

Левин В. Е. **Ядерная физика и ядерные реакторы.** Учебник для техникумов.— Изд. 4-е, перераб. и доп.— М.: Атомиздат, 1979, 288 с.

Учебник состоит из двух частей: «Атомная и ядерная физика» и «Ядерные реакторы». В основу его положен конспект лекций, которые автор читал в течение нескольких лет в Обнинском политехникуме. В первой части приведены сведения из атомной физики, описаны закономерности строения атомного ядра и радиоактивности, взаимодействие с веществом, регистрация и дозиметрия ионизирующих излучений, методы ускорения заряженных частиц, свойства космического излучения и физика нейтронов. Вторая часть знакомит читателя с атомной энергетикой. В ней рассмотрены устройство, физика, работа и конструкция ядерных реакторов, пути развития и экономика атомной энергетики. Третье издание вышло в 1975 г.

Учебник рассчитан на учащихся техникумов физических специальностей, на техников и лаборантов физических лабораторий, на техников и лаборантов, обслуживающих ядерные реакторы и другие атомные установки.

Рис. 83. Табл. 38.

## РЕЦЕНЗЕНТЫ:

Доктор техн. наук, проф. Н. Г. Рассохин,  
ст. преподаватель МЭИ М. С. Алхутов

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Книга «Ядерная физика и ядерные реакторы» написана на основе конспекта лекций, которые автор читал в течение нескольких лет для учащихся политехникума. Книга состоит из двух частей: «Атомная и ядерная физика» и «Ядерные реакторы».

В первой и второй главах первой части приведены краткие сведения из атомной физики и квантовой механики, необходимые для понимания последующего содержания книги. В остальных главах первой части описаны закономерности строения атомного ядра и радиоактивности, взаимодействие с веществом и регистрация ионизирующего излучения, методы ускорения заряженных частиц, ядерные реакции и свойства космического излучения.

Отдельная большая глава посвящена физике нейтронов. В этой главе рассмотрены источники и свойства нейтронов, регистрация нейтронов, ядерные реакции под действием нейтронов, цепная реакция деления ядер и т. д.

Вторая часть книги знакомит читателя с атомной энергетикой. В ней приведены сведения об устройстве, физике и работе ядерных реакторов, об экономике атомной энергетики и т. д. Книга заканчивается кратким описанием некоторых исследовательских, экспериментальных и энергетических ядерных реакторов.

Физика изучает природные явления двумя методами: теоретическим и экспериментальным, поэтому ее подразделяют на теоретическую и экспериментальную. Теоретическая физика, используя математический аппарат и результаты экспериментов, дает физическую картину природных явлений. Эта взаимосвязь теоретической и экспериментальной физики и отражена в книге. В тексте используется несложный математический аппарат, однако для выводов некоторых физических законов применены элементы высшей математики (дифференцирование и интегрирование). Читателю, не знакомому с интегрированием и дифференцированием, следует усвоить из этого материала только физический смысл окончательных выводов.

Большинство физических величин, встречающихся в тексте книги, даны в СИ. Некоторые практически важные величины выражены во внесистемных единицах. Краткие сведения о единицах СИ и перевод внесистемных единиц в единицы СИ читатель найдет в приложении.

В четвертое издание учебника внесены некоторые добавления и изменения. В них отражены достижения в области атомной энергетики.

Автор глубоко благодарит профессора Н. Г. Рассохина, старшего преподавателя МЭИ М. С. Алхутова, В. А. Вилкулова и кандидата техн. наук Ю. Д. Макаренко за ценные замечания по рукописи, подготовленной к четвертому изданию.

**В. ЛЕВИН**

## Часть первая

# АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

---

## ГЛАВА I

### АТОМНАЯ ФИЗИКА

#### § 1.1. ВЕЩЕСТВО И ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

Вещество является формой природы, материального мира. У каждого вещества есть мельчайшая частица (атом, молекула), обладающая всеми его химическими свойствами. Молекула простых веществ состоит из одного или нескольких одинаковых атомов, молекула сложных веществ — из атомов различных химических элементов.

Атомы химического элемента, различающиеся по массе, называют *изотопами* элемента (см. § 3.1). У природного углерода есть два изотопа. За *атомную единицу массы* (а. е. м.) принята  $1/12$  часть массы более легкого изотопа природного углерода.

Масса атома (молекулы) сравнима с массой  $10^{-26}$  кг. Такие малые массы измеряют специальными приборами, которые были изобретены сравнительно недавно. До появления этих приборов массы атомов и молекул выражали в относительных единицах. Отношение массы атома (молекулы) к атомной единице массы называют *относительной атомной (молекулярной) массой* [кратко — *атомная (молекулярная) масса*]\*. Согласно определению, эта величина безразмерная. Она показывает, во сколько раз масса атома (молекулы) больше атомной единицы массы. Атомную массу обозначают буквой  $A$ , молекулярную — буквой  $\mu$ .

Химический элемент представляет собой смесь изотопов. Относительное количество изотопа в химическом элементе называют *содержанием изотопа*. Его выражают в долях или процентах. Атомная масса элемента (табл. 1.1) равна среднему значению атомных масс изотопов элемента. Так, природный бор состоит из двух изотопов с содержанием 18,8% ( $A=10,0129$ ) и 81,2% ( $A=11,0093$ ), а его атомная масса  $A=10,8220$ .

