжатие рабочего тела перед подогревом, поскольку внутренняя энергия пара (газа) переходит в кинетическую энергию струи только при убыли давления. Эту функцию, а также функцию заслонки, определяющей направление циркуляции подогретого рабочего тела, выполняет питательный насос, который в цикле с конденсацией создает большую экономию энергии в сравнении с газовым циклом. На сжатие воды от 0,1 до 3 МПа затрачивается в 165 раз меньше энергии, чем при сжатии водяного пара. Большой расход энергии в компрессоре составляет основной недостаток газового цикла. Правда, затраченная на сжатие энергия полностью не теряется и при завершении цикла возвращается ее доля, равная КПД установки.

В свою очередь, в цикле с конденсацией много тепла сбрасывается во внешнюю среду в конденсаторе в виде теплоты конденсации. Но это имеет и свое преимущество: все тепло отводится при минимальной температуре цикла, при этом $\overline{T}_2$ просто совпадает с постоянной температурой конденсации, что благоприятно сказывается на значении КПД. Чтобы температура конденсации была поменьше, в конденсаторе создается пониженное давление, на уровне 3—5% атмосферного, что соответствует температуре насыщения 25—35 °С. Температура конденсирующегося пара на 10—15° выше температуры подаваемой в конденсатор воды, а последняя примерно на 20° выше среднегодовой температуры речной воды, если подаваемая вода находится в состоянии рециркуляции.

Напротив, средняя температура $\overline{T}_1$ при передаче тепла воде при ее нагреве, испарении и перегреве пара, существенно ниже температуры источника тепла T_1. Чтобы приблизить $\overline{T}_1$ к T_1, применяется регенеративный подогрев питательной воды, т.е. подогрев за счет тепла, уже унесенного от источника. Поскольку практически невозможно обеспечить непрерывное повышение температуры питательной воды, делается несколько ступеней подогрева. На рис. 8.1 показана одна ступень *10* регенеративного подогрева конденсата и одна ступень *13* подогрева питательной воды. Применение регенеративного подогрева, конечно, снижает мощность установки, поскольку часть отведенного от источника тепла не дает полезной работы и снова переносится рабочим телам. Но зато регенеративный подогрев намного повышает среднюю температуру $\overline{T}_1$ подводимого к рабочему телу тепла благодаря увеличению начальной температуры подогрева и соответственно ведет к росту КПД. Только генеративный подогрев сделал паровую турбину более экономичной в сравнении с паровой машиной и привел к вытеснению последней. Современные турбины, использующие перегретый пар с температурой до 565 °С и давлением до 16 МПа, имеют КПД, превышающие 40%.

Конденсатор, на поверхности труб с холодной водой которого происходит конденсация пара, невозможно изготовить абсолютно герметичным. Поэтому в конденсатор неизбежно подсасывается атмосферный воздух, а также речная вода через дефекты монтажа труб. И если паротурбинный контур заполняется чистой водой, свободной от газов и солей, то в конденсаторе вода загрязняется, что создает угро-

зу коррозии. При подогреве бикарбонаты естественной воды разлагаются с образованием углекислого газа, который совместно с кислородом воздуха вызывает коррозию стали. Азот воздуха с водородом воды образует при высоких давлении и температуре аммиак и даже азотную кислоту. Присутствие аммиака особенно нежелательно, если в контуре имеются элементы, изготовленные из меди. Чтобы исключить коррозию, газы из контура должны быть удалены. Правда, основная масса газов удаляется прямо из конденсатора вакуумным насосом или пароструйным эжектором, которые создают низкое давление в объеме конденсатора и выхлопа турбины. Растворившиеся в воде газы удаляются в деаэраторе *11* (см. рис. 8.1). Конденсат сливается по полкам деаэрационной колонки, а навстречу ему подается горячий пар. При нагреве воды растворимость газов снижается, они уходят из воды и выбрасываются в атмосферу в верхней части колонки. Чистый конденсат сливается в бак под колонкой.

Деаэрационная колонка, кроме того, является и ступенью регенеративного подогрева смешивающего типа в отличие от других элементов подогрева на рис. 8.1 поверхностного типа.

3. *Турбина.* Каждая турбина рассчитывается на определенные параметры пара, температуру и давление. Пар с заданными параметрами должен быть выработан в парогенераторе. При отклонении параметров в любую сторону КПД турбины снижается.

Важнейшим показателем пара является его влажность. При расширении в турбине часть пара конденсируется и в рабочем объеме турбины появляется вода. При большой скорости парового потока и соответственно колеса турбины образующиеся капли воды оказываются мощными снарядами, изнашивающими лопатки турбинного колеса. Эти явления усложняют конструкцию турбины, работающей на насыщенном паре, где конденсация велика, увеличивают ее стоимость и стоимость эксплуатации. Рассчитанная на насыщенный пар турбина более громоздка, чем турбина перегретого пара, на ее изготовление затрачивается больше металла. В конструкции турбины предусматриваются устройства для сбора и отвода конденсата. Лопатки изготовляются из специальных износостойких сталей или упрочняются хромированием, местным закаливанием, электроискровой обработкой.

Эти недостатки менее существенны в турбине перегретого пара. И, кроме того, она имеет значительно больший КПД, поскольку работает на паре с высокой температурой, много большей температуры насыщения при данном давлении. Поэтому теплоэнергетика давно перешла на перегретый пар, и современные мощные турбины — это турбины перегретого пара.

Перегретый пар обычно получается при двухступенчатом нагреве воды. Пока вода испаряется, температура пароводяной смеси остается неизменной, подводимое тепло идет на испарение. Испарять воду полностью в испарительном канале невыгодно, поскольку канал оказывается слишком протяженным с очень неопределенным температурным режимом в конце канала и с избыточным накоплением твердого остатка на испаряющих поверхностях. Поэтому испарение прерывается еще до завершения процесса, пароводяная смесь отводится в

сепаратор, где за счет гравитации разделяются вода и пар. Вода направляется на вход испарителя, а пар или используется как насыщенный, или идет в пароперегреватель. Испарение происходит при температуре не выше 300 °С, поскольку эта температура уже близка к температуре критической точки воды (374 °С, 22,565 МПа). Следовательно, насыщенный пар имеет температуру 250—300 °С.

В перегревателе температура пара повышается до 500—565 °С. Такие температуры доступны в пароперегревателях, изготовляемых из специальных жаропрочных сталей.

Активные зоны ядерных реакторов сложны по устройству, и не любые материалы в них могут быть использованы, поскольку прежде всего должна быть получена цепная самоподдерживающаяся реакция. Поэтому выработка в реакторе перегретого пара является задачей сложной, экономически не оправданной в настоящее время. В результате оказалось, что выгоднее заново проектировать и строить турбины насыщенного пара на современную мощность, чем пытаться получить перегретый пар в реакторе. Поэтому АЭС обычно работают на насыщенном паре и их КПД около 30%, что значительно ниже КПД современных ТЭС, достигающих 42% в базовом режиме работы с постоянной мощностью. Следовательно, АЭС сильнее загрязняют внешнюю среду сбрасываемым теплом. Правда, средний КПД электростанций на органическом топливе также не превышает 30% из-за переменных режимов работы и медленного вытеснения старых установок.

Попытка испарять воду в реакторе, а перегревать пар в обычном огневом пароперегревателе также не оправдала себя, так как не решает проблемы замены органического топлива ядерным.

4. *Первый контур.* При двухконтурном отводе тепла в первом контуре можно использовать в качестве теплоносителей многие вещества. Конкретный выбор определяется тем, какие материалы можно использовать в активной зоне, и свойствами самого теплоносителя, как теплофизическими, так и ядерными. Важным показателем является расход мощности на прокачку теплоносителя. Он тем меньше, чем больше теплоемкость единицы массы и чем меньше ее объем, т.е. чем выше плотность данного теплоносителя [28]. Наилучшим теплоносителем по этому показателю является вода. Воде несколько уступают жидкие металлы, значительно — органические жидкости и во много раз — газы. Поэтому вода широко используется для переноса тепла и в первом контуре. Применяются и другие теплоносители, в том числе и газы. Хотя расход энергии на прокачку газа всегда велик, но с газом можно получить более высокую температуру и тем самым компенсировать указанные потери.

5. *Распределение температуры по ячейке.* В однородных средах тепло передается в процессе теплопроводности. Количество тепла q, проходящее через единицу площади в единицу времени, пропорционально градиенту температуры t, т.е. $q = -\lambda \nabla t$, где λ — коэффициент теплопроводности. Чем выше λ, тем больше тепла передается при заданном перепаде температуры. Напротив, при малом λ нужен большой градиент, чтобы передать ту же мощность.

Тепловыделяющий элемент является источником тепла, которое отводится от его поверхности. Следовательно, в сплошном цилиндрическом твэле максимум температуры будет в центре, а количество отводимого тепла будет определяться градиентом температуры на поверхности, который, конечно, тем больше, чем больше разность температур центра и поверхности. В стационарном режиме количества выделяющегося и отводимого тепла равны, а температурные ограничения не позволяют получить от твэла любое количество тепла. Центр твэла не должен быть нагрет выше допустимой для данного материала температуры, разность температур не должна быть такой, чтобы был превышен предел термического напряжения в материале твэла, температура поверхности не должна быть выше допустимой для материала оболочки и теплоносителя, чтобы материал не оплавился, не началась его коррозия и жидкий теплоноситель не закипел.

Средний градиент температуры, а значит, и градиент на поверхности тем больше при заданных температурных ограничениях, чем меньше диаметр уранового стержня. Следовательно, с точки зрения эффективности отвода тепла и получения максимальной мощности выгодны твэлы малого диаметра, поскольку не только у того же объема урана получается больше поверхность, но и возрастает теплоотдача каждой единицы поверхности. Однако далеко не всегда твэлы могут иметь малые диаметры, так как приоритет перед теплофизикой имеет нейтронная физика со своей главной задачей получения в активной зоне цепной самоподдерживающейся реакции. В реакторах на тепловых нейтронах со слабообогащенным ураном диаметр твэла не может быть мал из-за необходимости иметь низкий эффективный резонансный интеграл (§ 6.5, пп. 5—7). В реакторах на быстрых нейтронах приходится считаться с тем, что при снижении диаметра твэла растет объемная доля материала оболочки, толщина которой не может быть как угодно малой по технологии изготовления. А большое количество конструкционного материала ухудшает размножающие свойства среды и ведет к снижению коэффициента воспроизводства.

Перенос тепла через границы разнородных сред происходит в процессе теплопередачи при условии разности температур Δt между поверхностями соприкасающихся тел: $q = \alpha \Delta t$; где α — коэффициент теплоотдачи. На границах раздела скачки температуры неизбежны, но они тем меньше, чем выше коэффициент теплоотдачи. Значение последнего зависит от многих физических факторов, в том числе от температуры, теплоемкости и даже кривизны поверхности. Скачки температуры особенно велики, если на границах раздела возникают пустоты. Поэтому пустоты целесообразно заполнять материалами с высокой теплопроводностью.

В объемах твэлов выделяется около 90% тепла, порождаемого реакцией деления (§ 3.6, п. 4, § 6.1, п.9). Остальное тепло выделяется в прочих веществах, составляющих активную зону, и частично уносится за ее пределы. Следовательно, любой материал активной зоны является источником тепла, будь то замедлитель, элемент конструкции или материал любого вспомогательного устройства. При сильном поглощении нейтронов, например в объеме элементов управления, вы-

деляющееся тепло может быть так велико, что требуется принудительный отвод тепла. Поскольку тепло из реактора выносит только теплоноситель, то минимум температуры принадлежит ему. Остальные вещества обязательно имеют более высокую температуру, максимум которой приходится на точки, наиболее удаленные от технологических каналов, заполненных теплоносителем.

В свете изложенного качественная картина распределения температуры в поперечном сечении элементарной ячейки выглядит, как на рис. 8.2. Максимальная температура твэла t_1 не обязательно больше

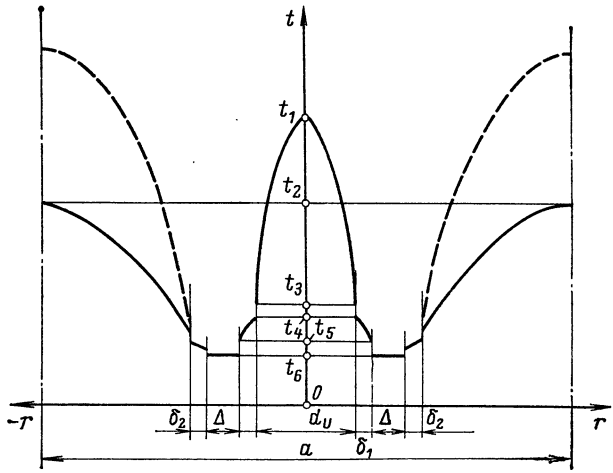


Рис. 8.2. Идеализированная схема распределения температуры в поперечном сечении элементарной ячейки с твердым замедлителем:

a — шаг решетки; d_U — диаметр уранового твэла; δ_1, Δ, δ_2 — размеры оболочки, слоя теплоносителя, стенки трубы

максимальной температуры замедлителя t_2, штриховой линией на рис. 8.2 показан случай $t_2 > t_1$. Все зависит от материалов, геометрических размеров и эффективности отвода тепла от твэла и замедлителя. Если замедлитель — обыкновенная вода, то она одновременно является теплоносителем и ее температура есть температура теплоносителя, а трубы при этом, конечно, нет. Если замедлитель тяжелая вода, то ее температура поддерживается на уровне 40—80 °С благодаря отводу выделяющегося в ней тепла через специальный теплообменник, чтобы в баке с замедлителем не было высокого давления. Перепад температуры $\Delta t = t_3 - t_4$ снижают, создавая под оболочкой твэла подслой из натрия или гелия, уменьшающий термическое сопротивление зазора между материалами твэла и оболочки.

6. *Подогрев теплоносителя.* При движении по технологическому каналу теплоноситель нагревается от некоторой начальной температуры $t_{вх}$ до температуры на выходе из канала $t_{вых}$, так что подогрев равен $\Delta t = t_{вых} - t_{вх}$. В связи с неравномерным распределением нейтронного потока по высоте активной зоны (6.73) и соответствующим

ему энерговыделением подогрев теплоносителя также неравномерен. Наиболее сильно нагревается теплоноситель при прохождении центра активной зоны и намного слабее вблизи входа и выхода из канала. Благодаря снижению подогрева в конце канала температуры стенки тепловыделяющего элемента и его центра начинают уменьшаться, и их максимальные значения оказываются при температурах теплоносителя, еще не достигших предельного значения на выходе из канала. На рис. 8.3 показано изменение температуры теплоносителя t_6, стенки t_5, и центра твэла t_1 в функции координаты z, направленной вдоль оси технологического канала, причем индексы соответствующих температур взяты с рис. 8.2.

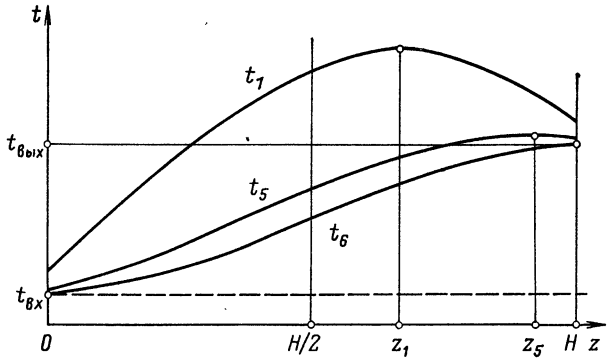


Рис. 8.3. Распределение температур вдоль канала (H — высота активной зоны)

Распределение нейтронного потока по радиусу цилиндрической активной зоны также неравномерно (6.73), поэтому наиболее теплонапряженным является центральный канал. Именно в нем не должны быть превышены предельно допустимые температуры и для центра, и для оболочки тепловыделяющего элемента.

Если G — расход теплоносителя через канал, кг/с, а c — удельная теплоемкость теплоносителя, то мощность канала при подогреве Δt, равна $W_1 = Gc\Delta t$. Поскольку выделяющаяся энергия пропорциональна нейтронному потоку, мощность канала будет убывать с расстоянием от оси активной зоны. Если χ_r — коэффициент неравномерности по радиусу (§ 6.9, п. 6), а W_1 — мощность центрального канала, то средняя мощность канала $\overline{W}_1 = W_1/\chi_r$. И при n каналах в активной зоне полная мощность реактора

$$W_T = n\overline{W}_1. \qquad (8.1)$$

Поскольку мощность каналов разная, то при заданном расходе теплоносителя через каждый канал подогрев будет разным. На выходе теплоноситель из всех каналов смешивается и подается в теплообменник со средней $\overline{t}_{вых}$. Температуры на входе $t_{вх}$ и выходе $\overline{t}_{вых}$ определяются параметрами паротурбинного контура, т.е. в конце концов — турбины. И чтобы получить необходимую среднюю температуру на выходе из

реактора, нужно получать повышенную $t_{вых}$ в центральных каналах, что при температурных ограничениях для материалов активной зоны приводит к недогреву большинства каналов. Поэтому целесообразно теплофизическое выравнивание температур по радиусу активной зоны. Сокращение расхода через периферийные каналы при неизменной их мощности приводит к повышению выходной температуры. В предельном случае непрерывного выравнивания средняя температура $t_{вых}$ сравняется с $t_{вых}$ центрального канала. Выравнивание температуры теплоносителя и соответственно твэлов приводит к одинаковому температурному режиму во всей активной зоне и создает предпосылки для совершенствования конструкций тепловыделяющих элементов. Та высота канала H, которая необходима для получения нужного подогрева теплоносителя, и есть высота активной зоны реактора.

Полная тепловая мощность активной зоны W_T определяется заданной электрической мощностью АЭС $W_э$ и используемыми на АЭС турбинами: $W_T = W_э/\eta$, где η — КПД станции. И если средняя мощность канала $\overline{W}_1$, то их число в активной зоне и, следовательно, радиус активной зоны вытекают из соотношения (8.1) и размеров элементарной ячейки. Обогащение и загрузка урана, конструкция и система управления активной зоны должны быть такими, чтобы обеспечить получение заданной мощности в течение заданной же кампании реактора.

8.2. Материалы

1. *Требования к материалам.* При воплощении любого проекта всегда встает проблема материалов. Что же касается ядерной техники, то в связи с расширением требований к свойствам материалов случалось и так, что природа отпускала буквально единственный набор веществ, пригодных для создания действующей установки. В последующем диапазон доступных материалов расширился. Но повышение качества существующих, поиск, изучение свойств и испытание новых материалов неизменно оказываются длительными и дорогостоящими, поскольку связаны с обширными разносторонними экспериментальными исследованиями и разработкой новой технологии. Зато технический прогресс слишком часто определяется успехами материаловедения.

Активные зоны ядерных энергетических реакторов эксплуатируются при высоких температурах со сложными распределениями температуры по объему (§ 8.1, п. 5). Поэтому как топливо, так и вспомогательные материалы — замедлитель, конструкционные, теплоноситель должны удовлетворять обычным требованиям стойкости при высокой температуре: сохранять прочность и исходную форму, противостоять химическому взаимодействию и эррозии, обеспечивать эффективный отвод тепла. Но, кроме того, к материалам ядерных реакторов предъявляются дополнительные требования, определяемые спецификой протекающих в активных зонах процессов.

Первым среди них является требование слабого поглощения тепловых нейтронов. Такое ограничение суживает круг доступных ма-

териалов. Так, достаточно большое поглощение делает невозможным использование в реакторах на тепловых нейтронах с естественным ураном такого важнейшего конструкционного материала, как нержавеющая сталь (углеродистые стали не применяются, так как в активных зонах недопустима коррозия). Если материал слабо поглощает нейтроны, он не должен содержать малейшие примеси сильных поглотителей. Издавна употребляемый в электротехнике и металлургии графит оказался непригодным для ядерных реакторов из-за присутствия следов бора. Графит должен быть особенно чистым, тяжелая вода должна содержать малый остаток обычной воды, цирконий должен быть тщательно очищен от содержащегося в циркониевых рудах гафния и т. д.

Правда, когда нужна особенно высокая температура, применяется и сталь. Из-за очень высокой стоимости чистой тяжелой воды в промышленных реакторах используется тяжелая вода с 10%-ным остатком легкой. Но понятно, что материалы с повышенным поглощением тепловых нейтронов ухудшают размножающие свойства реакторных сред. А применение стали просто невозможно без существенного увеличения обогащения урана.

Поскольку поглощение нейтронов велико только в тепловой области нейтронного спектра (§ 4, п. 9), указанного ограничения не существует для реакторов на быстрых нейтронах. Так что конструкционным материалом в этих реакторах является нержавеющая сталь.

Второе требование — радиационной стойкости весьма обширно по своему содержанию [29]. Радиационных повреждений материала накапливается тем больше, чем больше нейтронов прошло через единицу площади за все время облучения, т. е. чем больше флюенс нейтронов, измеряемый в метрах в минус второй степени ($м^{-2}$). Поскольку в реакторах на быстрых нейтронах сечение деления на два порядка меньше, чем в реакторах на тепловых, для получения той же мощности даже при десятикратном обогащении урана нужны много большие потоки нейтронов (1.56). Поэтому конструкционные материалы реакторов на быстрых нейтронах при той же снятой энергии получают много большие флюенсы нейтронов, чем материалы реакторов на тепловых нейтронах. И хотя проблема радиационной стойкости всеобщая, наиболее остро она стоит при разработке материалов для реакторов на быстрых нейтронах.

2. *Радиационный рост объема.* Материалы активных зон облучаются γ-квантами, нейтронами, а материалы топлива и осколками деления. Энергия частиц, рождающихся в ядерных реакциях и превращениях, необычайно велика, а при торможении передается малыми порциями атомам вещества в процессах возбуждения и ионизации, а также в виде кинетической энергии отдачи атомов. Энергия возбуждения и ионизации быстро переходит в тепло. Ионизация, кроме того, является причиной многочисленных разрывов химической связи, ведущих к разрушению (радиолизу) молекул, и нарушения связей в кристаллических решетках. Если энергия отдачи превышает энергию связи, атом неизбежно покидает молекулу или узел кристаллической решетки и перемещается на значительное расстояние, что в кристаллах

приводит к накоплению атомов в междоузлиях и вакансий в решетках. Избыток энергии отдачи над энергией связи также обращается в тепло.

γ-Кванты ионизуют вещество через посредство вторичных электронов (§ 4.5), которые из-за малой собственной массы редко смещают атомы в решетках. Напротив, столкновение нейтрона с легким связанным атомом со столь малой энергией, как 10 эВ, или с тяжелым атомом с энергией 500 эВ уже может сопровождаться появлением движущегося иона, а если энергия на порядок больше, то почти каждое столкновение образует быстрый ион (§ 5.1, п. 1,2). Движущиеся ионы ионизируют другие атомы и выбивают их из узлов решетки, особенно перед остановкой, когда вероятность резерфордовского рассеяния на большие углы велика (1.4). Так, ион, выбитый нейтроном с энергией 1 МэВ, образует в железе 390, а в графите 900 смещенных атомов. Полное же число столкновений нейтронов при замедлении достаточно велико (см. табл. 5.1). Правда, до 98% смещенных атомов тут же рекомбинируют, заполняя образовавшиеся вакансии, но около 2% образуют устойчивые конфигурации, захватываются стационарными скоплениями нарушений структуры решетки — дислокациями или диффундируют по объему кристалла.

Помимо этого, в конце пробега каждого иона, когда его удельная ионизация особенно велика [см. (4.1) и рис. 4.1], образуется на короткое время сильно разогретая область, тепловой пик, который производит эффект местной термической обработки. Разогрев может быть столь велик, что в области диаметром в несколько атомных расстояний вещество окажется в жидком состоянии или в состоянии плотного газа, где после остывания наблюдается новое размещение атомов, возникает пик смещения. Особо сильное разрушение структуры происходит при торможении осколков деления, имеющих большую энергию и ионизующую способность (§ 4.3). Если топливом является металлический уран, то вдоль следа осколка образуется область, теперь уже диаметром в сотню атомных расстояний, где в течение времени около 10^{-10} с температура достигает нескольких тысяч градусов и металл расплавляется. Давление сильно возрастает, в соседних холодных областях превосходит предел упругости, и там происходят пластические деформации, вызывающие смещения атомов и сохраняющиеся после остывания.

Смещенные атомы радиационных перемещений и пластических деформаций порождают рост объема, или радиационное распухание материала. Их скопления образуют новые кристаллические плоскости, а скопления вакансий являются предшественниками микропор. Из-за анизотропии свойств кристаллов изменение объема неодинаково по осям, что приводит к возникновению дополнительных напряжений и помимо роста объема — к изменению геометрической формы тела. Приращение объема прежде всего зависит от флюенса нейтронов, но также и от температуры. Распухание тем больше, чем выше температура в процессе облучения, правда, только до значений 200—450 °С у разных материалов, после чего радиационное распухание снижается и даже полностью исчезает. При более высокой температуре быстро

возрастает подвижность диффундирующих в кристаллах как смещенных атомов, так и вакансий, просто за счет увеличения амплитуд теплового движения, и соответственно возрастает доля рекомбинаций.

Рекомбинация несвязанных атомов и вакансий всегда идет тем быстрее, чем выше температура, и сопровождается выделением энергии. Поэтому повышение температуры материала выше той, при которой шло облучение, обязательно сопровождается увеличением рекомбинаций и дальнейшим, уже самопроизвольным, повышением температуры. Если материал, например графит, имеет большой объем, так что тепло не может быть быстро отведено, выделяющаяся энергия может привести к значительному бесконтрольному перегреву вещества. Накопление при облучении скрытой энергии, в графите называемой энергией Вигнера, имеет ту же причину, что и распухание. Рост объема и деформация графитовых конструкций затрудняют эксплуатацию реактора. Поэтому графит низкотемпературных реакторов периодически отжигают, искусственно повышая температуру кладки. И если он облучался при температуре 100—200 °С, то отжиг должен быть особенно осторожным, так как быстрый нагрев графита может привести к опасному саморазогреву.

3. *Радиационная ползучесть*. Пластическая деформация материала вследствие высокотемпературной ползучести увеличивается во многие десятки раз, если материал находится под облучением. Это явление сверхползучести, или радиационной ползучести. В развитии аномальных непрерывно растущих пластических деформаций под малыми нагрузками должны играть роль достигающие предела упругости местные напряжения, возможно, из-за взаимного давления растущих по объему зерен. При 100 °С уран ползет под облучением со скоростью 10^{-5}% в час под действием нагрузки в 0,01 значения предела текучести. Радиационная ползучесть искажает форму и размеры изделий и, следовательно, ограничивает их срок службы. Как радиационное распухание, так и радиационная ползучесть снижаются при увеличении предела упругости материала при высокой температуре.

4. *Газовое распухание*. Появляющиеся в ядерных реакциях атомы газов скапливаются в местах нарушения структуры кристаллической решетки — дислокациях, границах зерен, посторонних включениях, а также скоплениях вакансий, являющихся зародышами пор. При высокой температуре, начиная с 350—500 °С, в образовавшихся пузырьках газа давление возрастает настолько, что в ближайших слоях возникают пластические деформации материала, наблюдается рост и слияние заполненных газом пор, что приводит к росту объема материала, но в отличие от радиационного распухания с большим уменьшением плотности вещества. Явление называется газовым распуханием или *свеллингом*.

Газовое распухание тем больше, чем выше температура облучаемого материала. Его развитие приводит к образованию местных разрушений, микротрещин, растрескиванию материала и выходу газа в открытый объем. Если это происходит в твэле, то возрастает давление газа под оболочкой. Часть атомов газа диффундирует в открытый объем индивидуально, не производя разрушительной работы во внут-

ренних скоплениях. Поскольку подвижность диффундирующих атомов тем больше, чем выше температура, в сильно разогретых веществах доля выхода газа в открытый объем при диффузии велика и вещество подвержено меньшему газовому распуханию. Газовое распухание тем меньше, чем прочнее материал, прежде всего чем выше предел упругости при высокой температуре. Внешнее сжатие материала также уменьшает газовое распухание.

Газ в тепловыделяющих элементах — это прежде всего продукты деления ксенон и криптон (§ 3.6, п. 6), а при высокой температуре также бром и иод. В средах, содержащих бор или азот, накапливаются соответственно гелий или водород из (n, α)- и (n, p)-реакций (см. табл. 4.5), а при энергиях нейтронов более 0,17 МэВ добавляется гелий из реакции ^{14}N (n, α)^{11} B. Газовое распухание ограничивает срок службы твэлов. С газовым распуханием борсодержащих элементов управления приходится считаться при конструировании реакторов на быстрых нейтронах, заменяя бор танталом, поглощающим нейтроны в (n, γ)-реакции.

5. *Накопление продуктов деления.* При делении ядра тяжелого атома образуются два новых атома, объем которых примерно в 2 раза больше объема исходного, поскольку радиусы всех атомов примерно равны (§ 1.1, п.5). После торможения атомы продуктов деления размещаются в объеме вещества топлива произвольно. И хотя посторонних включений атомов продуктов деления много меньше, чем радиационных смещений атомов кристаллической решетки, их влияние на рост объема и другие свойства материала не исчезает с ростом температуры и усиливается пропорционально числу делений. Поскольку учет всех причин повреждения материала твэла слишком сложен, а снимаемая с твэла мощность всегда известна, предел стойкости топлива устанавливается по снятой мощности, т. е. по количеству МВт · сут/т (§ 7.1, п. 5). При этом глубина выгорания топлива составляет столько же граммов в тонне (3.58). Однако главной причиной предела стойкости, заданного по выгоранию, вовсе не обязательно является общее количество накопившихся атомов продуктов деления.

6. *Радиационная стойкость.* Радиационные повреждения приводят не только к распуханию и деформации материала. Изменяются многие физические и механические свойства вещества. Ухудшается электрическая проводимость, сильно снижается теплопроводность. В 2—3 раза повышается предел упругости и уменьшается диапазон пластических деформаций, т.е. вещество становится более твердым и хрупким. Возрастает температура хладноломкости, снижается ударная вязкость. Способность материала противостоять всем нежелательным изменениям и подразумевается под радиационной стойкостью. Обычно чем выше предел упругости при высокой температуре, тем выше и радиационная стойкость. Улучшение характеристик материалов достигается легированием, специальной обработкой и даже конструкционным оформлением. И если предел радиационной стойкости топлива устанавливается по выгоранию, то предел стойкости конструкционных материалов определяется нейтронным флюенсом, порождающим деформации не выше допустимых, Так, будущий конструкционный

материал реактора на быстрых нейтронах должен выдерживать флюенс нейтронов с энергией более 0,1 МэВ не ниже $2{,}5 \cdot 10^{27}$ м$^{-2}$ при росте диаметра цилиндрической оболочки не более 5%, из которых на долю радиационной ползучести приходилось бы менее 1%.

7. *Топливо.* С точки зрения физики реакторов металлический уран является наилучшим топливным материалом. В реакторах на тепловых нейтронах с металлическим топливом получается наибольший коэффициент размножения за счет минимального эффективного резонансного интеграла (§ 6.5, п. 6), в реакторах на быстрых нейтронах — наибольший коэффициент воспроизводства. Однако у металла очень низкая предельная глубина выгорания — до 3500 МВт · сут/т (§ 7.1, п. 4, 5) из-за сильного газового распухания, а также радиационной ползучести. Если в графитовых реакторах с природным ураном это ограничение несущественно, так как запаса реактивности едва хватает, чтобы довести глубину выгорания до указанного значения, то в тяжеловодных реакторах и в реакторах с обогащенным ураном низкое предельное выгорание делает металлический уран неприемлемым. Правда, легирование урана позволяет существенно уменьшить эффект газового распухания. Сплав урана с 10% молибдена допускает глубины выгорания в 10 раз бóльшие. Но легирование увеличивает стоимость и ухудшает ядерные свойства, так что легированный уран распространения не нашел.

Кроме того, подобно многим кристаллическим веществам урану присуще явление полиморфизма: при разных температурах уран имеет различные кристаллические модификации. Модификация при обычной температуре, α-фаза, существует до 662 °С, когда переходит в β-фазу. Поскольку модификации имеют неодинаковые атомные объемы, достижение точки перехода также вызывает деформацию твэлов. Следовательно, температура 662 °С является предельной для металлического урана. Ограничение в центре твэла влечет за собой как низкие температуры на поверхности, так и малые градиенты по радиусу, что уже является ограничением снимаемой мощности.

Низкие эксплуатационные показатели металлического урана привели к тому, что он используется только в тех реакторах, где без него нельзя получить цепную реакцию.

Химические соединения урана — двуокись UO_2, монокарбид UC, мононитрид UN являются веществами пористыми, их плотность обычно значительно ниже теоретической, в связи с чем в объеме имеется резерв для местных расширений и заполнения продуктами деления. И хотя они уступают металлу по ядерным свойствам, имеют безусловное преимущество по предельной глубине выгорания (до 150 000 МВт × × сут/т), тогда как рекордная глубина выгорания двуокиси составляет 210 000 МВт · сут/т.

Двуокись урана — основной топливный материал реакторов на тепловых и быстрых нейтронах. Главный ее недостаток — низкая теплопроводность. Для передачи обычных тепловых потоков нужны очень большие градиенты и, следовательно, высокая температура в центре твэла, достигающая точки плавления 2880 °С. Возникающие термические напряжения могут вызвать растрескивание материала.

При высокой температуре под облучением возможна перестройка структуры с образованием столбчатых зерен. В результате термическое сопротивление возрастает. Из-за очень высокой температуры практически 100% газообразных продуктов деления уходит в открытый объем, что порождает высокое давление газа под оболочкой твэла. Зато газовое распухание двуокиси мало.

В реакторах на быстрых нейтронах необходима высокая энергонапряженность топлива для ускоренной выработки вторичного делящегося материала. Низкая теплопроводность двуокиси урана не позволяет снять линейную мощность более 400 Вт/см и получить малое время удвоения (§ 7.2, п. 10). Кроме того, в активных зонах этих реакторов нежелательно присутствие легких атомов, замедляющих нейтроны. В этом смысле монокарбид уже лучше двуокиси. Но самое главное, его теплопроводность почти в 10 раз выше. С монокарбида можно снять до 1200 Вт/см и, следовательно, получить меньшее время удвоения реактора на быстрых нейтронах (§ 7.2, п. 9). При указанном тепловом потоке температура центра твэла не выше 1400 °С. Монокарбид урана имеет высокую механическую прочность и меньше подвержен растрескиванию, чему способствуют также невысокие температурные градиенты. Благодаря прочности эффективно удерживает газы. При выгорании 10% тяжелых атомов отдает в открытый объем не более 40% газообразных продуктов деления. Зато больше двуокиси подвержен газовому распуханию. С водой бурно реагирует и не может использоваться в реакторах на тепловых нейтронах с водяным теплоносителем. В жидком натрии инертен.

. Еще большей механической прочностью и самым низким газовым распуханием обладает мононитрид урана. При этом большую долю газов удерживает в своем объеме. Теплопроводность мононитрида достаточно велика. В испытаниях при 1320 Вт/см и глубине выгорания до 150 000 МВт · сут/т температура центра твэла 1260 °С, объемное распухание 1,58% на 1% (весовой) выгоревших тяжелых атомов. Наименее подвержен растрескиванию. К сожалению, азот заметно поглощает нейтроны в реакциях (n, p) и (n, α) (п. 4), что снижает преимущества мононитрида урана как топлива реактора на быстрых нейтронах, поскольку из-за паразитного поглощения снижается коэффициент воспроизводства. Кроме того, образующиеся в указанных реакциях в соотношении 1 : 2 водород и гелий дают прибавку к газообразным продуктам деления около 15%. Мононитрид получил бы преимущество, если бы азот был представлен только изотопом ^{15}N. Но содержание ^{15}N в природном азоте мало (0,37%), и едва ли мононитрид урана в соединении только с ^{15}N сможет иметь приемлемую стоимость. Тем не менее мононитрид урана рассматривается как перспективный топливный материал для реакторов на быстрых нейтронах и наряду с монокарбидом проходит испытания в реакторах.

Дисперсионное топливо представляет собой частицы интерметаллических соединений, двуокиси, монокарбида урана, распределенные в объеме матрицы — алюминия, стали, графита. Если матрица алюминиевая, вместо неустойчивой в алюминии двуокиси используется закись-окись U_3O_8. В металлической матрице газовое давление и

давление радиационного роста частиц воспринимает материал матрицы, который в слое порядка пробега (см. табл. 4.3) облучается осколками деления, выходящими из топливных частиц. Поскольку графит пористый, а 90% пор сообщается с внешним объемом, на диспергированные в графите частицы двуокиси или монокарбида урана приходится наносить собственные оболочки из нескольких слоев пиролитического графита и карбида кремния. В этом случае частицы являются микротвэлами. Дисперсионное топливо используется в специальных исследовательских и высокотемпературных энергетических реакторах.

8. *Теплоносители и конструкционные материалы.* Двухконтурный отвод тепла допускает использование в активной зоне кроме воды и других теплоносителей. Поскольку в постоянном контакте с теплоносителем находится конструкционный материал, их выбор должен быть совместным при условии, что цепная реакция будет сохранена, получена необходимая температура, конструкционный материал не будет подвержен коррозии и эррозии в потоке горячего теплоносителя.

Вода является наилучшим теплоносителем (§ 8.1, п. 4) и широко используется в реакторах на тепловых нейтронах, графитовых, легководных и тяжеловодных. Температуры активных зон первых реакторов накопителей плутония были ниже 100 °С, в последующем — около 200 °С, и в качестве материала оболочек твэлов и труб с успехом использовался слабо поглощающий нейтроны алюминий. Но при температурах выше 200 °С алюминий не применяется, поскольку до 250 °С его эксплуатация оказывается ненадежной, а выше 250 °С фактически невозможной из-за коррозии в воде.

Лучшим партнером воды является нержавеющая сталь, пригодная для температур до 550 °С. И при выработке в активной зоне перегретого пара конструкционным материалом служит сталь. Однако весьма большие сечения поглощения железа, хрома, никеля (см. табл. 4.5) делают сталь нежелательным конструкционным материалом в реакторах на тепловых нейтронах.

Альтернативным материалом оказался цирконий. Правда, цирконий совместим с водой только до 300—350 °С, но на установках, работающих на насыщенном паре, бо́льшие температурные пределы и не нужны (§ 8.1, п. 3). Чистый цирконий поглощает нейтроны слабее алюминия (см. табл. 4.5), но обладает низкой прочностью. Однако механические свойства лучших сплавов циркония мало уступают нержавеющей стали вплоть до 550—600 °С, так что единственным ограничением для циркония является коррозионная стойкость. Сплав с 2,5% ниобия обладает высокой прочностью и используется для изготовления удерживающих давление труб. Сплав с 1% ниобия менее прочен, но более пластичен, и из него изготовляются оболочки твэлов. Благодаря слабому поглощению нейтронов цирконий полностью вытеснил сталь из активных зон реакторов АЭС, работающих на насыщенном паре.

При одноконтурном отводе тепла пар вырабатывается в реакторе, и его давление есть давление пара на турбине. Если же вода используется в двухконтурной схеме, то ее целесообразно поддерживать в жид-

ком состоянии, чтобы иметь регулярный температурный режим на поверхности твэлов. В этом случае при тех же температурных ограничениях можно получить более высокую температуру, так как не нужно предусматривать запас на флуктуацию температуры под пузырями в процессе кипения. Но для этого воду в первом контуре нужно держать при давлении, намного превосходящем давление пара на турбине, что удорожает и стоимость первого контура, и его эксплуатацию. Давление насыщенного пара быстро растет с температурой (4 МПа при 250 °С, 8,9 МПа при 300 °С), но давление в контуре должно быть много больше, чтобы предотвратить кризис теплопередачи. При большом тепловом потоке и давлении, близком к давлению насыщенного пара, на отдающей тепло поверхности может образоваться неисчезающая пленка пара, снижающая коэффициент теплоотдачи в 20—30 раз. Ухудшение отвода тепла приводит к перегреву и выходу из строя тепловыделяющих элементов.

В отличие от воды некоторые органические вещества имеют низкое давление насыщенного пара, например дифенил $(C_6H_5)_2$ — твердое вещество при обычной температуре. По содержанию водорода, т.е. по замедляющим свойствам, они мало уступают воде и, кроме того, химически инертны. Все это создает большие преимущества органическим теплоносителям: в первом контуре не нужно высокое давление, в качестве конструкционного материала можно использовать дешевые углеродистые стали и даже алюминий при температурах до 400 °С и, следовательно, получать перегретый пар во втором контуре. К сожалению, эти преимущества отступают перед радиационной и тепловой нестойкостью органических молекул. Радиолиз идет при любой температуре, пиролиз возрастает с ростом температуры, и при температурах 320—400 °С наблюдается быстрое разложение молекул. Рекомбинация сопровождается появлением как легких молекул газов, водорода, метана, так и тяжелых молекул веществ, твердых при температуре контура. Появление твердых отложений на стенках твэлов и в каналах увеличивает термическое и гидравлическое сопротивления и ухудшают отвод тепла из реактора. Для предотвращения нежелательных явлений теплоноситель должен непрерывно очищаться от твердой фракции, чтобы ее содержание не превышало 30—40%. А потери теплоносителя должны компенсироваться чистым веществом. И когда компенсация теплоносителя исчисляется тоннами в сутки, эксплуатация установки оказывается нецелесообразной. Поэтому органические теплоносители нашли применение только в установках малой мощности (§ 9.7, п.4).

Низкая теплоемкость и теплопроводность газов делают их наихудшими теплоносителями (§ 8.1, п. 4). Тем не менее газы используются в первых контурах реакторов, но при возможно высоком давлении, чтобы улучшить их теплопередающие свойства и снизить расход энергии на прокачку.

Углекислый газ является доступным и химически неактивным. В связи с низкой плотностью очень слабо подвержен радиолизу. В графитовых реакторах не отделен от графита трубой, а контакт с графитом, вообще говоря, ускоряет пиролиз углекислого газа, что представ-

ляет собой угрозу выноса с освобождающимся кислородом углерода из разогретой активной зоны. Но и этот эффект пренебрежимо мал вплоть до температуры 700 °С. Только при 1000 °С начинает диссоциировать на окись углерода и кислород.

Лучшим конструкционным материалом для газовых графитовых и тяжеловодных реакторов оказался магний. Магний поглощает тепловые нейтроны почти в 4 раза слабее алюминия (см. табл. 4.5). Правда, он непрочен, малопластичен, легко подвергается коррозии, склонен к воспламенению. Но его сплавы с алюминием или цирконием в пределах 1% (магноксы) обладают много большей пластичностью, в атмосфере углекислого газа сохраняют стойкость до 500 °С, воспламеняются только при температуре выше 600 °С. Магнокс с 1,5% марганца обладает повышенной прочностью. Однако прочность твэла обычно обеспечивает урановый металлический сердечник, а магнокс должен сохранять герметичность твэла. Собственно конструкционный магнокс, предназначенный для изготовления нагружаемых деталей, содержит до 10% и более бериллия.

Гелий — лучший газовый теплоноситель. Основной изотоп ^{4}He нейтронов не поглощает, небольшое поглощение связано лишь с ^{3}He, содержащимся в количестве 10^{-6} % в природном гелии, или с примесями. Нейтронами не активируется. В химические реакции не вступает, и поэтому коррозия в чистом гелии невозможна. Как атомарный газ имеет теплоемкость меньшую, чем углекислый газ, но в 10 раз большую теплопроводность. Правда, дорог, текуч, что порождает трудности создания герметичных контуров для гелия. Используется в высокотемпературных реакторах на тепловых нейтронах, а также найдет применение в реакторах на быстрых нейтронах, поскольку не поглощает и практически не замедляет нейтроны, так как газы, даже легкие, являются плохими замедлителями (см. табл. 5.2).

Жидкие металлы уступают воде по теплоемкости, но превосходят по теплопроводности. Лучшие теплопередающие свойства у легких щелочных металлов, прежде всего у лития. Однако природный литий содержит 7,4% ^{6}Li, сильно поглощающего тепловые нейтроны (см. табл. 4.5), и поэтому непригоден для реакторов на тепловых нейтронах. Вместе с тем литий — легкий элемент, является хорошим замедлителем нейтронов, поэтому непригоден и для реакторов на быстрых нейтронах. Тяжелые металлы несут балласт в виде тяжелых ядер атомов, а перекачка лишней массы связана с избыточными затратами мощности. Поэтому предпочтителен натрий. Натрий, примерно как вода, поглощает нейтроны, имеет низкое давление насыщенного пара, совместим с цирконием до 600 °С и нержавеющей сталью до 700 °С. Следовательно, натриевому реактору не нужен корпус высокого давления, и с натрием всегда достижимы высокие параметры паросиловой установки. Но натрий — твердый при обычной температуре, температура плавления 97,8 °С, легко окисляется и активно реагирует с водой, сильно активируется нейтронами (§ 3.5, п. 16). Поэтому устройство и эксплуатация установки с натрием усложняются. Предусматриваются трехконтурный отвод тепла (§ 8.1, п. 1), системы разогрева натрия и контуров, очистки натрия от окислов и контуров после

слива натрия, борьбы с загораниями и др. В реакторах на тепловых нейтронах натрий применения не нашел, а в экспериментальном графитовом реакторе использовался с цирконием. Натрий применяется в существующих реакторах на быстрых нейтронах совместно с нержавеющей сталью.

8.3. Тепловыделяющие элементы

1. *Место твэла.* Основной, наиболее ответственной частью активной зоны являются тепловыделяющие элементы. Получение максимальных температуры и мощности, эффективность отвода тепла и использования ядерного топлива, в конце концов экономичность энергетической установки находятся в прямой зависимости от достигнутых эксплуатационных характеристик и долговечности тепловыделяющего элемента. А они, в свою очередь, определяются многими факторами: используемыми материалами, конструкционным решением, технологией изготовления материалов и твэла, надежностью контроля качества. Тепловыделяющий элемент должен быть рассчитан на изменяющийся в каких-то пределах режим эксплуатации, условия хранения после выгрузки из реактора и возможность простой переработки в случае регенерации ядерного топлива. Следовательно, проектирование твэла должно охватывать весь топливный цикл. Наконец, твэл должен быть дешев.

2. *Конструкция.* Твэл состоит из сердечника, изготовляемого из топливного материала, оболочки, концевой детали, обеспечивающей герметичность при сборке. В зависимости от формы — цилиндр сплошной или полый, пластина, шар, а также от соотношения диаметра и высоты твэлы называются цилиндрическими, стержневыми, кольцевыми, трубчатыми, пластинчатыми, шаровыми и др. В слаборазмножающих средах твэлы должны иметь большой диаметр (примерно 3 см) (§ 6.5, п. 5) и находиться по одному в технологическом канале (см. рис. 6.2). Если имеется запас реактивности, твэлы изготовляют меньшего диаметра и размещают в канале сразу группу (кластер). Для удобства загрузки и выгрузки их монтируют в тепловыделяющие сборки (ТВС) того или иного устройства.

Конструкция твэла имеет непосредственное отношение к его работоспособности. Многие противоположные влияния заставляют искать оптимальные решения в каждой конкретной размножающей среде.

Диаметр сердечника не может быть слишком мал из-за ухудшения размножающих и воспроизводящих свойств активной зоны, сокращения кампании, а также увеличения стоимости изготовления твэлов. Диаметр не может быть велик из-за ухудшения отвода тепла и возрастающей температуры в центре. Большие диаметры нежелательны для керамических материалов, двуокиси, монокарбида урана, подверженных растрескиванию, которое не только ухудшает отвод тепла, но может привести к преждевременному разрушению оболочки твэла. По трещинам, обычно радиальным, происходит осыпание частиц топлива, расклинивание образовавшихся сегментов, возрастание давления на

оболочку и ее локальная деформация. Для борьбы с осыпанием рекомендуется предусматривать на сердечниках бандажи.

Высота твэла определяется его сопротивлением сжатию, изгибу и способностью противостоять вибрациям в потоке теплоносителя. Для подавления вибраций и изгибов в ТВС предусматриваются специальные дистанционирующие конструкционные элементы и детали. Высота твэла невелика, если его прочность определяет сердечник. Если за прочность ответственна трубчатая оболочка, высота может достигать нескольких метров. Сердечник из двуокиси набирается из прессованных таблеток, возможно и вибрационное уплотнение двуокиси в заготовленной оболочке.