Масса атома (молекулы) в атомных единицах массы численно равна атомной (молекулярной) массе. Например, масса атома гелия равна 4,0026 а. е. м., кислорода — 15,9994 а. е. м.

Для однородных веществ, т. е. веществ, состоящих из частиц с одинаковыми свойствами, в молекулярной физике, химии и дру-

---

\* Отношение массы атома (молекулы) к атомной единице массы в литературе называют также атомным (молекулярным) весом.

Таблица 1.1

## Атомные массы элементов

Элемент	Символ	Атомная масса	Элемент	Символ	Атомная масса
Водород	H	1,00797	Натрий	Na	22,9898
Гелий	He	4,0026	Железо	Fe	55,847
Литий	Li	6,9390	Никель	Ni	58,71
Бериллий	Be	9,0122	Цирконий	Zr	91,22
Бор	B	10,8220	Индий	In	114,82
Углерод	C	12,01115	Торий	Th	232,038
Кислород	O	15,9994	Уран	U	238,03

гих областях науки введена внесистемная единица массы килограмм-моль (кмоль). Она равна количеству однородного вещества в килограммах, численно равному его молекулярной (атомной) массе. Например, килограмм-моль углерода равен 12,01115 кг, бериллия — 9,0122 кг, воды — 18,0154 кг и т. д.

В килограмм-моле любого однородного вещества содержится число молекул  $N_A$ , равное  $6,02 \cdot 10^{26}$ . Величину  $N_A$  называют *числом Авогадро*. По числу Авогадро и килограмм-молю углерода рассчитаем атомную единицу массы:

$$1 \text{ а. е. м.} = \frac{1}{12} \frac{A_C}{N_A} = \frac{1}{12} \frac{12}{6,02 \cdot 10^{26}} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг.}$$

Количество частиц (молекул, атомов), заключенных в  $1 \text{ м}^3$  однородного вещества, называют *плотностью частиц*  $N$ . Ее находят по известным плотности вещества  $\rho$  ( $\text{кг/м}^3$ ), молекулярной  $\mu$  (атомной  $A$ ) массе и числу Авогадро:

$$N = \frac{\rho}{\mu} N_A; \quad N = \frac{\rho}{A} N_A. \quad (1.1)$$

При расчете величины  $N$  часто используют приближенные значения  $\mu$  и  $A$ , ограниченные первыми тремя цифрами. Так, приближенные атомная масса бериллия  $A_{\text{Be}} \approx 9,01$ , молекулярная масса воды  $\mu_{\text{H}_2\text{O}} \approx 18, 0$ .

**Пример.** Найти плотность молекул воды  $\text{H}_2\text{O}$ . Плотность воды  $\rho = 1000 \text{ кг/м}^3$ . Молекулярная масса воды  $\mu \approx 18$ . По формуле (1.1)

$$N_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{1000}{18} 6,02 \cdot 10^{26} = 3,34 \cdot 10^{28} \text{ молекула/м}^3.$$

Если известны плотность и химическая формула молекулы вещества, то легко рассчитать число атомов любого элемента в  $1 \text{ м}^3$  вещества:

$$N_i = n_i \frac{\rho}{\mu} N_A, \quad (1.2)$$

где  $n_i$  — число атомов  $i$ -го элемента в молекуле.

**Пример.** Сколько атомов бора содержится в  $1 \text{ м}^3$  карбида бора  $B_4C$ , если его плотность равна  $2,3 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ ? Молекулярная масса карбида бора  $\mu \approx 10,8 \times 4 + 12,0 = 55,2$ . В каждую молекулу входят четыре атома бора ( $n_B = 4$ ).

По формуле (1.2)

$$N_B = 4 \frac{2,3 \cdot 10^3}{55,2} 6,02 \cdot 10^{26} = 1,00 \cdot 10^{29} \text{ атом/м}^3.$$

В веществах обычно присутствуют примеси. Количество примеси, отнесенное к единице объема вещества, называют *концентрацией* примеси. Ее выражают в килограммах (атомах, молекулах) на единицу объема, процентах и т. д. Концентрации примеси  $m$  ( $\text{кг/м}^3$ ) и  $N$  ( $\text{част./м}^3$ ) связаны формулой (1.1), в которой плотность вещества  $\rho$  заменяется концентрацией примеси  $m$ . Если известна массовая концентрация примеси в процентах  $P$ , то  $m = P \rho_{\text{см}} \cdot 10^{-2}$ , где  $\rho_{\text{см}}$  — плотность смеси веществ. Тогда концентрация примеси  $N$  рассчитывается по формуле

$$N = P \frac{\rho_{\text{см}}}{\mu} N_A \cdot 10^{-2}, \quad (1.3)$$

где  $\mu$  — молекулярная (атомная) масса примеси.

**Пример.** Рассчитать концентрацию бора  $N_B$  в углероде, если  $P = 2 \cdot 10^{-4}\%$ , а плотность углерода  $\rho_C = 1,8 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ . Так как концентрация бора в углероде незначительна, то  $\rho_{\text{см}} \approx \rho_C$  и по формуле (1.3)

$$N_B = 2 \cdot 10^{-4} \frac{1,8 \cdot 10^3}{11} 6,02 \cdot 10^{26} \approx 2,0 \cdot 10^{23} \text{ атом/м}^3.$$

Молекулы в твердых и жидких веществах расположены вплотную друг к другу. Поэтому объем  $V$ , приходящийся на одну молекулу в этих веществах, сравним с объемом молекул. Оценим, например, объем молекулы воды. Так как плотность молекул воды  $N_{H_2O} = 3,34 \cdot 10^{28} \text{ молекула/м}^3$ , то объем молекулы воды

$$V_{H_2O} \approx 1/3,34 \cdot 10^{28} \approx 3 \cdot 10^{-29} \text{ м}^3.$$

Если приближенно принять, что молекула представляет собой шар, то диаметр молекулы воды

$$d \approx \sqrt[3]{6V/\pi} \approx 3,86 \cdot 10^{-10} \text{ м}.$$

В атомной физике за единицу длины принят *ангстрем* ( $\text{\AA}$ ), равный  $10^{-10} \text{ м}$ . В этих единицах диаметр молекулы воды  $d$  равен примерно  $3,86 \text{ \AA}$ .

Атомизм строения наблюдается не только у вещества, но и у электричества. Элементарный электрический заряд  $e = 1,60 \times 10^{-19} \text{ Кл}$ . Любой электрический заряд кратен заряду  $e$  и не может быть меньше его. Существуют положительный и отрицательный элементарные электрические заряды. Носителем элементарного отрицательного заряда является электрон, масса которого  $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг} = 5,5 \cdot 10^{-4} \text{ а. е. м.}$  удельный заряд  $e/m_e = 1,76 \times 10^{11} \text{ Кл/кг}$ . Элементарный положительный заряд имеет позитрон; у него такие же масса и удельный заряд, как и у электрона. Позитрон обозначают символом  $e^+$ , электрон —  $e^-$ .

## § 1.2. ВЕРОЯТНОСТЬ И СПЕКТР

Природные события (явления) подразделяют на достоверные и случайные. *Достоверное событие* — это такое событие, которое обязательно происходит при выполнении  $S$  условий. Так, кипение воды в сосуде — достоверное событие, если температура воды  $t=100^\circ\text{C}$ , а давление газа над поверхностью воды  $p=1$  атм. Событие, не наблюдаемое при заданных  $S$  условиях, называют невозможным. Так, вода не кипит в сосуде при температуре  $t < 100^\circ\text{C}$  и давлении  $p=1$  атм.

Событие называют *случайным*, если в определенных условиях оно или происходит, или не происходит. Например, подброшенная монета падает на землю или гербом, или цифрой вверх. Выпадение герба и цифры — случайные события.

Закономерности множества случайных событий, выпадающих при определенных условиях, изучает теория вероятностей. Одно из основных понятий теории вероятностей — понятие вероятности появления события.

Допустим, что в опыте при одинаковых условиях наблюдают случайные события  $A_i$  ( $i=1, 2, \dots, k$ ). Пусть событие  $A_1$  выпадает  $n_1$  раз, событие  $A_2$  —  $n_2$  раз и т. д., а общее число событий  $n = n_1 + n_2 + \dots + n_k$  достаточно велико. Вероятностью события  $A_i$  называют величину  $f(A_i)$ , равную доле событий  $A_i$  в общем количестве событий:

$$f(A_i) = n_i/n.$$

По известной вероятности  $f(A_i)$  предсказывают возможность появления события  $A_i$ . Так, если монету бросают вверх в одинаковых условиях, то вероятности выпадения герба и цифры равны 0,5.

Из определения вероятности  $f(A_i)$  следует, что сумма всех вероятностей  $\sum_{i=1}^k f(A_i) = f(A_1) + f(A_2) + \dots + f(A_k) = 1$ . Следовательно, при выполнении заданных условий одно из  $k$  событий обязательно происходит. Отметим, что вероятность достоверного события равна единице, а невозможного — нулю.

Аналогично случайным событиям определяются *случайные физические величины*. К ним относятся такие физические величины, которые принимают различные значения в одних и тех же условиях. Например, скорость молекулы газа — случайная величина. При давлении газа 1 атм молекула испытывает около  $10^8$  столкновений за секунду с другими молекулами, после каждого из которых ее скорость изменяется. Поэтому можно говорить лишь о вероятности того или иного значения скорости молекулы.

Теорию вероятностей применяют в статистической физике, изучающей законы систем (множеств) большого числа частиц. Частицы объединяются в систему или силами притяжения, или другими условиями. Одна из таких систем частиц — газ, заключенный в замкнутом объеме (сосуде).

Килограмм-моль любого газа при нормальных условиях (давления  $p=760$  мм рт. ст., температуре  $t=0^\circ\text{C}$ ) занимает объем, равный  $22,4$  м<sup>3</sup>. При этих условиях плотность молекул всех газов одинакова. Она находится как частное от деления числа Авогадро на объем килограмм-моля газа и равна  $2,7 \cdot 10^{25}$  молекула/м<sup>3</sup>. Из сравнения плотностей молекул воды и газа следует, что расстояние между молекулами газа намного превышает их размеры.

В системе частиц протекает огромное число случайных процессов (движение каждой частицы, изменение ее энергии, состава и т. п.). В результате паложения этих случайных процессов проявляются законы, называемые *статистическими*. Они и определяют поведение всей системы частиц.

Статистические законы характеризуются средними значениями физических величин. По средним значениям физических величин и судят о состоянии системы из большого числа частиц, о процессах, происходящих в ней.