Ответственным является выбор толщины оболочки. Избыточная толщина приводит к неоправданному росту поглощения нейтронов. Однако твэл с очень тонкой оболочкой окажется недолговечным. Радиационное и газовое распухание вещества сердечника, неодинаковое по радиусу тепловое расширение при переходе в рабочее состояние сопровождаются увеличением диаметра и высоты, а также целым спектром деформаций сердечника, местных и глобальных. Помимо этого, под оболочкой с течением времени растет газовое давление. Прочность оболочки должна быть достаточной, чтобы твэл сохранил форму и герметичность в течение кампании.

Механическое взаимодействие материала сердечника с оболочкой также является причиной ее повреждений. Чем прочнее материал сердечника, тем эффективней взаимодействие. Местные деформации и разрушения оболочки вследствие трения и контактных напряжений удается подавлять, искусственно снижая плотность материала сердечника, увеличивая зазор между сердечником и оболочкой, повышая пластичность материала оболочки. Правда, в последнем случае приходится увеличивать ее толщину вследствие снижения предела текучести.

Зазор между сердечником и оболочкой — далеко не последний конструкционный элемент, имеет прямое отношение к работоспособности и долговечности твэла. Передача тепла от сердечника к оболочке тем эффективнее, чем лучше контакт материалов. Однако распухание материала, деформация вследствие теплового расширения, механическое взаимодействие приводят к особо сложным условиям для посаженной без зазора оболочки. Кроме того, получение хорошего контакта не всегда возможно, требует особо точного изготовления заготовок и специальной обработки изделий, механической и термической. Тем не менее в ряде случаев это оправдано, особенно при изготовлении оболочек дисперсионных твэлов, когда материал матрицы и оболочки один и тот же и зазор полностью исключается при нагреве. При этом осуществляется наилучшая *металлургическая* связь, или диффузионный контакт.

Обычно зазор проектируется. Но при этом возрастает термическое сопротивление и температура центра сердечника возрастает. Для улучшения теплопередачи зазор заполняют каким-либо материалом с высокой теплопроводностью, создается подслой оболочки. В твэлах натриевого реактора на быстрых нейтронах подслой также натриевый. Но в

случае повреждения оболочки натрий выбрасывается давлением газа и подслой исчезает. Возможно также образование пузырьков газа в натрии или вскипание натрия при случайном перегреве, при этом также исчезает подслой. Возрастающее термическое сопротивление приводит к быстрому прогоранию твэла. Альтернативным веществом подслоя является гелий.

Гелий для образования подслоя используется в современных окисных твэлах реакторов на тепловых нейтронах. Утечка части гелия при разгерметизации твэла не приводит к катастрофическому изменению теплопередающих свойств зазора. С гелиевым подслоем теплопередача с течением времени ухудшается из-за разбавления гелия ксеноном, имеющим много меньший коэффициент теплопроводности.

Для снижения газового давления может быть предусмотрена центральная или торцевая полость. Предлагаются и вентилируемые твэлы, из которых в процессе эксплуатации отводились бы накапливающиеся газы. Но стоимость таких твэлов будет более высокой.

3. *Совместимость.* Материал оболочки должен быть совместим не только с теплоносителем, но и с веществом сердечника. Химическое взаимодействие, диффузия атомов, образование сплавов — все это может привести к изменению свойств и разрушению оболочки.

Металлический уран в контакте со сталью, начиная с 500 °С, образует интерметаллическое соединение с низкой температурой плавления, что создает угрозу прогорания стальных оболочек твэлов из металла. Поэтому на металлический сердечник необходимо напылять защитную пленку из молибдена. С магнием металлический уран совместим до 500 °С.

Двуокись урана взаимодействует со сплавами циркония только при температуре выше 600 °С с образованием ZrO_2, что ведет к охрупчиванию циркония. С нержавеющей сталью до 1400 °С взаимодействия нет.

Карбидное топливо совместимо со сталью до 600 °С, однако науглероживает стальные оболочки на глубину до 0,25 мм, особенно при повышенном содержании полуторной фазы карбида, что снижает механическую прочность стали. В этом смысле для твэлов реакторов на быстрых нейтронах намного предпочтительнее мононитрид урана, отлично совместимый со сталью вплоть до 700 °С и при глубинах выгорания до 150 000 МВт · сут/т. Реакция между ними начинается только при 1000 °С.

4. *Опыт эксплуатации.* Работоспособные твэлы не могут быть созданы без предварительных экспериментальных исследований и анализа причин повреждений и аварий, которые часто невозможно предвидеть. Влага, адсорбированная двуокисью в процессе изготовления, является причиной преждевременного разрушения окисных твэлов. Оказалось, что работоспособность твэлов возрастает при снижении отношения высоты таблетки к ее диаметру, уменьшении диаметра твэла, в отсутствии быстрых изменений снимаемой мощности и вибраций в потоке теплоносителя. Следовательно, по анализу испытаний не только вырабатываются рекомендации по совершенствованию конструкции и технологии изготовления твэлов, но и корректируется режим их эксплуа-

тации в реакторе, касающийся перегрузок топлива, управления цепной реакцией, допустимых скоростей теплоносителя и т.д. Значит, проектирование и технология должны опираться на существующий и непрерывно обогащающийся опыт испытания твэлов в исследовательских и эксплуатации в энергетических реакторах.

8.4. Дозиметрия и защита

1. *Единицы измерения.* Движущиеся заряженные частицы теряют энергию вследствие ионизации атомов. Нейтральные частицы передают свою энергию веществу в конечном итоге также посредством ионизации, но через вторичные частицы: γ-кванты при поглощении образуют электроны с большой кинетической энергией; быстрые нейтроны при рассеянии — протоны, ядра или ионы отдачи; тепловые нейтроны при поглощении — тяжелые заряженные частицы или γ-кванты как продукты ядерных реакций. Как и в случае нейтронов, потоки любых частиц относят к единице пересекаемой площади в единицу времени и измеряют в $1/(м^2 \cdot с)$. Если энергия каждой частицы E, то переносимая потоком энергия есть ΦE ($Вт/м^2$) и называется *интенсивностью излучения*. Обычно измеряется не переносимая энергия, а образуемый частицами вследствие ионизации атомов среды электрический заряд. Этот заряд характеризует *экспозиционную* дозу излучения. Для рентгеновского и γ-излучения с энергией до 3 МэВ за единицу экспозиционной дозы принимается такое количество излучения, которое за любое время в 1 кг сухого воздуха образует 1 Кл электричества каждого знака, т.е. единица экспозиционной дозы — кулон на килограмм (Кл/кг). Единица мощности дозы, или единица дозы в единицу времени, при этом есть ампер на килограмм (А/кг). С точки зрения поражения биологических объектов при облучении прежде всего важна передаваемая веществу энергия, которая характеризуется *поглощенной дозой*. Поскольку с образованием пары ионов связана определенная средняя затрата энергии, экспозиционной дозе сопоставляется поглощенная доза излучения, измеряемая количеством энергии, передаваемой единице массы вещества, — джоуль на килограмм (Дж/кг). Эта единица получила название грэй (Гр). Соответственно единица мощности поглощенной дозы есть ватт на килограмм (Вт/кг), т.е. грэй в секунду (Гр/с).

В системе единицы СГСЭ единицы экспозиционной и поглощенной доз получили собственные названия и в настоящее время широко используются. Применение этих единиц допускается как внесистемных. За единицу экспозиционной дозы в СГСЭ принимается рентген — Р (по определению, количество рентгеновского или γ-излучения, образующего в 1 $см^3$ сухого воздуха при 760 мм рт. ст. и 0 °С одну электростатическую единицу заряда каждого знака, или $2{,}08 \cdot 10^9$ пар ионов). Это соответствует переданной воздуху энергии, т.е. поглощенной дозе, 0,11 эрг/$см^3$, или 88 эрг/г. В мягких тканях человеческого тела γ-кванты поглощаются несколько сильнее, чем в воздухе, так что экспозиционной дозе 1 Р соответствует выделившаяся энергия 88—98 эрг/г. Поглощенная доза 100 эрг/г получила наименование

1 рад. Очевидно, что поглощенной дозе в 1 рад соответствует экспозиционная доза чуть больше или примерно равная 1 Р. Как вытекает из приведенных определений, рентген и рад следующим образом выражаются в системе СИ (плотность воздуха 1,29 кг/м³ при 0 °С и 760 мм рт. ст.):

$$1\ \text{Р} = 2{,}58 \cdot 10^{-4}\ \text{Кл/кг}; \tag{8.2}$$

$$1\ \text{Рад} = 10^{-2}\ \text{Дж/кг} = 10^{-2}\ \text{Гр}. \tag{8.3}$$

2. *Дозиметрия.* Степень поражения живых тканей ионизирующим излучением зависит не только от количества переданной единице массы ткани энергии, но и от удельной ионизации. Чем больше пар ионов на единице пути образует движущаяся частица, тем более тяжелыми для жизнедеятельности клеток оказываются последствия радиационного поражения при одной и той же поглощенной дозе. В связи с этим каждый вид излучения характеризуется присущей ему относительной биологической эффективностью (ОБЭ). Поскольку относительная биологическая эффективность излучения зависит также от многих чисто биологических факторов, коэффициенты ОБЭ рекомендуется употреблять только в радиобиологии, а в радиационной дозиметрии пользоваться идентичным понятием коэффициента качества излучения K. Коэффициент качества, как и ОБЭ, тем больше, чем выше удельная ионизация излучения.

Для измерения биологического воздействия излучения на организм человека вводится единица бэр — биологический эквивалент рентгена. Одна и та же доза в единицах бэр или эквивалентная доза $D_{\text{экв}}$ вызывает одинаковое поражение любым излучением но при этом поглощенные дозы D у разных типов излучений разные. За стандарт принимается радиационное воздействие рентгеновского излучения с энергией $E = 200$ кэВ, для которого 1 рад поглощенной дозы есть также 1 бэр эквивалентной дозы биологического воздействия. В этом случае коэффициент качества $K = 1$. Коэффициент качества принимается равным единице и для всех других излучений, по удельной ионизации не превосходящих указанное. Если удельная ионизация превосходит ионизацию стандартного излучения, то $K > 1$, а соотношение между биологически эквивалентной дозой $D_{\text{экв}}$ и поглощенной дозой D при этом

$$D_{\text{экв}} = KD. \tag{8.4}$$

Санитарные правила предусматривают предельные нормы облучения лиц, работающих с радиоактивными веществами [15]. Предельная безопасная доза облучения в течение года составляет 5 бэр, или 100 мбэр в неделю, при систематическом внешнем облучении всего тела. Однако эта доза рассчитана на наиболее уязвимые при облучении органы — гонады и кроветворные. Для остальных внутренних органов безопасно облучение, превышающее указанное в 3 раза, а для кистей рук, предплечий и ступней — в 15 раз, т.е. 75 бэр/год.

В табл. 8.1 приведены предельно допустимые мощности доз, интенсивности или потоки частиц при 36-часовой рабочей неделе для излучений разной природы, исходя из недельной дозы 100 мбэр, указа-

Таблица 8.1. **Предельно допустимые уровни внешней радиации, соответствующие дозе 100 мбэр/нед**

Вид излучения	Энергия, МэВ	Коэффициент качества K	Мощность дозы, интенсивность или поток при 36-часовой рабочей неделе
γ- и рентгеновское	До 3	1	2,8 мР/ч
	3—10^4	1	2000 Мэв/(см^2·с)
Электроны	До 10	1	20 1/(см^2 · с)
Нейтроны:			
тепловые	$2{,}5\cdot10^{-8}$	3	750 1/(см^2·с)
медленные	10^{-7}	3	550 1/(см^2·с)
промежуточные	$5\cdot10^{-3}$	2,5	640 1/(см^2·с)
	$2\cdot10^{-2}$	5	310 1/(см^2·с)
	0,1	8	90 1/(см^2·с)
	0,5	10	33 1/(см^2·с)
быстрые	1	10,5	20 1/(см^2·с)
	5	7	20 1/(см^2·с)
	10	6,5	20 1/(см^2·с)
очень быстрые	$2\cdot10^2$	—	10 1/(см^2·с)
сверхбыстрые	$5\cdot10^2$	—	6 1/(см^2·с)
	$2\cdot10^3$	—	3 1/(см^2·с)
	$5\cdot10^3$	—	1 1/(см^2·с)
	10^4	—	0,3 1/(см^2·с)

ны коэффициенты качества излучения. Коэффициент качества для протонов и α-частиц равен 10, а для многозарядных ионов — 20.

3. *Излучение реактора.* Активная зона ядерного реактора представляет собой массивный объект, за пределы которого не могут выходить имеющие малые пробеги заряженные частицы, а только нейтроны и γ-кванты. Но и последние преимущественно поглощаются в активной зоне. Малые величины k_0, особенно в реакторах с естественным ураном, заставляют делать активные зоны достаточно большого объема, чтобы утечка нейтронов составляла малый процент, ибо условие (6.1) всегда должно соблюдаться. Фактор $1 - \omega$ показывает долю нейтронов, не поглощенных веществом активной зоны, однако не все эти нейтроны рассеиваются во внешнее пространство, часть их поглощается в компенсирующих стержнях и отражателе. Большая часть γ-квантов рождается в уране — тяжелом веществе, эффективно поглощающем γ-излучение. Замедлитель, отражатель нейтронов и другие материалы также участвуют в поглощении γ-квантов, и только некоторая доля γ-излучения рассеивается за пределы отражателя. Тем не менее до 3% всей энергии деления или до четверти энергии, связанной с появляющимися в реакторе нейтронами и γ-квантами, выносится из объема активной зоны и отражателя. Эта доля по абсолютному значению составляет излучение необычайно высокой интенсивности. В результате не только требуется биологическая защита, обеспечивающая снижение потоков нейтронов и γ-квантов в миллионы и десятки миллионов раз, но и специальная защита корпусов реакторов (тепловая защита), защита или охлаждение передних стенок бетонной биологи-

ческой защиты, где поглощается наибольшая часть энергии рассеиваемого реактором излучения.

Энергия покидающих реактор нейтронов занимает очень широкий диапазон — от энергии деления до тепловой. Реакторы на тепловых нейтронах, за исключением реакторов с водой в качестве замедлителя, рассеивают больше нейтронов с низкой энергией. Активные зоны водо-водяных реакторов сравнительно невелики по объему, а вода достаточно прозрачна для быстрых нейтронов из-за малой величины σ_{tr} (5.38) водорода при высокой энергии, т.е. дает повышенную утечку быстрых нейтронов. Реакторы на быстрых нейтронах рассеивают соответственно быстрые нейтроны. Энергия γ-квантов, выходящих из активной зоны, преимущественно лежит в диапазоне 0,1—2 МэВ. γ-Кванты испускаются возбужденными ядрами, образующимися в процессах деления, β-распада и радиационного захвата нейтронов с суммарной энергией около 20 МэВ на акт деления (см. табл. 3.3). Эта энергия приходится примерно на 10 возбужденных ядер, которые высвечивают γ-кванты как по одному, так и каскадно — по два и более. Энергия возбуждения осколков деления после испускания нейтронов и ядер продуктов β-распада относительно невелика. Но при поглощении нейтронов она может достигать 8 МэВ и более, поскольку в этом случае равна их энергия связи (§ 3.5, п.3). При столь сильном возбуждении ядра часто испускают высокоэнергетические кванты, близкие к полной энергии возбуждения. В табл. 8.2 приведены энергии жестких γ-квантов, испускаемых при поглощении нейтронов ядрами атомов, входящих в состав реакторных материалов.

Таблица 8.2. **Жесткие γ-кванты радиационного захвата**

Элемент	Кванты с большим выходом, МэВ	Кванты с малым выходом, МэВ	Элемент	Кванты с большим выходом, МэВ	Кванты с малым выходом, МэВ
H	2,22	—	Fe	7,64	9,30
Be	6,81	—	Zr	6,30	8,66
C	4,95	—	Mo	6,92	9,15
Na	6,42	—	Cd	5,94	9,04
Al	7,73	—	Pb	7,38	—
Si	4,93	10,59	Th	3,53	4,92
Ca	6,41	—	^{238}U	4,06	—

Высвечивание некоторых ядер сопровождается появлением, правда, с малой вероятностью, особо жестких квантов. Максимальная энергия таких квантов также представлена в табл. 8.2. Конкретное число образующихся захватных γ-квантов определяется значениями нейтронного потока и макроскопического сечения ядер поглотителей нейтронов, т.е. числом поглощений (1.56), и выходами γ-квантов с разной энергией при переходе возбужденных ядер в основные энергетические состояния [13, 14, 30]. Доля высокоэнергетических γ-квантов в полном потоке, выходящем из реактора, невелика, так как только треть

энергии всех γ-квантов, появляющихся после одного деления, испускается при радиационном захвате нейтронов, а две трети всех захватных квантов приходится на ^{238}U и имеет энергию не выше 4 МэВ. Кроме того, часть γ-квантов до выхода за пределы отражателя реактора испытывает комптоновское рассеяние, снижающее энергию квантов. В результате на диапазон энергий более 2 МэВ приходится менее 10% всех γ-квантов и около 1% квантов имеет энергию более 3 МэВ.

4. *Биологическая защита.* Требования к материалу защиты противоречивы. Для защиты от γ-квантов необходимо применять возможно более тяжелые вещества (§ 4.5). Защита от тепловых нейтронов вообще не составляет проблемы, так как существует много веществ, сильно поглощающих тепловые нейтроны (§ 4.6, п. 9). Например, слой кадмия толщиной 1 мм задерживает любой поток тепловых нейтронов. Эффективных же поглотителей быстрых и промежуточных нейтронов не существует, и оказывается, что для замедления нейтронов требуется меньше материала, чем для их поглощения с высокой энергией, а наилучшим и самым дешевым замедлителем является вода. Поскольку у воды $\tau \gg L^2$ (см. табл. 5.3 и 5.4), нет необходимости применять другие вещества для поглощения образующихся тепловых нейтронов, их достаточно хорошо поглощают ядра водорода. Однако вода состоит из легких атомов и слабо поглощает γ-кванты. В результате биологическая защита реактора должна удовлетворять сразу двум требованиям: с одной стороны, содержать возможно больше легких атомов водорода для замедления нейтронов, а с другой — возможно больше тяжелых для эффективного поглощения γ-квантов. Помимо этого, защиту реактора, являющуюся массивным сооружением, желательно изготовлять из не очень дорогого материала, употребляемого в строительстве. Защита должна представлять собой монолит, не имеющий щелей, пропускающих излучение. Поэтому выгоднее всего защиту строить из бетона, несмотря на то что строительный бетон состоит из легких атомов, имеет плотность 2000—2300 кг/м^3 и содержание воды около 200 кг/м^3, что в 5 раз меньше, чем собственно в воде. Состав строительного бетона следующий:

Элемент	Массовое содержание, %	Элемент	Массовое содержание, %
O	50	K	2
Si	30	H	1
Ca	8	Na, Mg, S и др.	5
Al	4		

Однако защитные свойства бетона можно улучшить, применяя вместо песка и гравия другие наполнители, повышающие как содержание воды, так и плотность бетона. Для защиты ядерных реакторов употреблялись тяжелые бетоны с наполнением лимонитом $2Fe_2O_3 \times \times 3H_2O$, баритом $BaSO_4$, ильменитом $FeTiO_3$, плотность которых достигала 3500—4200 кг/м^3. Вместе с тем часто применяется бетон с плотностью 2200—2500 кг/м^3. Защита экспериментальных или транспортных реакторов, где требуется возможно меньшая ее толщина или

полная масса, выполняется из более дорогих материалов. Применялись парафин, стальные, свинцовые и висмутовые стенки, бетон с наполнением чугунной чушкой и дробью плотностью до 6000 кг/м^3. Часто защита реактора делается комбинированной. Сначала размещается слой воды для защиты от нейтронов, а затем бетон как защита от γ-квантов. Поскольку защита от нейтронов является одновременно источником γ-квантов радиационного захвата, бетонная защита всегда должна располагаться после водяной, а не наоборот. Первый слой защиты реакторов на быстрых нейтронах иногда изготовляется из графита с небольшой добавкой бора, поскольку у графита $L^2 \gg \tau$. Толщина водяных или графитовых защит достигает 1 м, а бетонных защит — 2,5—3 м. Полная масса бетонной биологической защиты большого энергетического реактора составляет тысячи или даже десятки тысяч тонн.

Глава 9

РЕАКТОРЫ АТОМНЫХ ЭЛЕКТРОСТАНЦИЙ

9.1. Классификация

1. *Нейтронный спектр.* По спектру нейтронов различают реакторы на быстрых, промежуточных и тепловых нейтронах (§ 4.6, п. 6). Основу энергетических реакторов составляют реакторы на тепловых нейтронах. Реакторы на быстрых нейтронах также энергетические. Реакторы на промежуточных нейтронах, с одной стороны, содержат мало замедлителя и поэтому имеют небольшие объемы активных зон, что дает им преимущество в сравнении с реакторами на тепловых нейтронах, а с другой, некоторое количество замедлителя позволяет существенно снизить критическую массу в сравнении с реакторами на быстрых нейтронах благодаря увеличению нейтронных сечений при смягчении нейтронного спектра. Но все они, конечно, на обогащенном, часто сильно обогащенном уране. Реакторы на промежуточных нейтронах наряду с реакторами на тепловых — исследовательские реакторы, в том числе для испытания реакторных материалов.

2. *Замедлитель.* Физические особенности реактора на тепловых нейтронах определяет замедлитель активной зоны. Поэтому реакторы на тепловых нейтронах прежде всего классифицируют по замедлителю: графитовые, легководные, тяжеловодные. Существенное значение имеют и теплоноситель, и конструкционный материал. В частности, выделяют газоохлаждаемые реакторы. Если теплоноситель вода и пар вырабатывается в активной зоне, для чего вода должна закипеть, реакторы называют кипящими. В графитовых газоохлаждаемых реакторах с естественным ураном важен конструкционный материал — магнокс, без которого сами реакторы были бы невозможны. Поэтому и реакторы называют часто магноксовыми.

3. *Конструкция.* По конструкционному оформлению реакторы разделяют на корпусные и канальные. При высокой температуре активной

зоны жидкий теплоноситель, прежде всего вода (§ 8.2, п. 8), имеет высокое давление насыщенного пара. Газ специально поддерживается под высоким давлением (§ 8.2, п. 8). Если теплоноситель распределен по всей активной зоне или, как в случае легководного реактора, теплоносителем служат замедлитель и, следовательно, вся активная зона неизбежно находится при высокой температуре, давление должен держать корпус, вмещающий активную зону. В этом случае реактор называется корпусным.

Альтернативное конструкционное решение представляет канальный реактор: теплоноситель направляется по трубам (каналам), в которых размещаются ТВС. При этом тонкостенные трубы заменяют массивный корпус. Ведь толщина стенки цилиндра на то же давление тем меньше, чем меньше диаметр. И если стальной корпус легководного реактора имеет стенку толщиной не менее 10 см, то толщина стенки стальных труб — около миллиметра.

Каждая конструкция имеет свои преимущества и в чем-то уступает другой. Активная зона корпусного реактора не содержит труб, т.е. лишнего конструкционного материала, и поэтому имеет лучшие размножающие свойства. Зато корпус представляет собой сложное техническое сооружение, требующее особо тщательного изготовления и контроля. Если это стальной корпус легководного реактора, то он оказывается важнейшей частью установки. Управление корпусным реактором усложнено, перегрузка топлива связана с длительной, исчисляемой неделями остановкой реактора. Из-за невозможности железнодорожной транспортировки как угодно больших стальных корпусов даже возникает ограничение на полную мощность легководных реакторов.

У канальных реакторов — сложная разводка теплоносителя по каналам и избыточное поглощение нейтронов в материале труб. Поэтому канальные реакторы более чувствительны к выбору конструкционного материала. Однако относительная простота изготовления каналов и обращения с элементами управления цепной реакцией, возможности непрерывных перегрузок топлива без остановки реактора, получения перегретого пара и создания реактора как угодно большого объема, т.е. произвольной мощности, дают важные преимущества канальным реакторам.

Легководные реакторы всегда корпусные (§ 9.4, п. 1). Напротив, тяжеловодные — обычно канальные, так как тяжелую воду-замедлитель нецелесообразно держать при высокой температуре. Графитовые реакторы с теплоносителем водой — канальные. Газоохлаждаемые реакторы — корпусные, как и натриевые, на тепловых и быстрых нейтронах. Тяжеловодный реактор с газовым охлаждением чехословацкой АЭС в Ясловске-Богунице — канально-корпусной.