Средние значения физических величин или непосредственно измеряют в эксперименте, или находят по спектру физической величины. Под спектром физической величины (спектр масс, энергий, скоростей, частот и т. д.) понимают распределение частиц системы по значениям этой физической величины.

Молекулы вещества находятся в состоянии непрерывного движения, называемого *тепловым*. В процессе теплового движения молекулы газа часто сталкиваются друг с другом. При нормальных условиях молекула газа пробегает от столкновения до столкновения в среднем  $10^{-8}$  м. Во время столкновения между молекулами происходит обмен энергией, при котором более быстрые молекулы передают часть своей энергии более медленным. В результате огромного числа таких столкновений в замкнутом объеме газа устанавливается равновесное распределение молекул по скоростям (спектр скоростей).

Различают два типа спектров. Если распределение частиц системы по значениям физической величины непрерывно, то спектр называют *сплошным (непрерывным)*. Если же распределение частиц по значениям физической величины прерывно (частицы сгруппированы около отдельных дискретных значений), то спектр называют *дискретным (линейчатым)*. Примером дискретного спектра служит спектр масс элемента. В нем наблюдаются атомы с отдельными значениями массы. Распределение молекул газа по скоростям (спектр скоростей) относится к сплошному спектру.

Спектры физических величин изучают теоретическими методами или измеряют приборами, называемыми *спектрометрами*. Известные спектры изображают в виде графиков, приводят в таблицах или описывают аналитическими функциями.

Пусть частицы системы характеризуются случайной величиной  $L$ , изменяющейся непрерывно. Так как величина  $L$  случайна, то не имеет смысла говорить о числе частиц с точным значением  $L$ . Это число неоднозначно и может быть даже равным нулю. Однако число частиц со значениями в интервале от  $L$  до

$L+dL$  вполне определенно и равно  $dN(L)$ . Иначе говоря,  $dN(L)$  — это число частиц в интервале  $dL$  вблизи значения  $L$ . Число  $dN(L)$  пропорционально числу частиц в системе  $N_0$  и интервалу  $dL$ :

$$dN(L) = f(L) N_0 dL.$$

Коэффициент пропорциональности

$$f(L) = \frac{1}{N_0} \frac{dN(L)}{dL}$$

называют *плотностью вероятности*. Она зависит от  $L$  и равна доле частиц системы, отнесенной к единичному интервалу вблизи  $L$ . Функция  $f(L)$  равна также вероятности того, что частица характеризуется значением физической величины, заключенным в единичном интервале вблизи  $L$ .

Под сплошным спектром физической величины понимают функции  $f(L)$ . Этот спектр нормирован на единицу, так как интеграл от функции  $f(L)$  по всем возможным значениям  $L$  равен единице:

$$\int_0^{\infty} f(L) dL = \frac{1}{N_0} \int_0^{N_0} dN = 1.$$

Свойства систем частиц описываются средними значениями физических величин  $L$ , которые получаются с помощью спектра физической величины:

$$\bar{L} = \int_0^{\infty} L f(L) dL \Big/ \int_0^{\infty} f(L) dL.$$

Так как функция  $f(L)$  нормирована на единицу, то

$$\bar{L} = \int_0^{\infty} L f(L) dL.$$

Спектр скоростей  $f(v)$  молекул газа в ограниченном объеме впервые изучил Максвелл. По имени ученого функцию  $f(v)$  называют *спектром Максвелла*, или *функцией распределения Максвелла*. Аналитическая запись спектра Максвелла имеет вид

$$f(v) = 4\pi \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right),$$

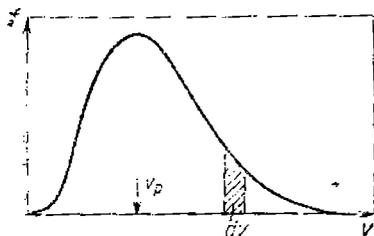


Рис. 1.1. Распределение молекул газа по скоростям

где  $v$  — скорость молекулы, м/с;  $m$  — масса молекулы, кг;  $k = 1,38 \times 10^{-23}$  Дж/К — постоянная Больцмана;  $T$  — температура газа, К.

На рис. 1.1 приведен спектр Максвелла  $f(v)$ . Скорость молекул изменяется от нуля до больших значений. Однако большинство молекул движутся со скоростями, близ-

кими к наиболее вероятной скорости  $v_p$ , при которой спектр Максвелла имеет максимум. Со скоростью  $v < v_p$  движется около 42% всех молекул. Поэтому средняя скорость молекул  $v$  в 1,128 раза больше  $v_p$ . Доля молекул в интервале  $dv$  вблизи скорости  $v$  изображена заштрихованной площадью столбика. Основание столбика равно  $dv$ , а средняя его высота —  $f(v)$ .

Спектр энергий  $f(E)$  молекул газа

$$f(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{V\bar{E}}{(E_T)^{3/2}} \exp\left(-\frac{E}{E_T}\right).$$

Максимум энергетического спектра Максвелла расположен при энергии

$$E_M = E_T/2 = kT/2.$$

Средняя кинетическая энергия молекул  $\bar{E}$  и кинетическая энергия молекул  $E_T$ , соответствующая наиболее вероятной скорости молекул  $v_p$ , пропорциональны температуре газа  $T$ :

$$\bar{E} = 3/2 kT; \quad E_T = kT.$$

При нагревании газа происходит перераспределение молекул газа по скоростям. Как следствие этого процесса максимум спектра Максвелла сдвигается в направлении больших скоростей, а температура газа повышается.

Пусть теперь в системе из  $N_0$  частиц случайная величина  $L$  принимает дискретные значения  $L_i$  ( $i=1, 2, \dots, k, \dots$ ), а  $N_i$  — число частиц системы со значением  $L_i$ . Вероятность того, что частица имеет значение  $L_i$ , равна доле частиц со значением  $L_i$ :

$$f(L_i) = N_i/N_0.$$

Дискретный спектр  $f(L_i)$  нормирован на единицу, так как сумма

$$\sum_{i=1}^{\infty} f(L_i) = 1.$$

Среднее значение дискретной величины

$$\bar{L} = \sum_{i=1}^{\infty} L_i f(L_i).$$

Так, атомную массу элемента (см. табл. 1.1), равную средней атомной массе изотопов элемента, находят по известному спектру масс элемента.

### § 1.3. МАССА И ЭНЕРГИЯ

Механическое движение одних тел всегда изучают в инерциальных системах координат; связанных с другими телами, относительно которых координатные системы считаются неподвижными. Для описания механического движения на Земле обычно ис-

пользуют лабораторную систему координат, связанную с поверхностью Земли. Однако все тела, в том числе и Земля, движутся, поэтому можно обнаружить только относительное движение тел, а не абсолютное.

В инерциальных системах координат законы механики одинаковы. Например, закон свободного падения тел на Земле не отличается от закона свободного падения тел в равномерно движущемся поезде, пароходе, самолете и т. д. В этом заключается принцип относительности движения, открытый Галилеем.

Согласно законам классической механики масса тела не зависит от скорости его относительного движения. Эти законы были экспериментально проверены для скоростей тел, много меньших скорости света. Однако в ряде экспериментов было впоследствии отмечено увеличение масс частиц при больших скоростях. Впервые зависимость массы частицы от скорости наблюдал Кауфман при измерении удельного заряда электрона.

В 1905 г. Альберт Эйнштейн объяснил многие экспериментальные результаты, не укладывающиеся в рамки классической физики, в своей теории относительности. В основу первой части теории, названной *специальной теорией относительности*, Эйнштейн положил два постулата, построенные на экспериментальных результатах.

1. Никакими опытами внутри любой инерциальной системы нельзя обнаружить, движется ли эта система или находится в состоянии покоя. Иначе говоря, нельзя обнаружить абсолютное движение тел.

2. Скорость света в вакууме равна  $3 \cdot 10^8$  м/с во всех инерциальных системах.

Выводы специальной теории относительности имеют огромное значение для понимания физических процессов в атомной и ядерной физике. Как раз в этих областях физики изучают скорости движения частиц, близкие к скорости света. Остановимся кратко на двух выводах специальной теории относительности.

1. Масса любого тела  $m$  зависит от его скорости  $v$ :

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad (1.4)$$

где  $m_0$  — масса покоя (масса тела при  $v=0$ ). Массу движущегося тела  $m$  называют *релятивистской*. При отношениях  $v/c \ll 1$  масса  $m \approx m_0$ .

В табл. 1.2 приведено отношение  $m/m_0$  в зависимости от  $v/c$ . Релятивистская масса тела заметно возрастает при скоростях, близких к скорости света.

Таблица 1.2

Относительное изменение массы тела при увеличении его скорости

$v/c$	0,006	0,06	0,55	0,999
$m/m_0$	1,00002	1,002	1,20	22,4

2. Масса  $m$  и энергия  $W$  тела связаны соотношением

$$W = mc^2, \quad (1.5)$$

где  $m$  — релятивистская масса тела. У покоящегося тела масса  $m = m_0$ , а энергия  $W_0 = m_0 c^2$  (энергия покоя). Уравнение (1.5) показывает, что энергия и масса не существуют отдельно. Любому виду энергии  $W$  соответствует масса  $m = W/c^2$ . Энергия  $W$  тела равна сумме энергии покоя  $W_0$  и кинетической энергии  $E$ :

$$W = W_0 + E.$$

За единицу энергии в атомной и ядерной физике принят *электронвольт* (эВ), равный изменению энергии электрона при прохождении разности потенциалов в один вольт:

$$1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж.}$$

Более крупной единицей энергии является *мегаэлектронвольт* (МэВ):

$$1 \text{ МэВ} = 10^6 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ Дж.}$$

Найдем кинетическую энергию и скорость электрона с энергией  $W = 5$  МэВ. Рассчитаем сначала энергию покоя электрона:  $W_0 = m_0 c^2 = 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 9 \cdot 10^{16} = 8,19 \cdot 10^{-14} \text{ Дж} = 0,51 \text{ МэВ}$ . (Заметим, что массы покоящихся частиц часто выражают в массах покоя электрона. Чтобы узнать, во сколько раз масса покоя частицы больше массы покоя электрона, достаточно поделить энергию покоя частицы на энергию покоя электрона. Например, энергия покоя атома водорода  $W_H = 937 \text{ МэВ}$ , а его масса покоя  $m_H = 1837 m_e$ .)