9.2. Графитовые реакторы с отводом тепла водой

1. *Первая в мире.* В 1954 г. в Обнинске была пущена АЭС электрической мощностью 5 МВт [31, 32]. Реактор графитовый, топливо дисперсионное — крупка сплава урана с молибденом в теплопроводящей

матрице, обогащение достаточно высокое (6%), поскольку активная зона была малого объема, $D = 1{,}5$ м, $H = 1{,}7$ м, теплоноситель — вода под давлением 10 МПа, $t_{вых} = 300$ °С, конструкционный материал — нержавеющая сталь. Тепловая мощность 30 МВт, отвод тепла двуконтурный, параметры пара на турбине 280 °С, 1,3 МПа. Установка представляла эксперимент промышленного масштаба. Разработанная для реактора ТВС позволяла получить перегретый пар, и реактор послужил прототипом для более совершенных установок.

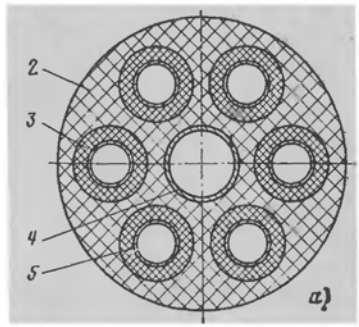
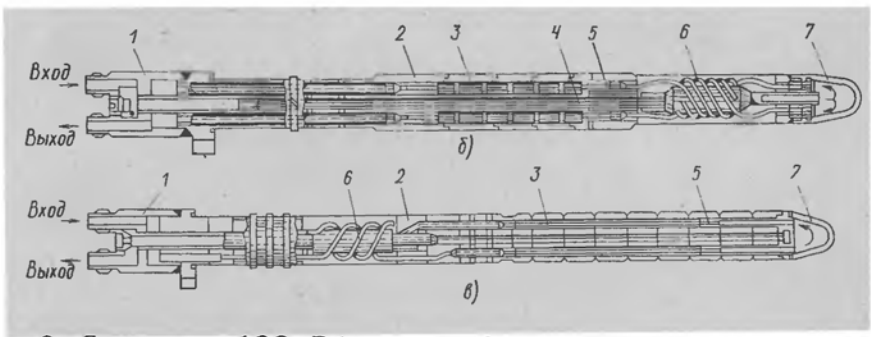


Рис. 9.1. Поперечный (*а*) и продольный (*б*) разрезы испарительной и продольный разрез пароперегревательной (*в*) ТВС реакторов БАЭС:

1 — верхняя камера; *2* — графит; *3* — твэл; *4* — внутренняя труба; *5* — периферийная труба; *6* — компенсаторы линейного расширения; *7* — нижняя камера



2. *Белоярская АЭС*. Вблизи пос. Заречный на Урале построена Белоярская АЭС (БАЭС), на двух блоках которой электрической мощностью 100 МВт (1964 г.) и 200 МВт (1967 г.) осуществлен ядерный перегрев пара. Реакторы БАЭС мало отличаются от предшественника, но в связи с большой мощностью имеют больший объем активной зоны, шесть периферийных труб в ТВС вместо четырех и менее обогащенный уран в связи с меньшими утечками нейтронов из большой активной зоны. Главное изменение касается схемы циркуляции и нагрева теплоносителя.

Активная зона второго блока ($D = 7{,}2$ см, $H = 6$ м) собрана из графитовых призм, каждая из которых имеет осевой канал диаметром 7,5 см для установки ТВС (рис. 9.1). Решетка квадратная, шаг 20 см. Цикл теплоносителя прямой, без теплообменника, а перегретый пар получается, как обычно, в двухступенчатом нагреве (рис. 9.2). Вода подается в испарительные сборки по центральной трубе 20×1 мм (20 мм — наружный диаметр, 1 мм — толщина стенки), проходит сверху вниз и после разворота в нижней камере идет вверх по шести периферийным

трубам 12 × 0,6 мм, нагреваясь и закипая, так как трубы на длине 6 м являются внутренними стенками твэлов. Из полученной пароводяной смеси в сепараторе отбирается пар, который снова проходит активную зону, — уже через пароперегревательные ТВС, по трем периферийным трубам вниз и другим трем вверх, где его температура поднимается до 510 °С. Параметры пара (510 °С, 9 МПа) рассчитаны на использование стандартных турбоагрегатов. КПД (брутто) установки 37,4%.

Трубчатые твэлы испарительных и перегревательных ТВС имеют наружные оболочки размером 20 × 0,2 и 20 × 0,3 мм соответст-

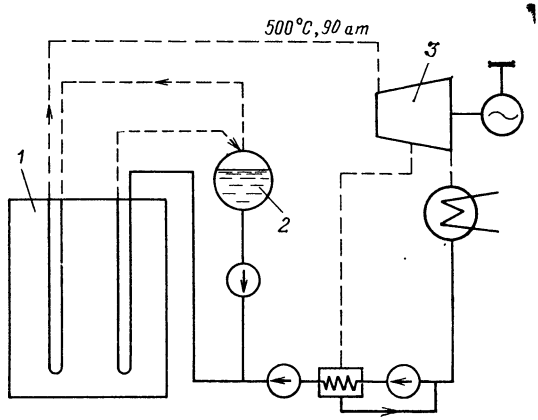


Рис. 9.2. Тепловая схема II блока БАЭС:
1 — реактор; *2* — сепаратор; *3* — турбина

венно, изготовленные, как и трубы теплоносителя, из нержавеющей стали. Их конструкция полностью исключает попадание продуктов деления в теплоноситель. Сердечник испарительных твэлов — сплав урана 2,8%-ного обогащения с 9% молибдена, подслой оболочки — из магния, перегревательных — дисперсия двуокиси урана с обогащением 5,7% в теплопроводящей матрице. Выгорание — 16 800 и 22 000 МВт · сут/т соответственно. Урана в реакторе 40 т.

В активной зоне 732 испарительных ТВС и 266 пароперегревательных. Те и другие чередуются рядами по активной зоне, но ее периферийная часть включает в себя только испарительные ТВС, так что область перегрева пара находится в центре активной зоны. В связи со съемом тепла с внутренней стенки твэла графит сильно разогрет (более 800 °С). Для предотвращения его окисления реактор помещен в стальную оболочку, где создается небольшое по сравнению с атмосферным противодавление инертного газа, азота или гелия.

На БАЭС доказана возможность и эффективность перегрева пара в ядерном реакторе промышленной мощности, КПД станции значительно выше, чем АЭС с насыщенным паром. Опыт эксплуатации реакторов БАЭС оказался полезным и был использован при разработке графитовых реакторов следующего поколения — РБМК, составивших

наряду с реакторами ВВЭР (§ 9.4, п. 1) основу ядерной энергетики СССР.

3. *Реакторы большой мощности кипящие* (*РБМК*). Реакторы рассчитаны на одноконтурную схему отвода тепла и выработку насыщенного пара. Ряд усовершенствований дает РБМК важные преимущества и приводит к высоким экономическим показателям. Конструкционным

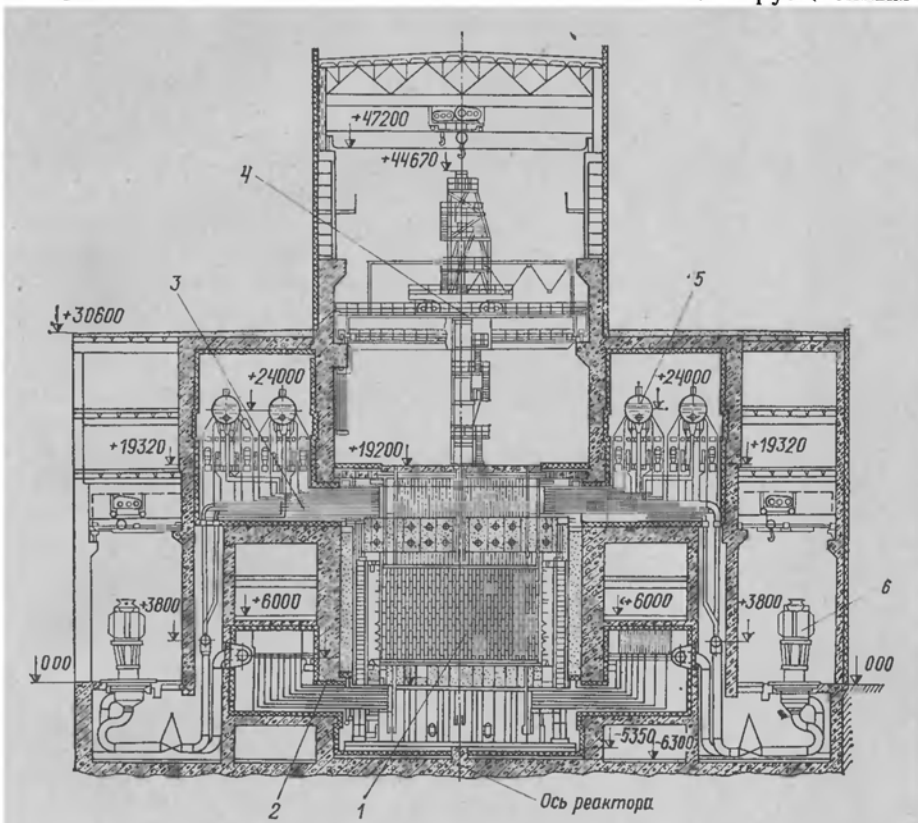


Рис. 9.3. Реактор РБМК-1000:

1 — активная зона; *2* — трубы входной воды; *3* — отвод пароводяной смеси; *4* — перегрузочная машина; *5* — сепаратор; *6* — питательный насос

материалом является цирконий, что позволяет использовать низкообогащенный уран. Топливо — двуокись урана, твэлы стержневые, отвод тепла происходит с их наружной поверхности.

Первый реактор этого типа на электрическую мощность 1000 МВт (РБМК-1000, рис. 9.3) был сдан в эксплуатацию в 1974 г. на Ленинградской АЭС. Активная зона (D = 11,8 м, H = 7 м) сложена из графитовых призм с вертикальными цилиндрическими отверстиями под трубы для пропуска теплоносителя. Шаг решетки равен 25 см. Полная длина трубы 22 м, однако только ее центральная семиметровая часть, приходящаяся на активную зону, сделана из дорогого циркониевого сплава с 2,5% ниобия, верх и низ трубы — из нержавеющей стали.

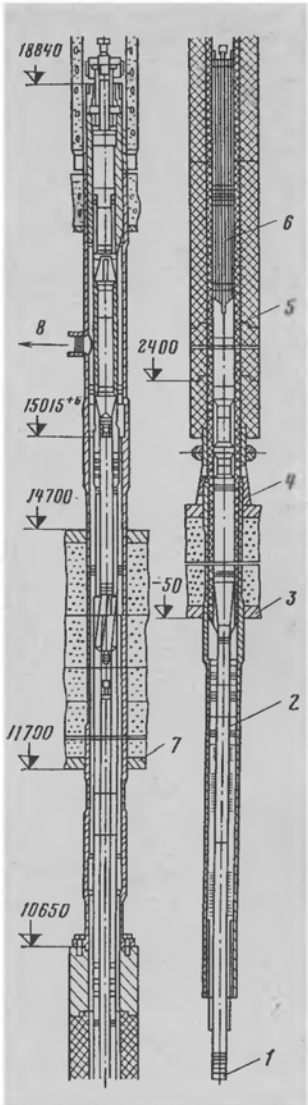


Рис. 9.4. Тепловыделяющая сборка реактора РБМК-1000:

1 — вход воды; *2* — стальная труба; *3* — нижняя плита защиты; *4* — графитовая установочная втулка; *5* — циркониевая труба; *6* — сборка твэлов; *7* — верхняя плита защиты; *8* — выход пароводяной смеси

В циркониевой трубе размером 88×4 мм размещены одна над другой две ТВС высотой 3,5 м каждая (рис. 9.4). ТВС имеют на оси несущий циркониевый стержень, а вокруг него — два ряда твэлов, расположенных по концентрическим окружностям: во внутреннем ряду — 6, во внешнем — 12 твэлов. Наружный диаметр твэла 13,5 мм, оболочка 0,9 мм из сплава циркония с 1% ниобия. Сердечник — из двуокиси урана 2%-ного обогащения. Стационарная загрузка реактора 180 т урана. Но если начальная загрузка 180 т, то обогащение урана 1,1%, при загрузке 155 т обогащение 2%. Средняя глубина выгорания 18 500 МВт · сут/т. Перегрузка топлива — «на ходу».

Вода подается снизу, в контакте с ТВС нагревается и закипает, из верхней части трубы отводится пароводяная смесь. В сепараторе пар отбирается и с температурой 280 °С под давлением 6,6 МПа направляется на турбину. Тепловая мощность реактора 3200 МВт, КПД АЭС 31%.

Реакторы РБМК-1000 работают на нескольких АЭС (Ленинградской, Курской, Чернобыльской, Смоленской). На Игналинской АЭС в 1983 г. пущен I блок РБМК-1500. В активной зоне этого реактора интенсифицирован теплоотвод, так что в 1,5 раза большая мощность снимается с того же объема. Реакторы РБМК обладают всеми достоинствами канальных (§ 9.1, п. 3). Нет принципиальных трудностей для получения в таких реакторах перегретого пара. Только в перегревательных каналах потребуется нержавеющая сталь. Совместно с другими графитовыми канальными реакторами мощность РБМК составляет 6% установленных мощностей АЭС во всем мире.

9.3. Графитовые реакторы с газовым охлаждением

1. Магноксовые реакторы. Главное преимущество магноксовых реакторов состоит в использовании естественного урана. Это — уран-графитовые реакторы с отводом тепла углекислым газом и магноксом в качестве конструкционного материала (§ 8.2, п. 8). Первый про-

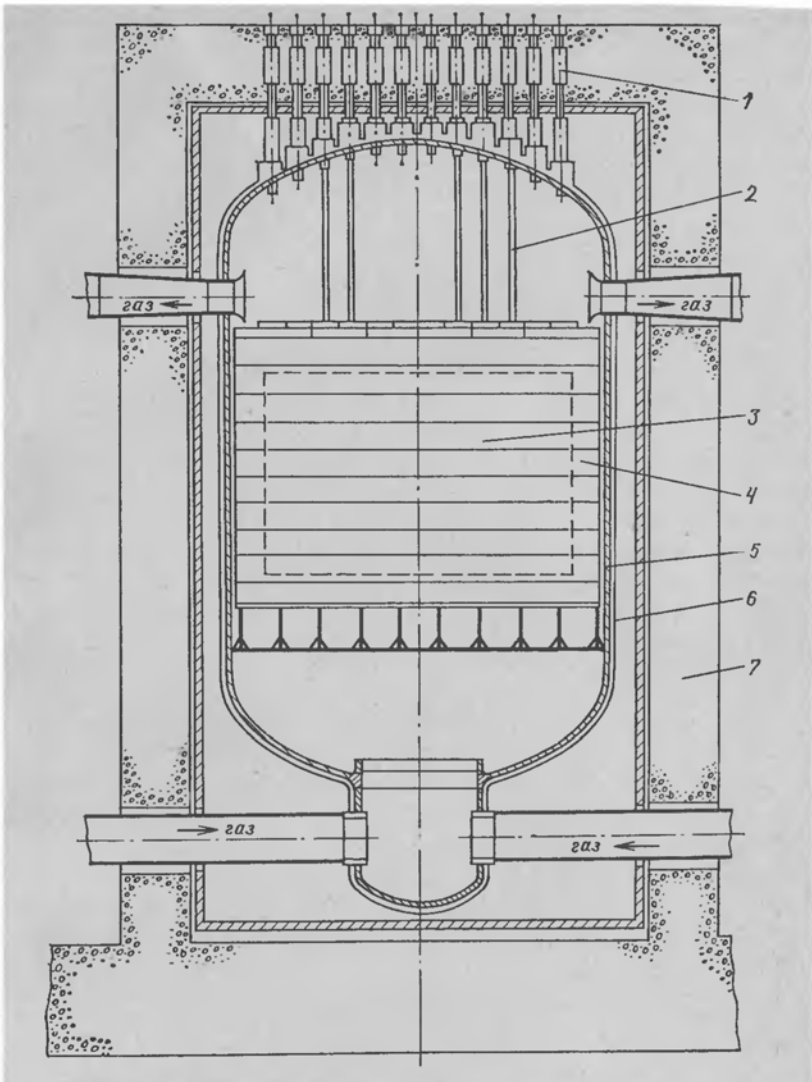


Рис. 9.5. Реактор в Колдер-Холле:

1 — загрузочная труба; *2* — стержни управления; *3* — активная зона; *4* — отражатель; *5* — корпус; *6* — теплоизоляция; *7* — биологическая защита

мышленный реактор был построен в Великобритании в 1956 г. в Колдер-Холле (рис. 9.5). Активная зона сложена из графитовых блоков, имеющих вертикальные отверстия диаметром 10 см — технологические каналы. Решетка — квадратная с шагом 20 см. В каждом канале размещается гирлянда твэлов из металлического естественного урана по одному в поперечном сечении канала. Для фиксации в центре канала трехсантиметровый в диаметре твэл имеет четыре высоких про-

дольных ребра*. При развитой поверхности существенно, чтобы материал оболочки меньше поглощал нейтроны, и в этом смысле магний предпочтительнее алюминия (см. табл. 4.5). Газ имеет малую теплоемкость, и для увеличения его массы в реакторе диаметр канала делается большим и, кроме того, по возможности повышается давление газа, определяемое прочностью корпуса. И если в первом реакторе давление было 0,7 МПа, то в последующих оно достигало 4 МПа.

Графитовая кладка имеет $D = 11$ м, $H = 8{,}2$ м, ее центральная часть, активная зона — $D = 9{,}45$ м, $H = 6{,}4$ м, остальное — отражатель. Масса графита 1140 т, в 1696 каналах находится 127 т урана, тогда как критическая масса равна 31 т. Избыток урана создает запас реактивности, который подавляется компенсирующими стержнями в расчете 1 стержень на 16 каналов. Столь большое число компенсаторов типично для больших активных зон.

Важное усовершенствование конструкции газоохлаждаемых реакторов предложено во Франции. Функции корпуса и биологической защиты объединены в одном бетонном сооружении, в пределах которого размещается весь первый контур с теплообменником-парогенератором (рис. 9.6). Поскольку бетон плохо работает на разрыв, корпус — биологическая защита выполняется из предварительно напряженного бетона, бетон по всему объему стягивается стальными тросами. Такая конструкция требует стали намного меньше, чем при изготовлении стального корпуса, и при толщине стенки 5 м позволяет поднять давление газа до 4 МПа. Конструкция оказалась настолько удачной, что в настоящее время все газоохлаждаемые реакторы имеют бетонные корпуса. Обсуждаются возможности сооружения бетонных корпусов и у других корпусных реакторов, в частности легководных.

Достижимая температура газа определяется температурными ограничениями прежде всего металлического урана (§ 8.2, п. 7), а также магноксовой оболочки (§ 8.2, п. 8). В лучших конструкциях с полыми твэлами температура стенки достигает 450 °С, газа на выходе 410 °С и пара на турбине 380—390 °С, т. е. пар получается перегретым. Тем не менее КПД АЭС не очень велик (24—28%), хотя у отдельных установок достигает 31%. Существенным недостатком реакторов с газовым охлаждением является повышенный расход энергии на циркуляцию теплоносителя (до 20% энергии, вырабатываемой на установке). Стоимость электроэнергии оказалась несколько выше, чем на ТЭС. Несмотря на это магноксовые реакторы в свое время оказались достаточно эффективными, и к концу 60-х годов в Великобритании было построено около десяти АЭС, которые давали более половины мирового производства электроэнергии на АЭС. Это была первая попытка создания ядерной энергетики.

2. Усовершенствованные графитовые реакторы (AGR). В графитовых реакторах с газовым теплоносителем можно получить очень высокую температуру, но для этого нужно освободиться от темпера-

---

* В разных реакторах типа реактора Колдер-Холл для улучшения передачи тепла газу твэлы имеют продольные, поперечные, витые низкие ребра.

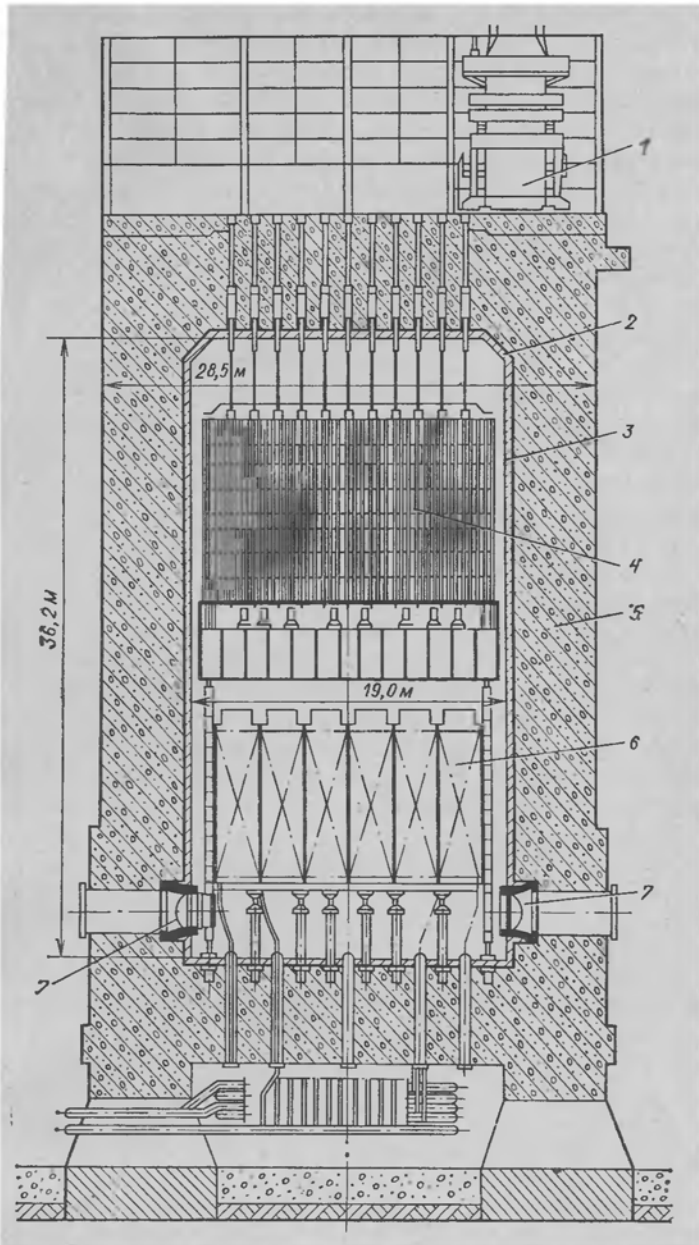


Рис. 9.6. Магноксовый реактор французской АЭС в Бюже:
1 — перегрузочная машина; *2* — теплоизоляция; *3* — герметическая оболочка корпуса; *4* — активная зона; *5* — корпус; *6* — парогенератор; *7* — газодувка

турных ограничений материалов твэлов. Прежде всего металл топлива нужно заменить двуокисью и, значит, перейти к обогащенному урану. А с обогащенным ураном возможны и другие усовершенствования, улучшающие теплофизические показатели реактора. В графитовых реакторах AGR [33] 19-сантиметровые каналы в квадратной решетке с шагом 40 см вмещают оборки из 36 твэлов диаметром 14,5 мм, изготовляемых из двуокиси урана 2%-ного обогащения в центре активной зоны и 2,4%-ного на ее периферии, в оболочках из нержавеющей стали. Лучшими оболочками были бы бериллиевые, и такие твэлы даже прошли реакторные испытания, однако бериллий дорог и трудно обрабатывается. Использование стали, конечно, требует дополнительного обогащения урана, но в корпусном реакторе стали значительно меньше, чем в канальном, а температурные ограничения стали очень высоки. Корпус реактора бетонный на давление 4 МПа. Температура углекислого газа на выходе из активной зоны 600 °С, так что в теплообменнике вырабатывается перегретый пар с параметрами 500 °С, 16,5 МПа, и КПД (нетто) установки превосходит 41%. Это является очень высоким показателем для АЭС.