Кинетическая энергия электрона  $E = W - W_0 = 5 - 0,51 = 4,49 \text{ МэВ}$ . Тогда из уравнений (1.4) и (1.5) имеем

$$v/c = \sqrt{1 - (W_0/W)^2} \approx 0,99;$$

или скорость электрона равна

$$v \approx 0,99c = 2,97 \cdot 10^8 \text{ м/с.}$$

Если скорость тела мала по сравнению со скоростью света ( $v/c \ll 1$ ), то согласно биному Ньютона

$$\left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right]^{-1/2} \approx 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{v}{c}\right)^2,$$

и по формуле (1.4)

$$m = m_0 + \frac{1}{2} m_0 \left(\frac{v}{c}\right)^2.$$

Подставив это выражение для массы в формулу (1.5), получим

$$W = m_0 c^2 + \frac{1}{2} m_0 v^2.$$

Первый член равен энергии покоя тела  $W_0$ , а второй — кинетической энергии тела:

$$E = \frac{1}{2} m_0 v^2.$$

## § 1.4. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Электромагнитные волны излучаются зарядами, движущимися с ускорением. Если заряд колеблется с постоянной частотой  $\nu$ , то возбуждается электромагнитная волна такой же частоты. Электрическая  $E$  и магнитная  $H$  напряженности электромагнитного поля равны по абсолютному значению. Они колеблются с одинаковой частотой  $\nu$  перпендикулярно друг к другу и к направлению распространения волны. Если в антенне создать колебания электронов с частотой  $\nu$ , то она будет излучать радиоволны. Другим примером ускоренного движения электронов является их движение по кругу с частотой  $\nu$ .

Период колебания  $T$  и длина волны  $\lambda$  электромагнитного излучения связаны с частотой  $\nu$  соотношениями

$$T=1/\nu; \quad \lambda=c/\nu.$$

Электромагнитное излучение подразделяется на несколько видов (табл. 1.3).

Таблица 1.3

Виды электромагнитного излучения

Излучение	Диапазон частот $\nu$ , Гц	Диапазон длин волн $\lambda$ , м
Радиоволны	$10^3-10^{11}$	$3 \cdot 10^8-0,3 \cdot 10^{-2}$
Инфракрасное	$10^{11}-4 \cdot 10^{14}$	$0,3 \cdot 10^{-2}-7,5 \cdot 10^{-7}$
Световое	$4 \cdot 10^{14}-7,5 \cdot 10^{14}$	$7,5 \cdot 10^{-7}-4 \cdot 10^{-7}$
Ультрафиолетовое	$7,5 \cdot 10^{14}-3,0 \cdot 10^{16}$	$4 \cdot 10^{-7}-10^{-10}$
Рентгеновское	$3 \cdot 10^{16}-3 \cdot 10^{20}$	$10^{-8}-10^{-12}$
Гамма	$3 \cdot 10^{19}-3 \cdot 10^{22}$	$10^{-11}-10^{-14}$

Свойства электромагнитного излучения зависят только от частоты  $\nu$ , а не от способа его получения. Инфракрасное излучение вызывает у человека ощущение тепла, и поэтому его часто называют тепловым. Рентгеновское излучение используют в медицине для диагностики болезней, так как оно имеет большую проникающую способность в веществе.

Волновые свойства электромагнитного излучения подтверждаются экспериментально, например в дифракционных опытах. Дифракция излучения наблюдается при взаимодействии излучения с телами, размеры которых соизмеримы с длиной волны  $\lambda$ . В результате дифракции образуются чередующиеся максимумы и минимумы интенсивности электромагнитного излучения. Для примера рассмотрим дифракцию рентгеновского излучения при отражении от поверхности монокристалла (рис. 1.2). Монокристалл состоит из правильно расположенных атомов, расстояния между которыми (постоянная кристалла) примерно равны размеру атома ( $10^{-10}$  м) и соизмеримы с длиной волны рентгеновского излучения.

Все атомы, лежащие в одной плоскости, образуют кристаллическую плоскость. Для рентгеновского излучения, падающего под углом  $\theta$  на поверхность монокристалла, все кристаллические плоскости являются полупрозрачными зеркалами. Они частично отражают, а частично пропускают рентгеновское излучение. Таким образом, монокристалл представляет собой набор таких отражающих плоскостей.

Пусть от двух смежных кристаллических плоскостей отражается падающее излучение (пучки 1 и 2, рис. 1.2). Разность хода пучков в кристалле  $l$  равна сумме длин отрезков  $CB$  и  $BD$ . Угол

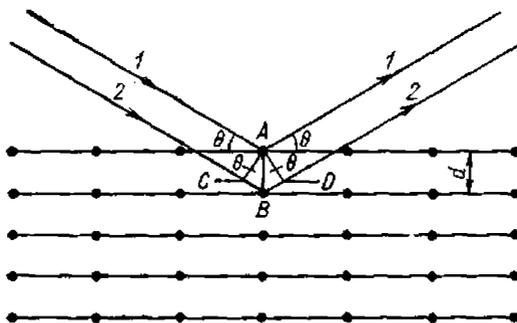


Рис. 1.2. Отражение рентгеновского излучения от кристаллических плоскостей

падения излучения равен углу его отражения. Поэтому прямоугольные треугольники  $ABC$  и  $ABD$  равны. Следовательно, отрезок  $BC=BD=d \sin \theta$ . Интенсивность излучения усиливается, если отраженные пучки выходят из кристалла в одной фазе. Такое условие выполняется, когда на расстоянии  $l$  укладывается целое число длин волн:

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

где  $n=1, 2, 3, \dots$ . Данное уравнение независимо получили русский физик Вульф и английский физик Брэгг, по имени которых оно названо *уравнением Вульфа — Брэгга*.

Если разность хода пучков в кристалле равна нецелому числу длин волн, то отраженные пучки выходят из кристалла в различных фазах. Вследствие этого отраженное излучение частично или полностью гасится. Последний эффект имеет место, если путь  $l$  равен нечетному числу полудлин волн и наблюдается под углом  $\theta$ , определяемым уравнением

$$\frac{2n+1}{2} \lambda = 2d \sin \theta.$$

Волновая теория излучения хорошо объясняет такие явления, как дифракция, интерференция и т. д. Однако она дает неверные результаты при рассмотрении явления фотоэффекта.

чивая система и при невысоких температурах не излучает. Атомы начинают излучать при нагревании вещества до высокой температуры, причем спектр излучения газов линейчатый.

Выход из создавшегося положения нашел датский физик Нильс Бор. В 1913 г. он разработал новую модель атома, за основу которой была принята планетарная модель Резерфорда. Ученый предположил, что движение электронов в атоме, излучение и поглощение атомом электромагнитных волн подчиняются не классическим законам физики, как в планетарной модели, а новым, квантовым законам. Эти законы он сформулировал в двух постулатах.

1. Электроны, движущиеся в атомах по отдельным, стационарным орбитам, не излучают электромагнитных волн, а энергия электронов принимает дискретный ряд значений  $W_1, W_2, \dots, W_n$ .

2. При переходе электрона с одной орбиты на другую энергия электрона изменяется скачком на величину

$$\Delta W = W_{n_2} - W_{n_1},$$

где  $W_{n_1}$  и  $W_{n_2}$  — начальная и конечная энергия электрона. Если  $\Delta W > 0$ , то атом поглощает энергию, если  $\Delta W < 0$  — атом испускает фотон с частотой  $\nu = -\Delta W/h$ .

По теории Бора орбитальные электроны в атоме сгруппированы по электронным оболочкам, номера которых возрастают по мере их удаления от ядра. Номер оболочки  $n=1, 2, 3, \dots$  называют *квантовым числом*. Электронные оболочки с квантовыми числами  $n=1, 2, 3, 4, 5, 6, \dots$  обозначают соответственно буквами  $K, L, M, N, O, P, \dots$ . Так, первая оболочка ( $n=1$ ) —  $K$ -оболочка и т. д. Электроны  $n$ -й оболочки характеризуются одинаковой энергией  $W_n$ , которую обычно отсчитывают от суммарной энергии покоя ядра и всех атомных электронов.

На электрон действует не только сила притяжения ядра, но и сила отталкивания других электронов, которая ослабляет связь электрона с ядром. Этот эффект называют *экранировкой*. Чем дальше электронная оболочка от ядра, тем больше экранировка электронов. В многоэлектронных атомах почти не экранируются электроны  $K$ - и  $L$ -оболочек. Эти электроны наиболее крепко связаны в атоме.

У атома бесконечное число электронных оболочек. Небольшая доля оболочек заполнена полностью или частично  $Z$  электронами, а на остальных оболочках электронов нет. Если на атом не действуют внешние силы, то электроны в атоме располагаются на самых близких к ядру оболочках. В каждой  $n$ -й оболочке может быть не более  $2n^2$  электронов. При таком расположении электронов энергия атома минимальна, что обеспечивает длительное устойчивое состояние атома. Это состояние атома называют *основным*, а энергию атома — *основным энергетическим уровнем* (основным уровнем). Если на атом действуют внешние силы (не-

упругие столкновения\* с другими атомами, свободными электронами и т. д.), то электрон может получить определенную порцию энергии и перейти на вакантное место одной из внешних оболочек. Такое состояние атома называют *возбужденным*, а его энергию — *возбужденным энергетическим уровнем* (возбужденным уровнем). Если с оболочки  $n_1$  электрон удаляется из атома ( $n_2 = \infty$ ), то атом ионизируется.

Возбужденный атом неустойчив. Время его жизни составляет примерно  $10^{-8}$  с. Затем электрон переходит на более близкую к ядру оболочку, и атом возвращается в основное состояние. Во время перехода возбужденного атома в основное состояние испускаются фотоны.

Ядро и атом относятся к связанным системам частиц. В таких системах частицы удерживаются силами притяжения. Связь частицы  $a$  в системе характеризуется *энергией связи*  $\epsilon_a$ . Она равна энергии, которую необходимо затратить для удаления частицы  $a$  из системы (например, электрона из атома). *Энергия связи системы частиц*  $W_c$  равна энергии, необходимой для разрыва связей между всеми частицами системы. После возвращения частицы  $a$  в связанную систему частиц выделяется энергия  $\epsilon_a$ , а при синтезе системы частиц — энергия  $W_c$ . Следовательно, по закону (1.5) в процессе синтеза связанной системы частиц часть энергии покоя преобразуется в другие виды энергии. Преобразование энергии покоя в другие виды энергии называют кратко *освобождением энергии*.

Экспериментально энергию связи электронов в атоме можно измерить, бомбардируя атомы ускоренными электронами. При определенном ускоряющем напряжении  $U_i$  энергия бомбардирующих электронов  $E_i$  становится равной энергии связи электронов на внешней оболочке  $W_i$ , и начинается ионизация атомов. Напряжение  $U_i$  называют *потенциалом ионизации*.