Экспериментальный реактор AGR в Виндскейле на электрическую мощность 33 МВт был пущен в 1963 г. и успешно эксплуатировался до 1981 г., когда был остановлен. Однако строительство больших установок задержалось в связи с конкуренцией обладающих высокой экономической эффективностью американских легководных реакторов (§ 9.4). Тем не менее строительство АЭС с AGR будет продолжено. Это решение принято после анализа особенностей установок разного типа. АЭС с легководными реакторами на ту же мощность стоят на 25% меньше и дают более дешевую электроэнергию. В свою очередь АЭС с AGR не требуют толстостенных стальных корпусов с высокой гарантией качества. Их активные зоны обладают огромной теплоемкостью, и поэтому реакторы пассивны в аварийных ситуациях, не требуют быстрой безошибочной реакции операторов. Высокие параметры пара позволяют применять стандартные турбоагрегаты, а большой КПД — лучше использовать уран и меньше загрязнять внешнюю среду сбрасываемым теплом. Радиационная обстановка на таких АЭС лучше, чем на АЭС с легководными реакторами. Но самым главным доводом в пользу AGR явились большие капиталовложения в отрасли промышленности, обслуживающие AGR. Осуществление любого крупного индустриального проекта, например АЭС, требует развития специализированных отраслей промышленности. И поэтому необычайно важен первоначальный выбор направления развития, так как через десятилетие переход к другому более эффективному проекту оказывается уже запоздалым и нецелесообразным из-за необходимости перестройки промышленности. В нынешних английских условиях реакторы AGR просто выгодны. С 1976 г. введены в строй пять двухблочных АЭС на электрическую мощность 1200 МВт каждая и строятся другие. Графитовые газоохлаждаемые реакторы в начале 80-х годов давали 4,5% мирового производства электроэнергии на АЭС.

9.4. Легководные реакторы

1. Водо-водяные энергетические реакторы (ВВЭР). В Советском Союзе первый легководный реактор пущен в 1964 г. на Нововоронежской АЭС (НВАЭС) [31, 32]. С тех пор создано несколько улучшенных конструкций и реакторы на электрическую мощность 440 МВт (ВВЭР-440, III и IV блоки НВАЭС) и 1000 МВт (ВВЭР-1000, V блок НВАЭС) наряду с реакторами РБМК (§ 9.2, п. 3) составляют основу ядерной энергетики нашей страны. Реакторы ВВЭР-440 установлены на Кольской, Армянской, Ровенской АЭС, работают на АЭС Болгарии, Венгрии, ГДР, Чехословакии, Финляндии; Калининская, Южно-Украинская, Балаковская, Западно-Украинская, Запорожская АЭС оснащаются реакторами ВВЭР-1000.

Поскольку для отвода тепла нужен примерно такой же объем воды, что и для замедления нейтронов, одна и та же вода выполняет двойную функцию: и замедлителя, и теплоносителя, в связи с чем реакторы и называются водо-водяными. При этом весь замедлитель активной зоны разогрет до высокой температуры, и давление воды должен удерживать корпус реактора.

Активная зона ВВЭР-440 имеет размеры $D = 2{,}88$ м, $H = 2{,}50$ м и состоит из 349 шестигранных циркониевых ТВС с расстоянием между параллельными гранями или с размером под ключ 14,4 см. В каждой сборке закреплено 126 твэлов с шагом 1,22 см в гексагональной решетке. Диаметр твэла 9,1 мм, длина 2,5 м, оболочка — из циркониевого сплава с 1% ниобия (§ 8.2, п. 8), диаметр сердечника из двуокиси урана 7,55 мм, обогащение 3,5 %. Загрузка урана 42 т, среднее выгорание 28 000, максимальное 42 000 МВт · сут/т. За пределами активной зоны размещается стальная обечайка — тепловая защита корпуса реактора, поглощающая основную долю энергии, рассеиваемой активной зоной с нейтронами и γ-квантами. Размещение ТВС в активной зоне ВВЭР и твэлов в ТВС показано на рис. 9.7.

Отвод тепла двухконтурный. Вода с температурой 269 °С подается через шесть нижних патрубков корпуса (рис. 9.8), опускается вдоль стенки корпуса вниз, выполняя роль бокового отражателя нейтронов, а затем проходит через ТВС активной зоны снизу вверх, нагреваясь до 296 °С, и через верхние патрубки направляется в теплообменник. Давление в корпусе 12,5 МПа (§ 8.2, п. 8). Во втором контуре давление 4,7 МПа, вода превращается в пар, который с температурой около 260 °С подается на турбину. КПД (брутто) станции 32%.

Корпус реактора изготовляется из высокопрочной низколегированной стали. На его внутреннюю поверхность наносится двойная восьмимиллиметровая наплавка из нержавеющей стали, предотвращающая коррозию. Толщина стенки в цилиндрической части 14 см. Сварной корпус работает в тяжелых условиях, при высоких температуре и давлении, под мощным облучением нейтронов и γ-квантов. Поэтому к качеству его изготовления предъявляются высокие требования. Корпус нельзя сваривать на стройплощадке. Он должен быть изготовлен в заводских условиях и подвергнут термообработке. Поскольку транспортировка практически всегда происходит по железной до-

роге, ее пропускная способность крупногабаритных грузов определяет максимальный диаметр корпуса (4,5 м) и длину (до 12 м), что накладывает ограничения на достижимую в таких реакторах мощность.

Перегрузка топлива возможна только при снятой крышке корпуса и поэтому требует остановки реактора, которая длится 3—4 недели.

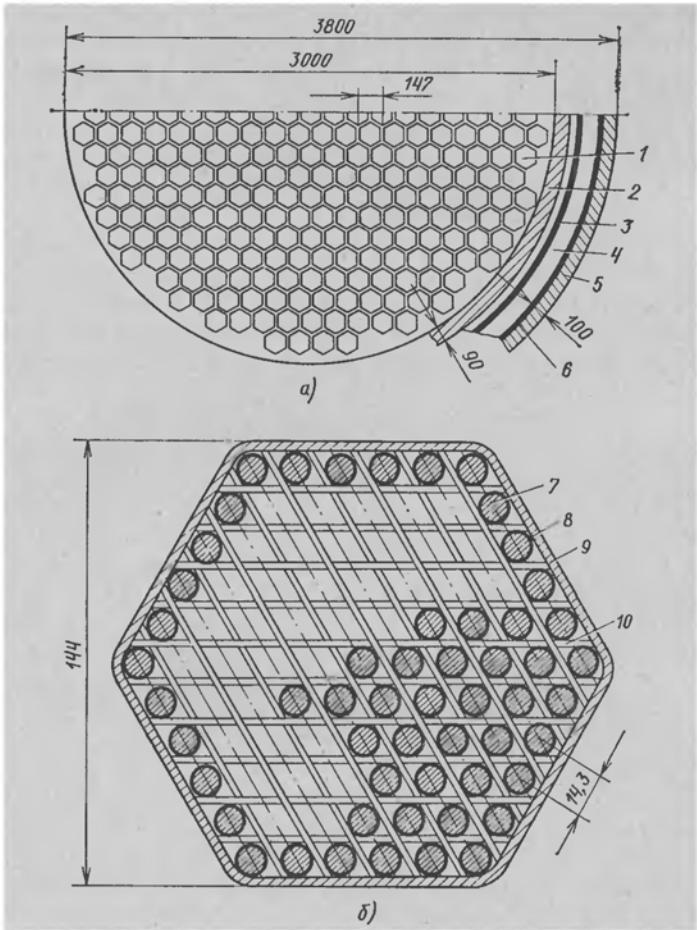


Рис. 9.7. Сечения активной зоны (*а*) и тепловыделяющей сборки (*б*) реактора ВВЭР-210 НВАЭС:

1 — ТВС; *2* — тепловая защита; *3* — опорный цилиндр; *4* — отражатель (20 см воды); *5* — стенка корпуса; *6* — наплавка нержавеющей стали; *7* — двуокись урана; *8* — циркониевая оболочка; *9* — циркониевая стенка; *10* — циркониевый разделительный пруток

Работа реактора между перегрузками составляет около 300 сут. Через уплотнения в крышке пропущены штанги приводов СУЗ, а для уменьшения их числа реактивность частично компенсируется введенным в воду первого контура бором. Полный запас реактивности в начале кампании $\Delta\rho = -0{,}18$, из них только — 0,10 приходится на долю 37 подвижных элементов СУЗ. представляющих собой тандем из сборок, верхняя из которых содержит поглощающие стержни, а

нижняя — штатные урановые. Таким образом достигается двойная компенсация реактивности: при движении тандема вверх поглотитель удаляется из активной зоны, а делящийся материал занимает его место.

Активная зона реактора ВВЭР-1000 ($D = 3{,}12$ м $H = 3{,}5$ м) размещается в корпусе примерно того же диаметра (рис. 9.9). Бóльшая мощность получена благодаря увеличению высоты активной зоны и выравниванию поля энерговыделения при увеличении обогащения до 4,4%. Средняя линейная нагрузка на твэл увеличена с 131 до 176 Вт/см. Твэл такой же, как и в реакторе ВВЭР-440, но большей длины. Загрузка урана 66 т, средняя глубина выгорания 40 000 МВт · сут/т. Тепловыделяющих сборок 163 с размером под ключ 23,8 см, в сборке 317 твэлов и еще предусмотрено 18 семимиллиметровых в диаметре направляющих трубок для поглотителей. Полный запас реактивности $\Delta\rho = -0{,}255$. Повышена температура теплоносителя ($t_{вх} = 289$ °С, $t_{вых} = 321$ °С) и соответственно увеличены давление — до 16 МПа и толщина стенки цилиндрической части корпуса — до 21 см, у патрубков — 25,5 см. Во втором контуре вырабатывается пар при давлении 6 МПа с температурой 278 °С. КПД (брутто) установки равен 33%.

Дальнейшее увеличение мощности ВВЭР в том же корпусе потребует уменьшения диаметра твэла, частых перегрузок топлива и снижения давления пара. Возможно и увеличение размеров корпуса, но при условии доставки его специальными видами транспорта. Если будет разработан бетонный корпус для легководного реактора, ограничение мощности отпадет, но более предпочтительным окажется кипящий реактор, имеющий относительно низкое давление в корпусе.

2. Легководные корпусные кипящие реакторы. В кипящем реакторе отвод тепла одноконтурный. Вырабатываемый в активной зоне пар направляется на турбину, а конденсат возвращается в корпус, т.е. реактор работает как рециркуляционный кипятильник. Сепараторы и осушители пара располагаются в верхней части корпуса, а рециркуляция воды из паровых сепараторов и питальной воды из конденсатора турбины осуществляется эжекторами, расположенными вокруг активной зоны внутри корпуса и приводимыми в действие малыми внешними насосами. При этом для каждого насоса предусмотрены в корпусе ввод и вывод для прокачиваемой воды. Вместо эжекторов используются и непосредственно рабочие колеса рециркуляционных насосов, приводные валы которых в этом случае пропускают через уплотнения в днище корпуса. Наконец, возможна и естественная циркуляция теплоносителя за счет разности плотностей воды в нижней части и пароводяной смеси в верхней части активной зоны, что эффективно в установках малой мощности.

Давление в корпусе кипящего реактора практически есть давление пара на турбине, что в 2—2,5 раза меньше, чем в корпусе легководного реактора под давлением, т.е. с двухконтурным отводом тепла. Следовательно, кипящим реакторам нужны относительно тонкостенные корпуса.

Устройство активных зон кипящих корпусных реакторов идентично легководным под давлением. ТВС со стержневыми твэлами погру-

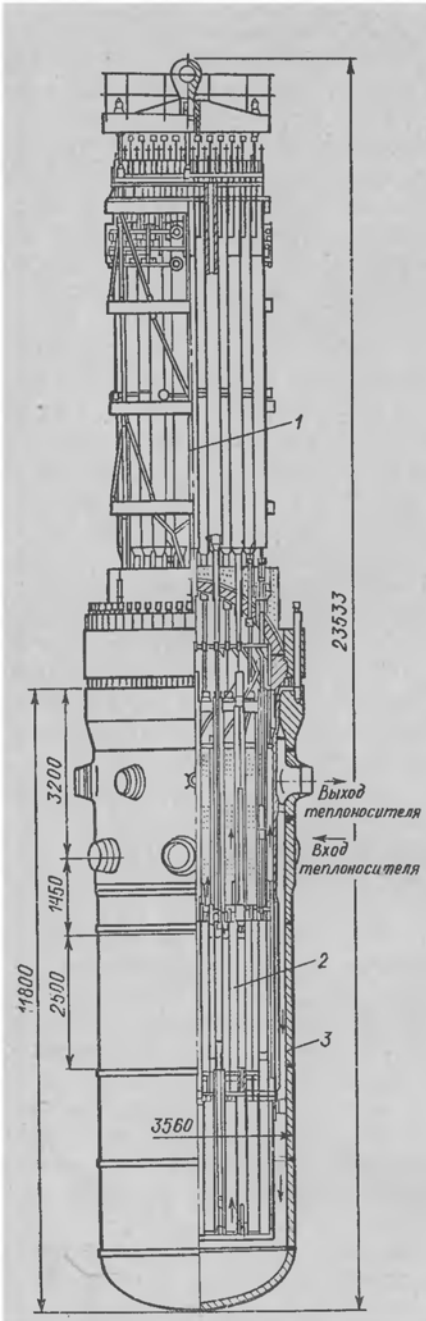


Рис. 9.8. Реактор ВВЭР-440:
1 — блок с приводами СУЗ; *2* — активная зона; *3* — корпус

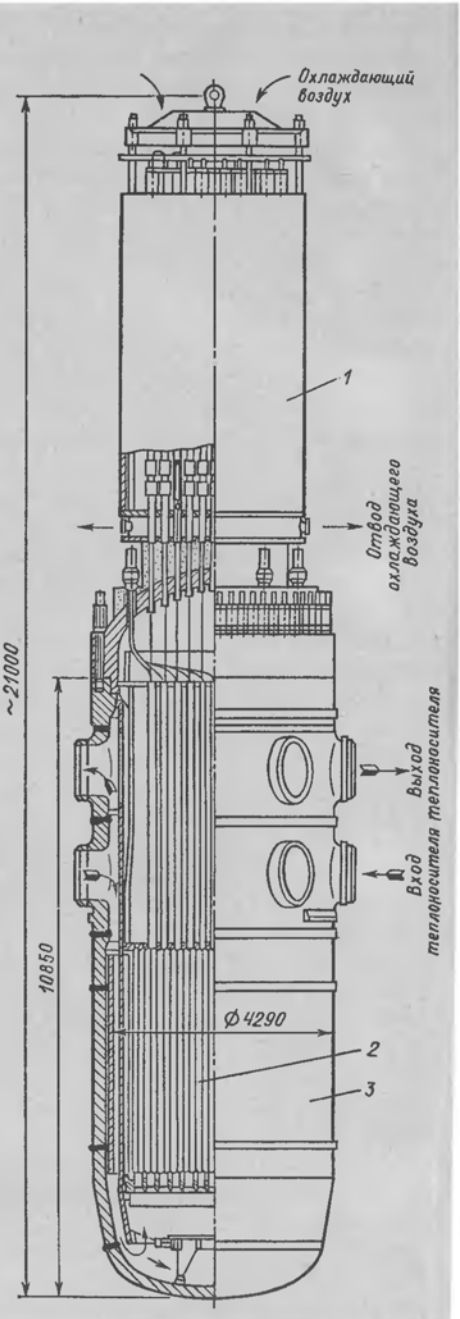


Рис. 9.9. Реактор ВВЭР-1000:
1 — блок с приводами СУЗ; *2* — активная зона; *3* — корпус

жены в воду, которая служит и замедлителем, и теплоносителем. Топливо в твэлах — двуокись урана (обогащенная), конструкционный материал — цирконий. Поскольку в нижней части активной зоны плотность замедлителя много больше, чем в верхней, нейтронный поток также выше в нижней части. Поэтому поглощающие нейтроны элементы управления направляются в активную зону через дно корпуса реактора.

Простота конструкции, циркуляционной схемы, используемого оборудования, пониженное давление в корпусе создают определенные преимущества кипящим легководным реакторам, в том числе по капитальным затратам на сооружение установки. Правда, при кипении в активной зоне пар приходится получать с пониженной температурой (§ 8.2, п. 8), подавление паровой нестабильности (§ 7.4, п. 7) ведет к росту водно-уранового отношения, что в сумме с дополнительным оборудованием в корпусе приводит к бóльшим диаметрам корпусов, чем у реакторов с водой под давлением. Поэтому эффективность обеих легководных систем примерно одинакова.

В 1965 г. в Димитровграде пущена АЭС с реактором ВК-50 — легководным кипящим на полезную мощность 50 МВт [31, 32]. Давление в корпусе 10 МПа, циркуляция теплоносителя — естественная, сепарация пара — внешняя. Исследования, проведенные при эксплуатации АЭС, показали существенные выгоды кипящих реакторов небольшой мощности, при которой им уступают ВВЭР под давлением по капитальным затратам. Создано несколько проектов АЭС на электрическую мощность от 12 до 100 МВт. Однако в большой энергетике нашей страны такие реакторы не используются. Вместе с тем мощные легководные реакторы в возможных бетонных корпусах скорее всего будут кипящими.

Оба типа легководных реакторов (LWR) как под давлением (PWR), так и кипящие (BWR), разрабатывались в США как наиболее перспективные и с начала 70-х годов рассматриваются как установки с наивысшей конкурентоспособностью среди всех реакторных систем [33]. Примерно две трети АЭС США имеют реакторы под давлением, одна треть — кипящие. Такие же реакторы, поставленные из СССР или США, установлены на АЭС в различных странах мира, и в настоящее время более 80% электроэнергии, вырабатываемой на АЭС, приходится на легководные реакторы.

9.5. Тяжеловодные реакторы

1. Реакторы CANDU. Высокая стоимость тяжелой воды увеличивает капитальные затраты при сооружении АЭС. Напротив, большой запас реактивности тяжеловодного реактора позволяет достигать глубóкого выгорания самого дешевого природного урана, что снижает топливную составляющую стоимости электроэнергии. В тяжеловодных реакторах можно использовать двуокись урана вместо металла, кластер вместо одного твэла в канале и при этом получать глубину выгорания 7500—8000 МВт · сут/т, что соответствует сжиганию в тонне топлива до 8 кг тяжелых атомов при исходном содержании урана-235

только 7 кг. Следовательно, сжигается почти весь уран-235 и еще некоторое количество урана-238 после обращения в плутоний-239. Правда, достигла достаточной конкурентоспособности в производстве электроэнергии и получила распространение только одна тяжеловодная система CANDU, разработанная в Канаде — стране, имеющей большой опыт строительства тяжеловодных реакторов [33]. АЭС с реакторами CANDU дают около 4% мирового производства электроэнергии.

Объем тяжелой воды, необходимый для замедления нейтронов, много больше объема, требуемого для отвода тепла. И если тепло от-

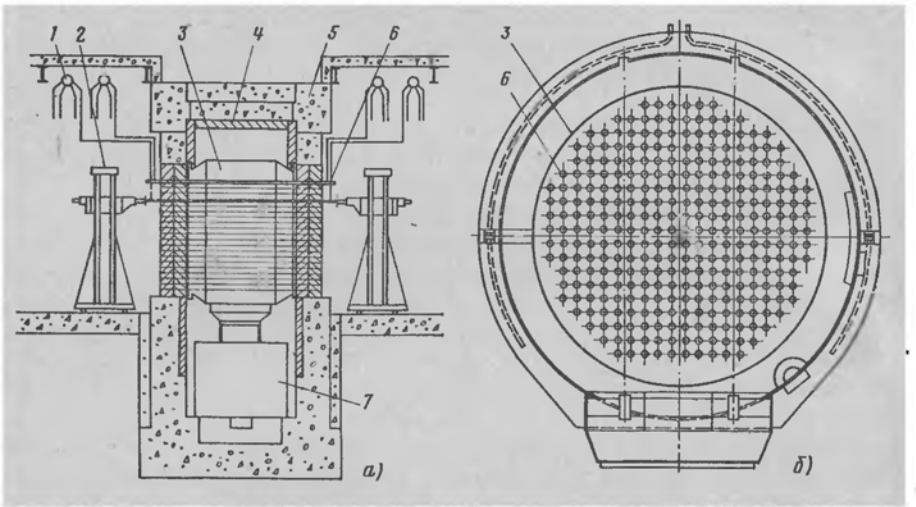


Рис. 9.10. Продольный (*а*) и поперечный (*б*) разрезы реактора CANDU:
1 — теплообменники; *2* — перегрузочные машины; *3* — каландр; *4* — стальная защита; *5* — бетонная защита; *6* — технологический канал; *7* — сливной бак

водится также тяжеловой водой, нецелесообразно замедлитель делать и теплоносителем, так как из-за высокого давления насыщенного пара пришлось бы помещать активную зону в толстостенный корпус. Поэтому тяжеловодный реактор обычно канальный. А тепло, выделяющееся в тяжелой воде-замедлителе и поступающее в нее из технологических каналов, сбрасывается при низкой температуре через специальный теплообменник и для энергетических целей не используется.

В реакторах CANDU тепло отводится тяжелой водой, схема отвода — двухконтурная, параметры пара на турбине 250 °С, 4 МПа, электрическая мощность — от 200 до 730 МВт, КПД АЭС 29—30%. При использовании в первом контуре тяжелой воды требуется особенно большое ее количество (в реакторе на 200 МВт — 144 т). Есть реакторы и с отводом тепла обыкновенной кипящей водой, но в этом случае запас реактивности существенно ниже из-за поглощения нейтронов водой.

Активная зона (рис. 9.10) размещается в тонкостенном стальном цилиндре ($D = 5 \div 7$ м, $H = 5 \div 6$ м в зависимости от мощности реактора) с закрытыми днищами и горизонтальной осью — каландре,

являющемся емкостью тяжелой воды, температура которой поддерживается на уровне 45 °С. Несущие давление 9—9,4 МПа трубы для пропуска теплоносителя с $t_{вх} = 250$ °С, $t_{вых} = 300$ °С изготовлены из сплава циркония, циркалоя, и отделены от холодного замедлителя прослойкой газа во второй трубе. В каналах разных реакторов размещается от 19 до 37 полуторасантиметровых в диаметре твэлов из двуокиси урана в циркалоевых оболочках. Полная загрузка урана в 300—500 каналах составляет 50—120 т. Теплоноситель через половину каналов пропускается в одном направлении, а через другую — в противоположном, отдавая тепло воде второго контура в одном из двух теплообменников. Непрерывную перегрузку топлива выполняют две перегрузочные машины, расположенные по обоим торцам каландра. Каждый канал заменяется раз в год.

2. Газоохлаждаемый тяжеловодный реактор. Реактивность тяжеловодного реактора можно еще больше увеличить, если использовать металлический уран и уменьшить поглощение в конструкционном материале. В 1972 г. в Ясловске-Богунице (ЧССР) пущена АЭС на расчетную электрическую мощность 150 МВт с реактором КС-150 [31, 32]. Активная зона размещена в баке ($D = 3{,}5$ м, $H = 3{,}9$ м), содержащем 60 т тяжелой воды с малым остатком легкой (0,65%). Через бак проходит 148 вертикальных каналов с шагом 26 см в квадратной решетке. В каждом канале размещается сборка более сотни прутковых твэлов из металлического природного урана длиной 3,9 м и диаметром сердечника 6,3 мм в оболочке толщиной 0,45 мм из магнийбериллиевого сплава. ТВС ограничена тонкой циркониевой трубой, через которую пропускается теплоноситель — углекислый газ под давлением 6,6 МПа, нагреваемый от 112 до 427 °С, что позволяет получать перегретый пар с температурой 400 °С. Циркониевая труба изолирована от холодной тяжелой воды, температура которой не выше 90 °С, тонкой газовой прослойкой, образованной второй (алюминиевой) трубой давления. Однако и эта труба тонкая, поскольку разгружена от внутреннего давления благодаря соединению объема над зеркалом тяжелой воды с первым газовым контуром. Давление газа держит корпус из углеродистой стали ($D = 5$ м, $H = 20$ м, толщина стенки 14 см), в котором находится бак с тяжелой водой. В реакторе получена рекордная глубина выгорания металлического урана — 9000 МВт × × сут/т, а в отдельной ТВС в специальных испытаниях — даже 18 000 МВт · сут/т.

Выполненные на установке эксперименты показали, что запас реактивности газоохлаждаемого тяжеловодного реактора большего объема позволит получить глубину выгорания 10 000 — 12 000 МВт · сут/т и, следовательно, необычайно эффективно использовать уран. Подпитка такого реактора может проводиться даже отвальным ураном, т.е. с пониженным (примерно 0,3%) содержанием урана-235, — отходами диффузионных заводов, на которых производится обогащенный уран. Коэффициент воспроизводства значительно выше, чем в тепловом реакторе с обогащенным ураном, так что реактор может служить эффективным наработчиком плутония для быстрых реакторов. Правда, технологическая схема канально-корпусного реактора сложна, почти

чистая тяжелая вода дорога, что снижает конкурентоспособность установки. Тем не менее физические показатели очень высоки, и при возможном использовании в случае большой мощности бетонного корпуса система может оказаться эффективной.

3. Кипящие тяжеловодные реакторы. В 1967 г. в Великобритании пущена опытная АЭС с тяжеловодным реактором SGHWR на электрическую мощность 100 МВт [33]. Теплоноситель — обыкновенная кипящая вода, цикл циркуляции — прямой, в связи с кипением воды каналы — вертикальные. Топливные, физические и экономические показатели АЭС оказались невысокими, и разработанный проект на 600 МВт реализован не был. Существуют другие подобные установки малой мощности.

9.6. Реакторы на быстрых нейтронах

1. Особенности реакторов. В реакторах на быстрых нейтронах возможно расширенное воспроизводство ядерного топлива (§ 7.2, п. 6), которое намного улучшит использование добываемого урана. Поэтому несмотря на высокую стоимость (§ 7.2, п. 7) в странах, развивающих ядерную энергетику (СССР, Франция, Великобритания, США), создаются промышленные установки с быстрыми реакторами для отработки полного комплекса проблем, связанных с проектированием, строительством, эксплуатацией быстрых реакторов и улучшением их физических характеристик. Все существующие установки большой мощности имеют натриевый теплоноситель. Отводить тепло из активной зоны быстрого реактора водой нельзя, поскольку вода замедляет нейтроны и реактор при этом теряет свое единственное преимущество — расширенное воспроизводство. В экспериментальных установках малой мощности для отвода тепла использовались ртуть, свинец, висмут, калий, натрий, эвтектические сплавы этих металлов. Однако наилучшим оказался натрий (§ 8.2, п. 8). Активная зона кроме твэлов и теплоносителя ничего не содержит и по устройству идентична активной зоне легководного реактора. Поэтому быстрые реакторы — корпусные. Правда, давление паров натрия низкое, нужен только перепад примерно 1 МПа для продавливания натрия через активную зону, и поэтому корпуса быстрых реакторов тонкостенные. Конструкционный материал — сталь (§ 8.2, п. 1), и наличие натриевого теплоносителя допускает высокие температуры (§ 8.2, п. 8), что позволяет получать на АЭС с быстрыми реакторами перегретый пар.

Возможен отвод тепла и гелием (§ 8.2, п. 8), но для гелиевого быстрого реактора пока нет удовлетворительного решения проблемы безопасности активной зоны в аварийных режимах. Активная зона быстрого реактора всегда рассчитывается на предельно возможную энергонапряженность, поскольку последняя определяет время удвоения (§ 7.2, п. 9) реактора. И в случае бесконтрольной остановки газодувок или сброса давления из-за повреждения корпуса активная зона сразу оплавится несмотря на немедленное прекращение цепной реакции. Теплоемкость газа ничтожная, а остаточное энерговыделение (§. 3.6, п. 5)

при высокой энергонапряженности в рабочем состоянии настолько велико, что быстро перегреет активную зону.

2. Реактор на быстрых нейтронах БН-350. Первый такой реактор на большую мощность был пущен в СССР в 1973 г. [31, 32]. Расчетная тепловая мощность 1000 МВт, электрическая 350 МВт, КПД АЭС достаточно велик (35%), поскольку температура натрия на выходе из активной зоны 500 °С и пар получается высоких параметров (435 °С, 5 МПа). АЭС построена в г. Шевченко в пустынной области на берегу Каспийского моря, чтобы проверить на практике целесообразность использования ядерной энергии для опреснения морской воды. Если АЭС отдает пар на опреснительную установку, а это ее обычный режим, то электрическая мощность 150 МВт, производительность пресной воды 120 000 т в сутки.

Активная зона (D = 1,5 м, H = 1,06 м), окруженная зоной воспроизводства (экраном) толщиной 0,6 м, размещается в стальном корпусе (рис. 9.11), в нижнюю часть которого подается натрий с температурой 300 °С. Скорость прохождения натрия через активную зону — около 10 м/с. Над активной зоной предусмотрен большой объем натрия, чтобы при перегрузке ТВС находились в натриевой среде во избежание перегрева. Полный объем натрия 165 м^3. Активная зона составлена из 211 шестигранных ТВС размером 96 мм под ключ. В сборке 217 твэлов в стальной оболочке 5 × 0,4 мм, сердечник твэла — из двуокиси урана обогащением 17% во внутренней части зоны и 26% во внешней, что предусмотрено для выравнивания нейтронного потока (§ 6.9, п. 6). Загрузка урана-235 составляет 1050 кг. Твэлы зон воспроизводства имеют размеры: торцевой — в оболочках 12 × 0,4 мм, боковой — 14,2 × 0,5 мм, число твэлов в сборке 37, ТВС бокового экрана 500, топливо — UO_2 обедненный.

Средняя глубина выгорания 58 000 МВт · сут/т, в отдельных ТВС —до 66 000 МВт · сут/т. Расчетный коэффициент воспроизводства при плутониевой загрузке составит 1,4. С ураном-235 коэффициент воспроизводства ниже (§ 7.2, п. 7), а в реакторе БН-350 он немного больше единицы.

3. Реактор БН-600. Реактор на быстрых нейтронах на электрическую мощность 600 МВт пущен в 1980 г. на Белоярской АЭС (III блок) [31]. По сравнению с реактором БН-350 выходная температура натрия увеличена до 550 °С, что позволяет получить пар современных параметров (500 °С, 13 МПа) и КПД АЭС 42%. Глубина выгорания увеличена до 100 000 МВт · сут/т, а интервал работы до перегрузки топлива возрос до 4—5 мес. Конструкционное оформление реактора интегральное, или баковое: активная зона вместе с насосами и теплообменниками первого контура размещена в одном баке (рис. 9.12), что упрощает компоновку и биологическую защиту реактора и первого радиоактивного контура.

Активная зона несколько уплощена (D = 2,06 м, H = 0,75 м), чтобы избежать нагрева оболочек выше 710 °С при увеличенной энергонапряженности, и состоит из центральной зоны — малого обогащения (215 ТВС) и периферийной — большого обогащения (154 ТВС). Тепловыделяющие сборки — шестигранные, с размером под ключ

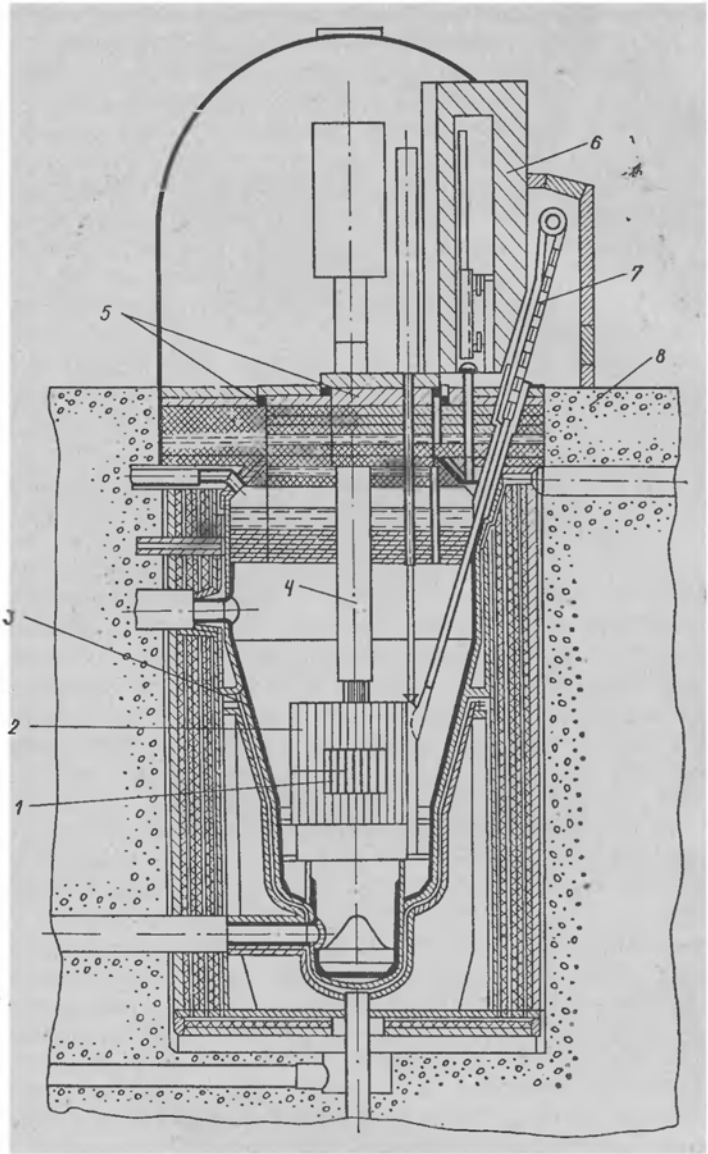


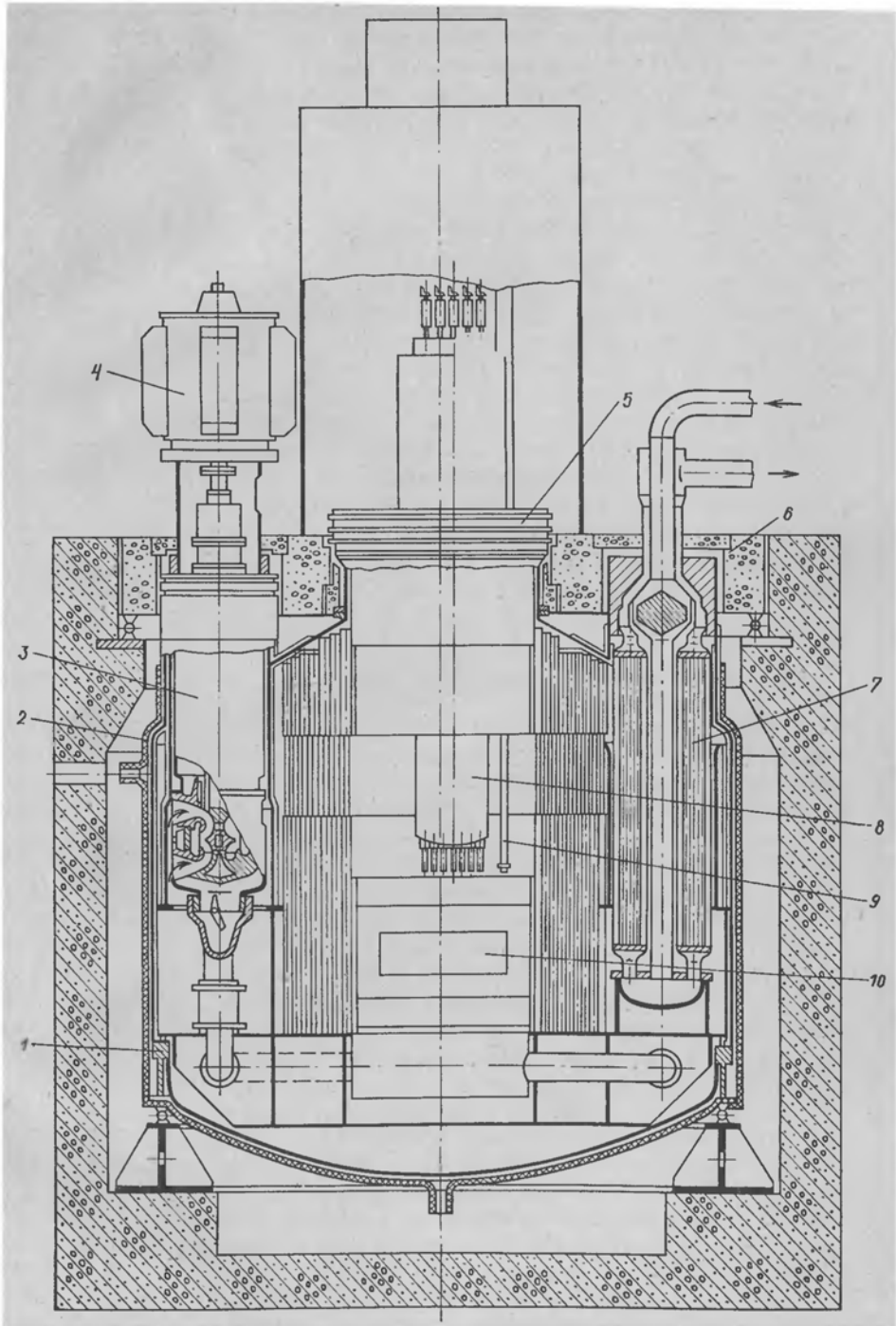
Рис. 9.11. Реактор Шевченковской АЭС:

1 — активная зона; *2* — зона воспроизводства; *3* — корпус; *4* — центральная колонна с приводами СУЗ; *5* — вращающиеся пробки; *6* — разгрузочный бокс; *7* — разгрузочный элеватор; *8* — биологическая защита

Рис. 9.12. Реактор БН-800:

1 — опорный пояс; *2* — корпус; *3* — насос; *4* — электродвигатель; *5* — вращающиеся пробки; *6* — верхняя подвижная защита; *7* — теплообменник; *8* — центральная колонна с механизмами СУЗ; *9* — механизм перегрузки; *10* — активная зона с зоной воспроизводства

→


4
5
6
3
2
7
8
9
10
1

96 мм, содержат по 127 твэлов в стальных оболочках 6,9 × 0,4 мм, сердечники твэлов — втулки из двуокиси урана обогащения (по зонам) 21 и 33%. Сборки экрана того же размера, содержат по 37 твэлов в оболочках 14,1 × 0,4 мм, сердечники — втулки в двух рядах около активной зоны, а остальные — сплошные цилиндры из обедненной двуокиси урана. Коэффициент воспроизводства реактора — около единицы. Система управления включает в себя 19 компенсаторов и 2 регулятора, поглощающий материал которых — тантал или окись европия, и 6 стержней аварийной защиты из карбида бора с 80%-ным содержанием ^{10}B.

На основе опыта строительства и эксплуатации реакторов БН-350 и БН-600 разработаны проекты типовых моделей со смешанным уран-плутониевым окисным топливом (реакторы БН-800 и БН-1600), коэффициент воспроизводства которых — около 1,3. Экономическая эффективность установок тем выше, чем больше единичная мощность, и указанные реакторы рассматриваются как конкурентоспособные в производстве электроэнергии с учетом специфического преимущества быстрых. Вместе с тем реактор на быстрых нейтронах должен иметь коэффициент воспроизводства не менее 1,6 и время удвоения 7—9 лет, что недостижимо с окисным топливом. Поэтому продолжаются исследования смешанного карбидного и нитридного топлива. Самым лучшим топливом был бы сплав металлов урана и плутония (§ 8.2, п. 7), и возможности его использоваия изучаются.

9.7. Другие энергетические реакторы

1. Области применения. Ядерные реакторы сначала устанавливались на АЭС, поскольку электроэнергия представляет собой наиболее удобный вид энергии. Однако полные затраты топлива на производство электроэнергии сравнительно невелики (§ 7.2, п. 10), и при замене органического топлива ядерным следует прежде всего ориентироваться на покрытие наиболее емких статей расхода. Около 45% топлива идет на производство низкотемпературного, главным образом коммунального и бытового, тепла. Получать его за счет предварительно выработанной электроэнергии невыгодно, поскольку единица тепла из электронагревательного прибора в 3,5—4 раза дороже той же единицы в исходном топливе, так как электроэнергия производится при машинной обработке тепла, которая что-то стоит; но, самое главное, 60—70% тепла при такой обработке должно быть сброшено во внешнюю среду. Зато выгодно получать низкотемпературное тепло на теплоэлектроцентралях (ТЭЦ) как раз в виде сбрасываемого тепла. Правда, при этом расширение части или всего пара в теплофикационной турбине должно заканчиваться при более высокой температуре, что, конечно, снижает количество вырабатываемой электроэнергии. Но получение электроэнергии и тепла на ТЭЦ намного выгоднее, чем их раздельное производство. Коэффициент топливоиспользования, или тепловой КПД ТЭЦ, достигает 84%, тогда как ТЭС — 42%, а котельной, даже мощной, — не более 77% из-за потерь тепла с дымовыми газами и вследствие неполного сгорания топлива. Следовательно, в

целом ТЭЦ экономит около 30% топлива. На получение 1 кВт · ч электроэнергии также затрачивается меньше топлива — в среднем 290 г против 370 г на ТЭС, т.е. удельная выработка электроэнергии ТЭЦ даже больше на 20%. Правда, реализовать выгоды ТЭЦ можно только при наличии крупных потребителей тепла, фактически при централизованном теплоснабжении, которое в хозяйстве Советского Союза как раз широко развито.

По своей природе потребители низкотемпературного тепла распылены, и даже в условиях нашей страны большая часть топлива из указанных 45% полного расхода сжигается в маломощных печах и котельных. Но около половины низкотемпературного тепла поставляется через централизованные сети. Треть электрических мощностей тепловых электростанций СССР составляют ТЭЦ, что позволяет экономить за год не менее 25 млн. т условного (с теплотворной способностью 29,3 МДж/кг, или 7000 ккал/кг) топлива и образует базу централизованного теплоснабжения. ТЭЦ обеспечивают более половины централизованных поставок тепла, остальное — мощные производственные, районные и квартальные котельные.

Следовательно, АЭС нужно эксплуатировать в режиме ТЭЦ и строить атомные станции теплоснабжения [31, 32]. Последние особенно выгодны, так как их тепловой КПД достигает 95% благодаря отсутствию дымовых потерь и малому естественному рассеянию тепла, поскольку они вырабатывают тепло с низкой температурой, максимум которой не превосходит 220 °С. И если КПД АЭС существенно ниже КПД ТЭС, то атомные станции теплоснабжения по КПД имеют большое преимущество перед установками, использующими органическое топливо. Поэтому как раз сооружение атомных станций теплоснабжения даст наибольшую экономию органического топлива, да еще наиболее ценного (газа, мазута), поскольку и ТЭЦ, и отопительные котельные размещаются в городах или пригородах и поэтому снабжаются лучшим топливом, в наименьшей степени загрязняющим воздушное пространство окислами серы и азота.

2. Безопасность. Передача пара экономически выгодна на расстояние до 5, но не более 10 км, горячей воды — до 18, но не более 30 км. Следовательно, атомные станции теплоснабжения должны сооружаться в городах или в непосредственной близости от них. Опыт эксплуатации и изучение радиационной обстановки вокруг АЭС показали их безопасность для населения. Тем не менее сооружение ядерных источников тепла в городах потребует дополнительных гарантий безопасности, исключающих рассеяние радиоактивных веществ в процессе эксплуатации, при перегрузке ядерного топлива, ремонте и возможных аварийных ситуациях. Для исключения протечек радиоактивного теплоносителя в потребительскую сеть должен сооружаться буферный контур, давление в котором должно быть ниже, чем в первом, радиоактивном контуре и в третьем, потребительском. Ядерные источники тепла должны быть зарезервированы, чтобы при аварии не прекращалось теплоснабжение города. Предусматриваются трехблочные установки: один блок в действии, второй на ремонте, третий в готовности. Мощность котельных в сравнении с АЭС невелика [не более

500 МВт]. Все это приводит к росту стоимости установок даже с учетом того, что это — низкотемпературные установки, стоимость оборудования и эксплуатации которых ниже, чем на АЭС. Тем не менее такие установки уже сейчас экономически выгодны в отдаленных районах Крайнего Севера, Дальнего Востока и Сибири, а в ближайшее время должны стать таковыми повсюду. В связи с этим в Советском Союзе строятся соответствующие головные предприятия.

3. Атомные теплоэлектроцентрали (АТЭЦ). Около Одессы строится АТЭЦ с реакторами ВВЭР-1000. В г. Шевченко работает АТЭЦ с реактором на быстрых нейтронах БН-350, снабжающая паром опреснительную установку (§ 9.6, п. 2).

В 1973 г. вступил в строй I блок четырехблочной Билибинской АТЭЦ, расположенной в Чукотском национальном округе Магаданской области. Реактор графитовый, активная зона (D = 4,1 м, H = 3 м) содержит 7,2 т урана обогащением 3 и 3,3% в 273 ТВС, идентичных сборкам реактора Белоярской АЭС, конструкция которых исключает попадание радиоактивных продуктов деления в теплоноситель (кампания реактора 1000 сут). Тепло отводится кипящей водой с естественной циркуляцией через активную зону. Пар из сепаратора подается на конденсационную турбину. Тепловая сеть получает тепло от отборов пара и горячей воды в специальных теплообменниках. Полная мощность одного реактора 62 МВт, электрическая 12 МВт, отбор тепла — до 25 Гкал/ч. Билибинская АТЭЦ, полная электрическая мощность которой 48 МВт, продемонстрировала высокую надежность в работе [32].

Разработан и подготовлен к внедрению типовой проект двухконтурной блочной АТЭЦ «Север-2», все оборудование и детали здания которой собираются на заводах-изготовителях в виде блоков массой не более 20 т, что делает возможным доставку станции любым транспортом, в том числе воздушным, и монтаж менее, чем за 12 мес. «Север-2» включает в себя два легководных реактора АБВ-1,5 (атомный блочный водо-водяной) и две теплофикационные турбины каждая на мощность 3 МВт и тепловой отбор 9 Гкал/ч. Схема получения пара для турбины двухконтурная, пара и горячей воды для промышленно-коммунальных целей — трехконтурная. Компоновка реактора интегральная, в корпусе размещаются активная зона, первый контур и парогенераторы, циркуляция теплоносителя при этом естественная. Все это упрощает обслуживание установки и повышает ее надежность [31].

Предшественницей АТЭЦ «Север-2» является самоходная АЭС ТЭС-3 на четырех гусеничных платформах, построенная в ФЭИ (Обнинск) в 1961 г. Это также двухконтурная установка с легководными реакторами.

4. Атомные станции теплоснабжения (АСТ). Вблизи городов Горький и Воронеж сооружаются мощные АСТ — атомные котельные. В 1961 г. в НИИАР в Димитровграде была пущена двухконтурная паротурбинная блочная АЭС мощностью 0,75 МВт под названием АРБУС (арктическая реакторная блочная установка), в первом контуре которой использовалась органическая жидкость — сначала газойль, затем гидротерфенил. Развитие этого направления — созда-

ние АСТ для отопления отдаленных поселков теплопроизводительностью 26 Гкал/ч. Установка состоит из двух реакторов АТУ-15 мощностью 15 МВт каждый. Теплоноситель — высококипящая органическая жидкость (дитолилметан), циркуляция принудительная, отвод тепла трехконтурный: в двух контурах — органический теплоноситель, в третьем, потребительском, — вода. В буферном контуре давление ниже, чем в первом. В активной зоне теплоноситель нагревается до 200 °С. Компоновка — полуинтегральная, теплообменники первого контура встроены в корпус. Такая конструкция обеспечивает естественную циркуляцию теплоносителя первого контура в аварийных режимах, исключая перегрев активной зоны в течение многих часов при остановившихся насосах.

9.8. Исследовательские реакторы

1. Назначение. Диапазон применения исследовательских реакторов необычайно широк: от реакторов с экстремальными нейтронными потоками для уникальных физических экспериментов и испытаний материалов до демонстрационных установок на выставках. При этом во всех прикладных случаях используется главная особенность реакторов — возможность получения нейтронов, фотонов, нейтрино в количествах, недостижимых в других существующих физических устройствах. Поскольку режим работы реакторов при решении разных задач неодинаков, исследовательские реакторы достаточно узко специализированы [34].

2. Активная зона. Нейтронный поток в критическом реакторе физических ограничений не имеет (§ 6.8, п. 6) и определяется возможностями отвода тепла. Поэтому выделяющаяся в исследовательском реакторе энергия является просто помехой, затрудняющей получение больших потоков частиц. Важной характеристикой высокопоточного реактора является коэффициент качества K, представляющий собой отношение максимального потока нейтронов $\Phi_{макс}$ к мощности реактора W:

$$K = \frac{\Phi_{макс}}{W}. \qquad (9.1)$$

При облучении нейтронами используется их избыток в активной зоне, т.е. $(1 - \omega)$, где ω — фактор из (6.1). Правда, скорости реакций определяются не долей рассеянных нейтронов, а их абсолютным числом, которое тем больше, чем больше мощность реактора. Однако реактор тем лучше, чем больше дает рассеянных нейтронов на единицу мощности, или чем больше $(1 - \omega)$. Как следует из (6.1), $(1 - \omega)$ тем больше, чем больше k_0, т.е. чем сильнее обогащен уран. При этом размер активной зоны мал и число нейтронов, покидающих активную зону с каждой единицы площади, больше, чем в реакторе с меньшим $(1 - \omega)$. Это выгодно с точки зрения получения больших потоков как в нейтронных пучках, так и в экспериментальных каналах. Обычно чем выше загрузка N_0 делящегося урана-235, тем выше и $\Phi_{макс}$, однако коэффициент качества обратно пропорционален загрузке, так как мощность есть скорость реакций (1.57), умноженная на тепловой эффект

реакции, и подстановка (1.57) в (9.1) дает $K \sim 1/N_0$. Если же большой поток создается в ловушке нейтронов (заполненной только замедлителем полости внутри активной зоны), то $\Phi_{макс}$ по сравнению со средним потоком Φ в (1.57) непропорционально возрастает и коэффициент качества оказывается намного больше при той же загрузке.

Помимо физических преимуществ применение высокообогащенного урана дает и экономический выигрыш. Несмотря на много большую цену обогащенного урана полная стоимость урана в активной зоне с высокообогащенным ураном благодаря малой критической массе оказывается много меньше, чем в активной зоне с естественным ураном. Поэтому топливом в исследовательских реакторах является преимущественно высокообогащенный уран (10—90% в зависимости от назначения: на тепловых, промежуточных или быстрых нейтронах). Правда, если тот же физический эффект достижим при низком обогащении, предпочтительнее слабообогащенный уран (п. 6).

Замедлитель лучше жидкий, поскольку вся его масса может быть использована для выноса тепла. Поэтому замедлителем и теплоносителем служит тяжелая или обыкновенная вода. Чаще выбирается последняя, так как объем активной зоны получается особенно малым. Если объем желательно увеличить для размещения экспериментальных устройств, тогда используется тяжелая вода. В легководных и тяжеловодных исследовательских реакторах удается получить и высокий коэффициент качества, и большую удельную мощность, а значит, и большой поток нейтронов.

В отражателе реактора с малой активной зоной наблюдается всплеск потока тепловых нейтронов (см. рис. 6.10, *б*), но в отличие от больших легководных реакторов максимум всплеска обычно намного превосходит поток в центре активной зоны. В области всплеска размещается экспериментальный канал для облучения образцов тепловыми нейтронами. Если отражатель из легкой воды, то протяженность области всплеска мала, а если из тяжелой — она обширна и допускает маневр подвижным каналом для выбора наиболее благоприятного для эксперимента соотношения тепловых и быстрых нейтронов. Наилучшим отражателем для активной зоны с повышенным рассеянием быстрых нейтронов оказывается бериллий (§ 6.9, п. 5), позволяющий получить наибольший на единицу мощности средний по реактору нейтронный поток.

Чтобы мощность реактора была возможно большей, тепло отводится при низкой температуре и для энергетических целей не используется. Теплоноситель (вода) нагревается не выше 100 °С (обычно до 40—80 °С) при температуре стенки твэла до 200 °С. С такими перепадами температуры и высокими скоростями движения теплоносителя (до 20 м/с) можно достигнуть теплосъема порядка 15 МВт/м² без поверхностного кипения. Высокое давление теплоносителя в исследовательском реакторе нежелательно, но для повышения температуры насыщения и соответственно кризиса теплообмена (§ 8.2, п. 8) давление может быть до 5 МПа.

Топливо — дисперсионное (§ 8.2, п.7), поскольку имеет сильно развитую поверхность, что важно для отвода тепла, и высокую стой-

кость при глубоких выгораниях. Матрицей может служить алюминий, так как температура поверхности твэлов невелика, а также никель или нержавеющая сталь, что допустимо в активных зонах с обогащенным ураном и желательно при повышенных температурах и предельно высоких скоростях движения теплоносителя. Твэлам из дисперсионного топлива легко придать любую форму — пластин, труб, ребристых стержней. Трубы и изогнутые пластины имеют высокую вибрационную устойчивость в потоке теплоносителя. Контакт твэла с оболочкой — диффузионный (§ 8.3, п. 2), что исключает термическое сопротивление под оболочкой и способствует лучшему отводу тепла.

3. Петлевые реакторы. Такие реакторы имеют несколько независимых контуров (петель) циркуляции теплоносителя, чтобы одновременно можно было испытывать тепловыделяющие сборки проектируемых реакторов разных типов с отводом тепла водой, газом, жидким металлом [32, 34]. Предусмотрено испытание конструкционных и других материалов, теплоносителей. Реактор физико-технический (РФТ), был пущен в 1952 г. в ИАЭ в Москве, имел пять петель, и на нем были испытаны ТВС многих реакторов — от реактора первой АЭС до ВВЭР. Замедлитель — графит и вода, топливо — уран 90%-ного обогащения, мощность — до 20 МВт, максимальный нейтронный поток — $1{,}8 \cdot 10^{18}$ 1/(м^2 · с), в центральной ловушке — $4 \cdot 10^{18}$ 1/(м^2 × × с).

Материаловедческий реактор МР усовершенствованной конструкции построен в 1964 г. вместо РФТ. Его активная зона размещена в бассейне с водой, что облегчает доступ к ней и проведение экспериментов. Вместе с тем применен канальный отвод тепла водой под давлением. Замедлитель — вода и бериллий, топливо — уран 90%-ного обогащения, мощность — 40 МВт, $\Phi_{макс} = 3 \cdot 10^{18}$, в ловушке $8 \times$ $\times 10^{18}$ 1/(м^2 · с). На этом реакторе прошли петлевые испытания сборки новых ВВЭР и сборки РБМК. В 1967 г. в Димитровграде пущен аналогичный реактор МИР на мощность 100 МВт и потоки $5 \cdot 10^{18}$ в активной зоне и $1{,}5 \cdot 10^{19}$ 1/(м^2 · с) в ловушке.

4. Пучковые реакторы. Это реакторы — источники нейтронов для физических экспериментов в различных областях знаний — от ядерной физики до медицины. Они оборудованы горизонтальными каналами, через которые пучки нейтронов могут быть выведены в экспериментальный зал, вертикальными каналами для облучения образцов нейтронами и γ-квантами в объеме активной зоны или в отражателе, а также тепловой колонной — примыкающим к активной зоне большим блоком замедлителя (обычно графита) для экспериментов только с тепловыми нейтронами [32, 34]. Реакторы нашли широкое применение, и некоторые из них являются серийными.

Исследовательский реактор тепловой (ИРТ) — бассейнового типа. Активная зона опущена на глубину 6 м в открытый бассейн с водой, служащей замедлителем, теплоносителем и верхней биологической защитой. Топливо — уран с обогащением 10 или 90%, мощность — от 2 до 8 МВт, отражатель из бериллия, максимальный поток нейтронов до $1{,}5 \cdot 10^{18}$ 1/(м^2 · с), если есть ловушка — $3 \cdot 10^{18}$ 1/(м^2 · с). Имеет тепловую колонну, девять перекрываемых шиберами

пучков, сквозной касательный к активной зоне горизонтальный канал, более десяти вертикальных каналов. Кроме того, предусмотрена возможность установки дополнительных вертикальных каналов непосредственно в активную зону вместо ТВС или вместо бериллиевых блоков отражателя. Надежен и прост в эксплуатации. Установлен во многих научных лабораториях АН СССР, других стран, в Московском Инженерно-физическом институте.

Серийные водо-водяные реакторы (ВВР) рассчитаны на мощность от 2 до 10 МВт и поток до 10^{18} 1/(м^2 · с). Твэлы трубчатые, обогащение урана 10, 36 или 90%. Активная зона помещена в алюминиевый бак, заполненный водой, отражатель — бериллиевый. Имеют все устройства пучковых реакторов. Изготовлен ряд специализированных модификаций для исследований в области ядерной физики, радиохимии, биологии, биологической защиты, синтеза полимеров. Используется в атомных центрах многих стран.

Сверхмощный реактор СМ-2 на промежуточных нейтронах пущен в 1962 г. и имел экстремальные нейтронные и тепловые характеристики [32]. Активную зону составляют ТВС с пластинчатыми твэлами в никелевых оболочках, обогащение урана 90%, замедлитель — вода, отражатель — бериллий. Реактор корпусной, отвод тепла — при повышенном давлении. При мощности 75 МВт достигнут рекордный съем тепла с поверхности твэла — 14 МВт/м^2 и, соответственно, рекордные нейтронные потоки. В ловушке тепловых нейтронов поток составляет $3 \cdot 10^{19}$ 1/(м^2 · с), поток нейтронов с энергией более 1 МэВ — 10^{19} 1/(м^2 · с). Реактор имеет пять горизонтальных пучковых каналов, вертикальные каналы, в том числе и ловушку, три петли. Увеличение потока в 10 раз во столько же раз сокращает время экспозиции как при производстве новых нуклидов, так и при испытании материалов. Поэтому на СМ-2 можно ставить эксперименты, требующие на других реакторах неприемлемого времени (в частности, получать трансплутониевые элементы).

5. Импульсные реакторы. Импульсный графитовый реактор (ИГР) (1961 г). дает кратковременные, но интенсивные потоки нейтронов и γ-квантов [34]. Активная зона состоит из графита, пропитанного ураном с обогащением 90%. В подкритическом состоянии освобождается реактивность, много большая β (§ 6.10, п. 7) и реактор идет в разгон на мгновенных нейтронах, пока реактивность не снизится за счет температурного эффекта (§ 7.4, п 4). Это — режим самогасящейся вспышки, которая длится несколько секунд, но может быть затянута на десятки секунд системой управления. Мгновенная мощность реактора 10^5 МВт, поток нейтронов 10^{22} 1/(м^2 · с). Выделяющаяся энергия поглощается графитом, его температура возрастает до 1500 °С и более, затем следует период остывания. В стационарном режиме указанную мощность, конечно, отвести нельзя. Реактор такого типа может обеспечить проведение нейтринных экспериментов, поскольку в момент вспышки отношение измеряемого эффекта к постороннему фону возрастает и могут быть зарегистрированы редкие события, возбуждаемые нейтрино.

Импульсный источник нейтронов (ИИН), построенный в ИАЭ в 1965 г. специально для активационного анализа химических элемен-

тов, работает на том же принципе в режиме самогасящихся вспышек. Активная зона представляет собой раствор уранилсульфата (UO_2SO_4) в воде (уран 90%-ного обогащения). Мощность вспышки 5000 МВт, поток нейтронов 10^{22} 1/(м^2 · с). Вспышка длительностью в несколько миллисекунд гаснет вследствие возрастания утечки нейтронов при снижении плотности воды из-за нагрева, появления в ее объеме радиолизного газа ($2H_2 + O_2$), а затем кипения. Активация образцов, прежде всего с малыми периодами полураспада, возрастает во много раз в сравнении с активацией в стационарном реакторе той же средней мощности [34].

В 1960 г. в ОИЯИ в Дубне вступил в строй импульсный быстрый реактор (ИБР), работающий в пульсирующем режиме. Активная зона, составленная из плутониевых стержней, имеет два зазора для вращающихся дисков. Критическое состояние достигается при синхронном прохождении активной зоны двумя вкладышами из урана-235, закрепленными на дисках [34]. Чтобы вспышки были короче, скорости вращения велики, а синхронизация вращения дисков позволяет менять частоту вспышек. При частоте 5 вспышек в 1 с мгновенная мощность равна 150 МВт, поток нейтронов — 5 · 10^{20} 1/(м^2 · с), средняя же мощность — не более 50 кВт. Прерывающийся нейтронный поток используется для измерения нейтронных эффективных сечений в технике времени пролета. Нейтроны, проходя базу регистрирующего устройства в несколько десятков или сотен метров, распределяются по энергиям, поскольку время пролета базы определяется скоростью движения. Электронная фиксация момента вспышки, а также начала и конца регистрации нейтронов позволяет выделить из растянутого пучка нейтроны нужной энергии. Эта техника с мигающим пучком циклотрона применяется при малых энергиях (до 100 эВ). Пульсирующий реактор предоставляет возможность распространить ее на быстрые нейтроны, а также используется в других экспериментах. В 1980 г. пущен реактор ИБР-2 на мощность в импульсе 8300 МВт, среднюю — 4 МВт.

Ядерный взрыв (для мирных целей — подземный) также является самогасящейся вспышкой, но специального быстрого реактора разового использования. Чтобы получить на ускорителе частиц 10^{21} нейтронов, нужен год, а при взрыве мощностью несколько килотонн тринитротолуола (§ 6.1, п. 6) освобождается 10^{24} нейтронов за 0,1 мкс [34]. Поток при этом достигает 10^{28} 1/(м^2 · с), и становятся возможными эксперименты, трудно выполнимые другими методами. Мощный однократный импульс использовался для измерения нейтронных сечений по времени пролета. При ядерном взрыве были получены химические элементы: фермий ($Z = 99$) и эйнштейний ($Z = 100$).

6. Усовершенствование топлива. Поскольку в настоящее время во всем мире работает много исследовательских реакторов, становится не безразличным потребление ими урана. Исследования показали, что половина реакторов может быть переведена на низкообогащенное топливо, 40% — на среднеобогащенное (не более 45% урана-235) и только для 10% действительно нужен высокообогащенный уран. Правда, потребуются новые топливные материалы с высокой плотностью

тяжелых атомов. Разрабатывается топливо на основе U_3Si, U_3Si — — Al, UO_2. Такое топливо позволит перевести на низкообогащенный уран даже высокопоточные исследовательские реакторы. Для дисперсионного топлива U—Al останется необходимым уран 90%-ного обогащения.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Важнейшие константы

Число Авогадро	$N_A = 6{,}022045 \cdot 10^{26}$ 1/кмоль
Число Фарадея	$F = 9{,}64846 \cdot 10^{7}$ Кл/кмоль
Элементарный заряд	$e = 1{,}602189 \cdot 10^{-19}$ Кл
Постоянная Планка	$h = 6{,}62618 \cdot 10^{-34}$ Дж·с
	$\hbar = 1{,}054589 \cdot 10^{-34}$ Дж·с
	$\hbar = 6{,}58217 \cdot 10^{-16}$ эВ·с
Постоянная Больцмана	$k = 1{,}38066 \cdot 10^{-23}$ Дж/К
	$k = 8{,}6174 \cdot 10^{-5}$ эВ/К
Скорость света в пустоте	$c = 2{,}99792458 \cdot 10^{8}$ м/с
Электрическая постоянная	$\varepsilon_0 = 8{,}85418782 \cdot 10^{-12}$ Ф/м
Магнетон Бора	$\mu_B = 9{,}27408 \cdot 10^{-24}$ Дж/Тл
Магнитный момент электрона	$\mu_e = \mu_B$
Ядерный магнетон	$\mu_N = 5{,}05082 \cdot 10^{-27}$ Дж/Тл
Магнитный момент протона	$\mu_p = 2{,}792846 \mu_N$
Магнитный момент нейтрона	$\mu_n = -1{,}9130418 \mu$
Радиус действия ядерных сил	$R \approx 1{,}5 \cdot 10^{-15}$ м
Радиус действия слабых сил	$R \leqslant 10^{-17}$ м
Классический радиус электрона	$r_e = 2{,}817938 \cdot 10^{-15}$ м
Радиус атома водорода (радиус первой боровской орбиты)	$R(H1) = 0{,}5291771 \cdot 10^{-10}$ м
Масса атома водорода	$M(H1) = 1{,}673559 \cdot 10^{-27}$ кг
Масса массовой единицы	$m_u = 1{,}660566 \cdot 10^{-27}$ кг
Энергетический эквивалент массовой единицы	$m_u c^2 = 931{,}502$ МэВ
Атомная масса атома углерода ^{12}C	$A_r = 12{,}000000$ (стандарт)
Атомная масса нейтрона	$A_r = 1{,}00866501$
Атомная масса протона	$A_r = 1{,}00727647$
Атомная масса электрона	$A_r = 0{,}0005485803$
Атомная масса атома водорода	$A_r = 1{,}00782504$
Перевод электронвольта в джоули	1 эВ $= 1{,}602189 \cdot 10^{-19}$ Дж
Единица измерения ядерных сечений	1 б $= 10^{-28}$ м^2
Температура распределения Максвелла со средней энергией 1 эВ	$T = 7736$ К

Список литературы

1. **Глесстон С.** Атом. Атомное ядро. Атомная энергия: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1961.
2. **Матвеев А. Н.** Молекулярная физика. М.: Высшая школа, 1981.
3. **Шпольский Э. В.** Атомная физика. — 6-е изд. Т.1. М.: Наука, 1974.
4. **Карапетьянц М. Х., Дракин С. И.** Общая и неорганическая химия. М.: Химия, 1981.
5. **Мухин К. Н.** Экспериментальная ядерная физика. — 4-е изд. Т. 1. М.: Энергоатомиздат, 1983.
6. **Жданов Г. С., Илюшин А. С., Никитина С. В.** Дифракционный и резонансный структурный анализ: рентгено-, электроно-, нейтроно-, мессбауэрография и мессбауэровская спектроскопия/ Под ред. Г. С. Жданова. М.: Наука, 1980.
7. **Бэкон Дж.** Дифракция нейтронов: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1957.
8. **Абрамов А. И., Казанский Ю. А., Матусевич Е. С.** Основы экспериментальных методов ядерной физики. — 2-е изд. М.: Атомиздат, 1977.
9. **Космология.** Теория и наблюдения: Пер. с англ. М.: Мир, 1978.
10. **Вапстра А. Х., Нийх Г. И., Ван Лишут Р.** Таблицы по ядерной спектроскопии: Пер. с англ. М.: Госатомиздат, 1960.
11. **Кравцов В. А.** Массы атомов и энергии связи ядер. — 2-е изд. М.: Атомиздат, 1974.
12. **Гольданский В. И., Куценко А. В., Подгорецкий М. И.** Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. М.: Физматгиз, 1959.
13. **Джелепов Б. С., Пекер Л. К.** Схемы распада радиоактивных ядер $A < 100$. М.—Л.: Наука, Ленингр. отд-ние, 1966.
14. **Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Сергеев В. О.** Схемы распада радиоактивных ядер $A \geqslant 100$. М.—Л.: Изд-во АН СССР, Ленинград. отд-ние, 1963.
15. **Козлов В. Ф.** Справочник по радиационной безопасности. — 2-е изд. М.: Атомиздат, 1977.
16. **Экспериментальная** ядерная физика/ Под ред. Э. Сегре: Пер. с англ. Т. 3. М.: Изд-во иностр. лит., 1961.
17. **Экспериментальная** ядерная физика/ Под ред. Э. Сегре: Пер. с англ. Т. 1. М.: Изд-во иностр. лит., 1955.
18. **Радиационная** дозиметрия/ Под ред. Дж. Хайна и Г. Браунелла: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1958.
19. **Ферми Э.** Ядерная физика: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1951.
20. **Экспериментальная** ядерная физика/ Под ред. Э. Сегре: Пер. с англ. Т. 2. М.: Изд-во иностр. лит., 1955.
21. **Юз Д.** Нейтронные эффективные сечения: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1959.
22. **Ахиезер А., Померанчук И.** Некоторые вопросы теории ядра. — 2-е изд. М.—Л.: Гостехиздат, 1950.
23. **Гордеев И. В., Кардашев Д. А., Малышев А. В.** Ядерно-физические константы. Справочник. — 2-е изд. М.: Госатомиздат, 1963.
24. **Галанин А. Д.** Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. — 2-е изд. М.: Атомиздат, 1959.
25. **Успехи** в области ядерной энергии: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1958.

26. **Фейнберг С. М., Шихов С. Б., Троянский В. Б.** Теория ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1978.
27. **Вейнберг А., Вигнер Е.** Физическая теория ядерных реакторов: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1961.
28. **Петунин Б. В.** Теплоэнергетика ядерных установок. М.: Атомиздат, 1960.
29. **Герасимов В. В., Монахов А. С.** Материалы ядерной техники. — 2-е изд. М.: Энергоиздат, 1982.
30. **Атлас** спектров γ-лучей радиационного захвата тепловых нейтронов/ Л. В. Грошев, А. М. Демидов, В. Н. Луценко, В. И. Пелехов. М.: Атомиздат, 1958.
31. **Атомная** наука и техника в СССР. М.: Атомиздат, 1977.
32. **Атомной** энергетике XX лет. М.: Атомиздат, 1974.
33. **Атомная** промышленность зарубежных стран/ Ю. В. Смирнов, Д. Д. Соколов, И. Д. Соколова и др.; Под ред. А. К. Круглова и Ю. В. Смирнова. М.: Атомиздат, 1980.
34. **Бать Г. А., Коченов А. С., Кабанов Л. П.** Исследовательские ядерные реакторы. М.: Атомиздат, 1972.

Предметный указатель

Аварийные стержни 254
Активация воды 108
— нейтронами 108
Активная зона реактора 197
Активность насыщения 76
Альбедо 188
Альфа-распад 78
Альфа-спектрометр 85
Альфа-частицы 12
— длиннопробежные 84
— короткопробежные 84
Аннигиляция 44
— нуклонной пары 45
— позитрона 45
Антивещество 47, 50
Античастицы 44
АРБУС 332
Атом Резерфорда — Бора 15
Атом Томсона 11
Атомная масса 8
— станция теплоснабжения 311
АТЭЦ 332
АЭС 265

Барит 308
Барн 33
Беккерель 76
Бета-распад 44, 85
— двойной 64
Бета-спектрометр 88
Биологическая защита 308
Биологический эквивалент рентгена 305
Блок-эффект 218
Бозон 49
Боровский радиус 16

Вероятность избежать резонансного захвата 178, 204, 210
Взаимопревращаемость элементарных частиц 44
Виртуальные частицы 24
Возбужденные состояния ядер 69
Возраст нейтрона 191
Волновой вектор 19, 21
Время жизни нейтрона 43
— — — в замедлителях 194
— — — в размножающих средах 195
— удвоения 266
Выгода отражателя 238
Выгорание топлива 257
Выравнивание нейтронного потока 243
Высота активной зоны 291
Выход реакции 105

Газовое распухание 294
Гамма-излучение ядер 70, 94
Гамма-квант 136
Геометрический параметр 227, 229
Гибридный термоядерный реактор 269
Гипотеза квантов 15
Граничные условия 183

Двухконтурный отвод тепла 283
Двуокись урана 265, 296
Деаэратор 286
Деление ядер 110
— — спонтанное 111
Делимые нуклиды 111
Дельта-электроны 123
Дельта-ядра 128
Делящиеся материалы 200
— нуклиды 112
Дефект массы 58
Динамический температурный коэффициент 282
Дислокация 293
Дифенил 299
Дифракция 16
Диффузионный контакт 302
— ток 181
Диффузия 122, 178
Длина волны 19
— — де Бройля 21
— диффузии 187
— замедления 193
— миграции 194
— переноса 180
— пути 37, 121
— — до поглощения 37

— — до рассеяния 37
— — нейтрона 186
— транспортная 180
Дозиметрия 305
Доллар 253
Доплер-эффект 152

Единица атомной массы 55
Единицы активности 78
— реактивности 252

Закись-окись урана 297
Закон Гейгера — Нэттола 80
— Мозли 51
— распада 73
— сохранения импульса 103
— — механического момента 104
— — энергии 102
Закон $1/v$ 155
Замедление нейтронов 167
Замедляющая способность 173
Запаздывающее энерговыделение 116
Запаздывающие нейтроны 92, 109, 114, 120
— нуклоны 92
Заряд электрона 11
— ядра 51
Зашлаковывание 270
Зона воспроизводства 243, 264

Излучение реактора 306
Изобар 52
Изомер 94
Изотон 52
Изотоп 52
Импульс релятивистский 28
— удельный 30
— фотона 28
Интенсивность излучения 304
Ионизация 122

Ка-захват 86
Каландр 324
Кампания реактора 255
Канал реакции 98
Кассета 202
Килограмм-атом 10
Килограмм-молекула 10
Кластер 301
Компенсирующие стержни 254
Комптон-эффект 139
Конверсия с образованием пары 97
Конденсатор 285
Кондиционный плутоний 261
Константа слабого взаимодействия 90
Конструкционный материал 203, 298
Корпус бетонный 316
Коэффициент:
внутренней конверсии 96
воспроизводства 259
диффузии 182
замедления 173
использования тепловых нейтронов 205, 207
качества излучения 305
— реактора 333
неравномерности 243
размножения 196
— в бесконечной среде 198, 203
— на быстрых нейтронах 204, 219
теплоотдачи 288
теплопроводности 287
КПД 284
КПД тепловой 330
Кризис теплопередачи 299
Критическая масса 198
Критические размеры 198
Критический объем 198
Критическое состояние 196
— уравнение 226
Ксеноновая яма 274
Ксеноновые волны 275
Кулоновский барьер 66
Кюри 78

Линейный коэффициент ослабления 36, 137
Ловушка нейтронов 334
Логарифмическая потеря энергии 172

Магические числа 67
Магнетон Бора 16
— ядерный 41
Магнитный момент 41
нейтрона 41
протона 41
электрона 41
ядра 54
Магнокс 300
Масса атома 55
— релятивистская 27
— ядра 55
Массовая единица 55
Массовое число 18
Массовый коэффициент поглощения 135
Масс-спектрометрия 56
Материальный параметр 227
Мгновенная критичность 251
Мгновенные нейтроны 114
Мезон 40
Металлургическая связь 302
Механизм прямого взаимодействия 101
— составного ядра 98
Механический момент 25
— — сложение 26
Микротвэл 298
Модель ядра капельная 67
— — оболочечная 67

Момент количества движения (см. механический момент)
Монокарбид урана 265, 296
Мононитрид урана 296
Мощностной коэффициент реактивности 281
Мощность дозы излучения 304
— поглощенной дозы 304
МэВ 12

Насыщенный пар 287
Нейтрино 42
Нейтрон 17
Нейтроны:
быстрые 157
деления 118
запаздывающие 92, 109, 114, 120
мгновенные 114
промежуточные 158
резонансные 158
тепловые 156, 160
Нейтронный цикл 197, 203
Нуклид 52
Нуклон 18

Обменное взаимодействие 68
Оболочка твэла 203
Обратный час 253
Одноконтурный отвод тепла 284
Оже-электроны 97
Органический теплоноситель 299, 332
Ортоводород 27
Осколки деления 114
Отвальный уран 325
Отвод тепла двухконтурный 283
— — одноконтурный 284
— — трехконтурный 284
Отдача атома 30
Относительная биологическая эффективность 305
Отравление реактора 270, 273
Отражатель реактора 238

Параводород 27
Паровой коэффициент реактивности 281
Перегретый пар 286
Период полураспада 74
— реактора 246
Петля 335
Пик смещения 293
— тепловой 293
Пиролиз 299
Плазма 6
Плотность замедления 176
— потока 34
Поглощенная доза излучения 304
Подвижность нейтрона 184, 189
Подслой оболочки 289, 302
Поколение нейтронов 197
Полиморфизм 296
Порог рождения частиц 31
Пороговые реакции 32
— тяжелые нуклиды 112
Постоянная Больцмана 160
— распада 73
Постулаты де Бройля 21
Поток 34
Правило Брэгга — Климэна 127
Предельная концентрация 272
Принцип Паули 48
Природный уран 200
Пробег 121
альфа-частиц 126
нейтронов 185
осколков деления 129
экстраполированный 134
электронов 134—136
Продукты деления 114
Протон 16
Процесс образования пары 142
Прямое взаимодействие 101

Рад 305
Радиационная ползучесть 294
— стойкость 292, 295
Радиационное распухание 293
Радиационный захват 101, 105
Радиоактивность 73
Радиоактивные семейства 82
Радиолиз 292
Радиус активной зоны 291
атома 10
действия ядерных сил 47
электрона классический 15
ядра 15, 53
Распад 46
Рассеяние 98
когерентное 164
неупругое 146
потенциальное 98, 146
резонансное 98, 146
упругое 140, 146
Расширенное воспроизводство 262
Реактивность 246
Реакция 46, 97
подбарьерная 105
пороговая 32
термоядерного процесса 107
Регенеративный подогрев 285
Регулирующие стержни 252, 254
Резонанс 40, 100
Резонансный захват 160
— интеграл 211
— — гетерогенный 218
— — гомогенный 215
— — истинный 213
— — эффективный 212
Рекомбинация в кристаллической решетке 293
— ионов 38
Релятивистская масса 27

— скорость 27
— частица 27
Релятивистский импульс 28
Рентген 304
Решетка активной зоны 202
Рождение пары 46

Свеллинг 294
Сверхползучесть 294
Сепаратор пара 287
Сечение:
бора 159
взаимодействия эффективное 33
деления 152, 159, 163
дифференциальное 158, 181
кадмия 161
когерентное 165
комптоновского рассеяния 141
макроскопическое 36
нейтронное эффективное 33
некогерентное 165
неупругого рассеяния 158
образования пары 143
— составного ядра 152
парциальное 35, 152
полное 35, 152
потенциального рассеяния 152, 155
радиационного захвата 150, 155, 165
связанного ядра 167
теплового поглощения 163, 165
томпсоновского рассеяния 141
транспортное 180
фотоэффекта 139
ядерное эффективное 33
Слабые силы 47
Соотношения неопределенностей 23, 24
Состав бетона 308
— ядра 18
Спектр:
линейчатый 83
Максвелла 160
сплошной 88
Ферми 176
Спин 41
нейтрона 43
протона 43
электрона 43
ядра 53
— в возбужденном состоянии 72
Среднее время жизни 74
Средний квадрат смещения 185, 187, 193
— косинус угла рассеяния 170
— нейтрон 179
— сброс энергии 176
Стандартный тепловой нейтрон 161
Статистика 48
Статистический вес 26
— фактор 27, 150
СУЗ 255
Сырьевые тяжелые нуклиды 112

Таблица элементарных частиц 42
Температура нейтронов 160
Температурный коэффициент реактивности 278
— — плотности 278
— — ядерный 279
Теорема Бернулли 34
Тепловая защита 306, 319
— колонна 335
— схема АЭС 283
Тепловое возбуждение реакций 5
Тепловой пик 293
Тепловыделяющая сборка 301
Тепловыделяющий элемент 203, 301
Теплоноситель 203, 298
Теплообменник 283
Теплопередача 288
Теплопроводность 287
Теплофизическое выравнивание 291
Термоядерный реактор 6
— синтез 6, 107
Технологический канал 202
Топливный цикл 267
Топливо дисперсионное 297
— окисное 269
— ядерное 205, 257, 296
Тормозное излучение 131
Транспортная длина 180
Трек 38
Трековые регистраторы 38
Трехконтурный отвод тепла 284
ТЭС 265
ТЭЦ 330

Уравнение возраста 190
— диффузии 183
Уравнения кинетики реактора 245
Условное топливо 331

Фактор отклонения от закона $1/v$ 162
Фермион 48
Флюенс 292
Формула Брейта — Вигнера 150
— Клейна — Нишины 141
— четырех сомножителей 205
Фотоделение 111
Фотон 48
Фотоэффект 137

Цент 253
Цепная реакция 196
Цепной процесс 6, 196
Цепочка превращений 76
Цикл прямой 311
— Ренкина 284
Циркалой 325

Цирконий 298

Числа магические 67
Числа характеристические 44
Число Авогадро 9
— атомов в единице объема 10
— — при активационном насыщении 76
— Лошмидта 9
— нейтронов в ядре 18
— протонов в ядре 18
— Фарадея 10

Шаг решетки 202
Ширина:
делительная 151
доплеровская 154
нейтронная 151
— приведенная 154
парциальная 150
полная 150
радиационная 151
энергетического уровня 24, 72
Шкала углеродная 9, 55
Шлак 257

Эквивалентная доза биологического воздействия 305
Экран реактора 264
Экспозиционная доза излучения 304
Экстраполированная граница тела 185
Электрический квадрупольный момент ядра 54
Электрон 11
Электроны внутренней конверсии 96
Электроядерный метод 270
Элементарная частица 38
— ячейка активной зоны 202
Энергетические области 156
Энергетический спектр ядра 70
— эквивалент массы 56
Энергия:
Вигнера 294
возбуждения 98
деления 115
кинетическая 29
Энергия покоя 28
полная 28
пороговая 31
реакции 102
свободная 4, 28
связанная 4, 28
связи нуклонов 59
— электронов 55
тепловая стандартная 161
Эффект парности 60

Ядерная изомерия 94
— реакция 97
Ядерное топливо 205, 257, 296
Ядерные оболочки 67
— силы 47
Ядерный перегрев пара 287, 311
— потенциал 66
Ядерный реактор 197, 309
водо-водяной энергетический 319
газоохлаждаемый 309
гетерогенный 201
гомогенный 201
графитовый 309
— газоохлаждаемый 314
— с отводом тепла водой 310
— с ядерным перегревом пара 311
импульсный 336
исследовательский 333
канальный 310
кипящий 309
корпусной 310
легководный 309, 319
— кипящий 321
— под давлением 321
магноксовый 314
на быстрых нейтронах 157, 264
на промежуточных нейтронах 157
на тепловых нейтронах 157
петлевой 335
пучковый 335
с органическим теплоносителем 332
тяжеловодный 309, 323
Ядерный фотоэффект 109

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие ко второму изданию 3
Введение 4

Глава 1. **Строение атома и элементарные частицы** 8

1.1. Атомы и атомное электричество 8

1. Атомная масса. 2. Число Лошмидта. 3. Число Авогадро. 4. Число атомов в единице объема. 5. Размеры атомов. 6. Атомное электричество. 7. Атом Томсона

1.2. Ядерная структура атома 11
1. Альфа-частица. 2. Рассеяние α-частиц. 3. Теория рассеяния α-частиц. 4. Атом Резерфорда—Бора. 5. Дискретная природа микромира

1.3. Строение атомного ядра 16
1. Протон-электронная модель. 2. Протон-нейтронная модель. 3. Состав ядра

1.4. Квантовая механика 18
1. Дифракция. 2. Частица и волна. 3. Постулаты де Бройля. 4. Длина волны частицы. 5. Соотношение неопределенностей. 6. Траектория частиц в трековых приборах. 7. Виртуальные частицы. 8. Ширина энергетических уровней. 9. Момент количества движения. 10. Статистический вес. 11. Параводород и ортоводород

1.5. Формулы теории относительности 27
1. Масса, энергия, импульс. 2. Кинетическая энергия. 3. Отдача атома при испускании электрона. 4. Удельный импульс. 5. Пороги рождения частиц. 6. Порог эндоэнергетической ядерной реакции

1.6. Ядерные эффективные сечения 32
1. Определения. 2. Плоская мишень. 3. Объемная мишень. 4. Средняя длина пути

1.7. Элементарные частицы 37
1. Регистрация микрочастиц. 2. Элементарные частицы. 3. Многообразие частиц. 4. Классификация. 5. Физические параметры. 6. Парная природа. 7. Взаимопревращаемость. 8. Классы взаимодействий. 9. Статистика. 10. Структура адронов. 11. Антивещество

Глава 2. **Физические свойства атомных ядер** 51

2.1. Заряд ядра 51
1. Закон Мозли. 2. Определения

2.2. Размер ядра 52

2.3. Моменты ядер 53
1. Спин. 2. Магнитный момент. 3. Электрический квадрупольный момент

2.4. Масса ядра и энергия связи 54

1. Масса частиц в связанном состоянии. 2. Масса ядра и масса атома. 3. Массовая единица. 4. Масс-спектрометрия 5. Метод ядерных реакций. 6. Дефект массы. Энергия связи. 7. Особенности энергии связи. 8. Основное правило. 9. Устойчивость изобаров. 10. Области β-распадов. 11. Получение свободной энергии

2.5. Ядерные силы 65
1. Основные свойства. 2. Кулоновский и ядерный потенциалы ядра. 3. Модели ядер. 4. Обменные силы. 5. Зависимость от спина. 6. Независимость от заряда. 7. Тензорные силы

2.6. Возбужденные состояния ядер 69
1. Возбуждение и распад. 2. Энергетический спектр ядра. 3. Особенности ядерных спектров. 4. Ширина уровней. 5. Спины возбужденных уровней

Глава 3. **Ядерные превращения** 73

3.1. Радиоактивность 73
1. Определение. 2. Закон распада. 3. Характеристики распада. 4. Статистический характер распада. 5. Накопление радиоактивности. 6. Цепочка превращений. 7. Единицы активности

3.2. Альфа-распад 78
1. Условие распада. 2. Объяснение распада. 3. Сравнение с опытом. 4. Границы устойчивости. Радиоактивные семейства. 5. Альфа-спектры. 6. Альфа-спектрометр

3.3. Бета-распад 85
1. Условие распада. 2. Типы β-распада. 3. Энергия распада. 4. Бета-спектрометр. 5. Бета-спектр. 6. Теория. 7. Сравнение с опытом. 8. γ-Излучение и запаздывающие нуклоны. 9. Схема испускания запаздывающих нейтронов. 10. Распад из возбужденных состояний

3.4. Гамма-излучение ядер 93
1. Время испускания γ-кванта. 2. Ядерная изомерия. 3. Распространенность изомеров. 4. Электроны внутренней конверсии. 5. Рентгеновское излучение и оже-электроны. 6. Конверсия с образованием пары

3.5. Ядерные реакции 97
1. Определения. 2. Механизм составного ядра. 3. Энергия возбуждения. 4. Ограничения по энергии и спину. 5. Обоснование механизма составного ядра. 6. Прямое взаимодействие. 7. Закон сохранения энергии. 8. Закон сохранения импульса. 9. Закон сохранения механического момента. 10. Другие законы сохранения. 11. Вклад кинетической энергии в энергию возбуждения. 12. Выход реакции. 13. Реакции под действием заряженных частиц. 14. Специфика реакций с участием дейтонов. 15. Нейтронные реакции. 16. Активация нейтронами. 17. Ядерный фотоэффект. 18. Высокоэнергетические частицы. 19. Реакции с рождением мезонов и нуклонных пар

3.6. Деление тяжелых ядер 110
1. Возможность деления. 2. Делимые и делящиеся нуклиды. 3. Механизм деления. 4. Энергия деления. 5. Остаточное энерговыделение. 6. Продукты деления. 7. Нейтроны деления. 8. Запаздывающие нейтроны

Глава 4. **Взаимодействие движущихся частиц с веществом** . . . 121

4.1. Особенности торможения 121
1. Рассеяние энергии. 2. Классификация

4.2. Тяжелые заряженные частицы 122
1. Ионизационные потери энергии. 2. Теория. 3. Эксперимент. 4. Пробеги в газах. 5. Дисперсия. 6. Пробеги в конденсированных средах

4.3. Осколки деления 127
1. Параметры осколков деления. 2. Механизм потерь энергии. 3. Пробеги
4.4. Электроны 129
1. Специфика электронов. 2. Ионизация. 3. Релятивистские электроны. 4. Тормозное излучение. 5. Рассеяние электронов. 6. Пробеги электронов
4.5. Гамма-кванты 136
1. Определения. 2. Фотоэффект. 3. Комптон-эффект. 4. Процесс образования пары. 5. Протяженная защита от γ-квантов
4.6. Нейтроны 145
1. Рассеяние и реакции. 2. Энергетическая схема. 3. Формула Брейта—Вигнера. 4. Параметры резонансов. Доплер-эффект. 5. Следствия из формулы Брейта—Вигнера. 6. Энергетические области. 7. Быстрые нейтроны. 8. Промежуточные нейтроны. 9. Тепловые нейтроны. 10. Когерентное рассеяние. 11. Влияние химической связи

Глава 5. **Замедление и диффузия нейтронов** 167

5.1. Замедление нейтронов 167
1. Механизм замедления. 2. Акт рассеяния. 3. Закон рассеяния. 4. Средняя логарифмическая потеря энергии. 5. Замедляющая способность. 6. Коэффициент замедления. 7. Свойства замедлителей
5.2. Спектр замедляющихся нейтронов 174
1. Нейтронный баланс. 2. Спектр Ферми. 3. Плотность замедления. 4. Учет поглощения. 5. Вероятность избежать резонансного захвата
5.3. Диффузия тепловых нейтронов 178
1. Явление диффузии. 2. Средний нейтрон. 3. Длина переноса. 4. Диффузионный ток. 5. Уравнение диффузии. 6. Граничные условия. 7. Пробеги нейтронов. 8. Точечный источник в бесконечной среде. 9. Длина диффузии. 10. Альбедо
5.4. Диффузия замедляющихся нейтронов 189
1. Диффузия при замедлении. 2. Непрерывное замедление. 3. Уравнение возраста. 4. Возраст нейтрона. 5. Измерение возраста. 6. Длина миграции. 7. Время замедления и диффузии в тепловой области

Глава 6. **Ядерный реактор** 196

6.1. Цепная реакция 196
1. Цепной процесс. 2. Цепная реакция деления. 3. Коэффициент размножения. 4. Ядерный реактор. 5. Критические параметры. 6. Развитие цепной реакции во времени. 7. Делящиеся материалы. 8. Природный уран. 9. Гомогенный и гетерогенный реакторы
6.2. Коэффициент размножения в бесконечной среде 203
1. Коэффициент k_0. 2. Нейтронный цикл. 3. Формула четырех сомножителей
6.3. Число нейтронов на акт поглощения 205
1. Доля делений. 2. Число нейтронов на акт поглощения. 3. Урановый блок
6.4. Коэффициент использования тепловых нейтронов 207
1. Гомогенная среда. 2. Гетерогенная среда. 3. Распределение нейтронов по элементарной ячейке. 4. Коэффициент $\theta_{\text{гет}}$
6.5. Вероятность избежать резонансного захвата 210
1. Вероятность φ. 2. Резонансный интеграл. 3. Гомогенная среда. 4. Экспериментальные данные. 5. Гетерогенная среда. 6. Гетерогенный резонансный интеграл. 7. Блок-эффект
6.6. Коэффициент размножения на быстрых нейтронах 219
1. Гомогенная среда. 2. Гетерогенная среда. 3. Тесные решетки

6.7. Оптимальные параметры размножающих сред 221
1. Гомогенная среда. 2. Гетерогенная среда
6.8. Критическое состояние реактора 223
1. Критические размеры. 2. Уравнения диффузии. 3. Гомогенный реактор без отражателя. 4. Критическое уравнение. 5. Геометрический параметр. 6. Параллелепипед. 7. Цилиндр. 8. Шар. 9. Минимальный критический объем. 10. Замедляющиеся нейтроны. 11. Гетерогенный реактор. 12. Возраст и длина диффузии нейтронов в размножающей среде
6.9. Отражатель нейтронов 238
1. Влияние отражателя. 2. Выгода отражателя. 3. Нейтронные распределения в реакторе с отражателем. 4. Приближенные расчеты. 5. Материалы отражателей. 6. Выравнивание нейтронного потока
6.10. Некритический реактор 244
1. Малые отклонения от критичности. 2. Запаздывающие нейтроны. 3. Уравнения кинетики реактора. 4. Реактивность. 5. Периоды реактора. 6. Скачок реактивности. 7. Мгновенная критичность. 8. Контроль реактивности. 9. Единицы реактивности

Глава 7. **Физические процессы в реальных реакторах** 253

7.1. Сохранение критичности по времени 253
1. Снижение реактивности. 2. Система управления. 3. Кампания реактора. 4. Накопление продуктов деления. 5. Глубина выгорания
7.2. Воспроизводство ядерного топлива 257
1. Выгорание топлива. 2. Накопление плутония. 3. Коэффициент воспроизводства. 4. Плутоний-240. 5. Временное увеличение k_0. 6. Расширенное воспроизводство. 7. Реактор на быстрых нейтронах. 8. Экономический аспект. 9. Время удвоения. 10. Перспективы развития
7.3. Отравление реактора 270
1. Зашлаковывание. 2. Отравление ксеноном. 3. Предельная концентрация. 4. Отравление работающего реактора. 5. Ксеноновая яма. 6. Неустойчивость реактора с большим потоком. 7. Ксеноновые волны. 8. Отравление самарием
7.4. Температурный коэффициент реактивности 278
1. Температура активной зоны. 2. Температурный коэффициент реактивности. 3. Коэффициенты плотности. 4. Ужестчение спектра Максвелла. 5. Снижение φ. 6. Деформация конструкций. 7. Кипение. 8. Мощностной коэффициент реактивности. 9. Устойчивость реактора. 10. Динамический температурный коэффициент

Глава 8. **Тепловая энергия, материалы, биологическая защита** 283

8.1. Отвод и преобразование тепла 283
1. Тепловая схема АЭС. 2. Паротурбинный контур. 3. Турбина. 4. Первый контур. 5. Распределение температуры по ячейке. 6. Подогрев теплоносителя
8.2. Материалы 291
1. Требования к материалам. 2. Радиационный рост объема. 3. Радиационная ползучесть. 4. Газовое распухание. 5. Накопление продуктов деления. 6. Радиационная стойкость. 7. Топливо. 8. Теплоносители и конструкционные материалы
8.3. Тепловыделяющие элементы 301
1. Место твэла. 2. Конструкция. 3. Совместимость. 4. Опыт эксплуатации
8.4. Дозиметрия и защита 304
1. Единицы измерения. 2. Дозиметрия. 3. Излучение реактора. 4. Биологическая защита

Глава 9. **Реакторы атомных электростанций** 309

9.1. Классификация 309
1. Нейтронный спектр. 2. Замедлитель. 3. Конструкция

9.2. Графитовые реакторы с отводом тепла водой 310
1. Первая в мире. 2. Белоярская АЭС. 3. Реакторы большой мощности кипящие (РБМК)

9.3. Графитовые реакторы с газовым охлаждением 314
1. Магноксовые реакторы. 2. Усовершенствованные графитовые реакторы (AGR)

9.4. Легководные реакторы 319
1. Водо-водяные энергетические реакторы (ВВЭР). 2. Легководные корпусные кипящие реакторы

9.5. Тяжеловодные реакторы 323
1. Реакторы CANDU. 2. Газоохлаждаемый тяжеловодный реактор. 3. Кипящие тяжеловодные реакторы

9.6. Реакторы на быстрых нейтронах 326
1. Особенности реакторов. 2. Реактор на быстрых нейтронах БН-350. 3. Реактор БН-600

9.7. Другие энергетические реакторы 330
1. Области применения. 2. Безопасность. 3. Атомные теплоэлектроцентрали (АТЭЦ). 4. Атомные станции теплоснабжения (АСТ)

9.8. Исследовательские реакторы 333
1. Назначение. 2. Активная зона. 3. Петлевые реакторы. 4. Пучковые реакторы. 5. Импульсные реакторы. 6. Усовершенствование топлива

Климов А. Н.

К 49 Ядерная физика и ядерные реакторы: Учебник для вузов. — 2-е изд., перераб. и доп. — М.: Энергоатомиздат, 1985. 352 с., ил.

В пер.: 1 р. 20 к. 3850 экз.

Изложены основы ядерной физики, знание которых необходимо для понимания процессов, протекающих в ядерных реакторах, физические принципы их работы. Описаны исследовательские и энергетические реакторы, нашедшие применение в ядерной энергетике. По сравнению с предыдущим изданием (1971 г.) большое внимание уделено твэлам, вопросам теплоотвода.

Для студентов вузов энергофизических специальностей. Может быть полезна эксплуатационному персоналу АЭС.

К $\frac{2304000000\text{-}065}{051(01)\text{-}85}$ 207-85

ББК 31.46
6П2.8

Аполлон Николаевич Климов

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ЯДЕРНЫЕ РЕАКТОРЫ

Редактор издательства *О.М. Малявина*
Художественный редактор *Б. Н. Тумин*
Технический редактор *Н. П. Собакина*
Корректор *Л. С. Тимохова*
ИБ № 1492

Сдано в набор 04.10.84. Подписано в печать 15.04.85. Т-09363. Формат 60×90¹/₁₆. Бумага кн.-журн. имп. Гарнитура литературная Печать офсет. Усл. печ. л. 22,0 Усл. кр.-отт. 22,0 Уч.-изд. л. 25,99 Тираж 3850 экз. Заказ 485 Цена 1 р. 20 к.

Энергоатомиздат, 113114, Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10

Московская типография № 4 Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли

129041, Москва, Б. Переяславская ул., 46

А. Н. Климов

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ЯДЕРНЫЕ РЕАКТОРЫ

Для студентов вузов