Химические свойства элементов зависят от числа электронов во внешней оболочке. Эти электроны слабее связаны с ядром, чем электроны внутренних оболочек. При химическом взаимодействии атомов электроны внешней оболочки, называемые валентными, переходят от одного атома к другому. Электроны внешних заполненных (замкнутых) оболочек сильнее связаны в атоме, чем электроны внешних, незаполненных оболочек. Этим объясняется химическая инертность благородных газов (гелий, неон и др.) при нормальных условиях. Благородные газы состоят из атомов, а не из многоатомных молекул, так как внешние оболочки атомов этих газов замкнуты.

Рассмотрим последовательность заполнения оболочек атомов. Водород имеет один электрон в  $K$ -оболочке и является одноа-

---

\* При неупругом столкновении двух частиц часть кинетической энергии расходуется на изменение их внутреннего состояния. В упругих столкновениях происходит только перераспределение кинетической энергии между частицами без изменения их внутреннего состояния.

лентным элементом. У гелия  $K$ -оболочка заполнена электронами, и он известен как инертный газ. Так как в  $K$ -оболочке не может быть больше  $2n^2=2$  электронов, то у одновалентного лития начинается заполнение  $L$ -оболочки. Она целиком заполнена у атомов инертного газа неона.

С элемента третьего ряда натрия начинается застройка  $M$ -оболочки. Во внешней оболочке у него один электрон, и химические свойства натрия сходны с химическими свойствами лития. Бериллий и магний, имеющие по два электрона во внешней оболочке, проявляют себя двухвалентными элементами. Отметим интересную особенность строения электронных оболочек у редкоземельных элементов (лантаноидов), расположенных в одной клетке таблицы ( $Z=58+71$ ). Несмотря на разные порядковые номера, все лантаноиды имеют сходные химические свойства. Максимальное значение энергии связи электронов в этих атомах достигается тогда, когда заполнение оболочек электронами отстает от обычного порядка. Так, у церия ( $Z=58$ ) первые три оболочки полностью заполнены, в  $N$ -оболочке ( $n=4$ )—19 электронов, в  $O$ -оболочке—девять, а во внешней  $P$ -оболочке—два электрона. У атома празеодима ( $Z=59$ ) в  $N$ -оболочке—21 электрон,  $O$ -оболочке—восемь, а в  $P$ -оболочке, как и у церия, два электрона и т. д. Таким образом, у лантаноидов по мере увеличения порядкового номера идет заполнение свободных мест во внутренних оболочках, в то время как на внешней оболочке остается постоянно два электрона. Аналогичная картина наблюдается и у актиноидов ( $Z=90+103$ ), во внешней  $P$ -оболочке которых находится также два электрона.

Из строения электронных оболочек вытекает физическая суть периодического закона Д. И. Менделеева. Свойства элементов, по его закону, должны периодически повторяться с увеличением атомной массы. Несмотря на это, ученый вынужден был отступить от своего закона и расположить, например, никель ( $A=58,71$ ) за кобальтом ( $A=58,93$ ) в соответствии с химическими свойствами. Теория Бора указала причину таких отклонений: свойства элементов периодически повторяются при увеличении не атомной массы, а порядкового номера  $Z$ . С ростом  $Z$  периодически повторяется строение внешней оболочки, а значит, и химические свойства элементов.

## § 1.6. АТОМНЫЕ СПЕКТРЫ

Линейчатые спектры атомов отражают строение электронных оболочек атомов. В любом атомном спектре наблюдаются определенные закономерности. Атомный спектр состоит из ряда серий оптического и рентгеновского излучения. С увеличением частоты излучения каждая серия заканчивается граничной линией, по направлению к которой линии серии сгущаются, а их интенсивность падает.

Электромагнитное излучение испускается только возбужденными атомами. При переходе электрона с оболочки  $n_2$  на оболочку  $n_1$  ( $n_2 > n_1$ ) испускается фотон с энергией  $h\nu = -\Delta W$ . С увеличе-

**ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ**

Периоды	Г Р У П П Ы Э Л Е М Е Н Т О В										VII	
	I	II	III	IV	V	VI	1	2	3	4	5	6
1	(H)											
2	Li Литий 7,94	Be Бериллий 9,01218	B Бор 10,81	C Углерод 12,011	N Азот 14,0067	O Кислород 15,9994	F Фтор 18,99840	Ne Неон 20,179	He Гелий 4,00260			
3	Na Натрий 22,98977	Mg Магний 24,305	Al Алюминий 26,98154	Si Кремний 28,086	P Фосфор 30,97376	S Сера 32,06	Cl Хлор 35,453	Ar Аргон 39,948				
4	K Калий 39,098	Ca Кальций 40,08	Sc Скандий 44,9559	Ti Титан 47,88	V Ванадий 50,9414	Cr Хром 51,996	Mn Марганец 54,9380	Fe Железо 55,847				
	Zn Цинк 65,34	Cu Медь 63,546	Zn Цинк 65,38	Ga Галлий 69,72	Ge Германий 72,6	As Мышьяк 74,9216	Se Селен 78,96	Br Бром 79,904				
5	Rb Рубидий 85,467	Sr Стронций 87,62	Y Иттрий 88,9059	Zr Цирконий 91,22	Nb Ниобий 92,9064	Mo Молибден 95,94	Tc Технеций 98,9062	Ru Рутений 101,07				
	Ag Серебро 107,868	Cd Кадмий 112,40	In Индий 114,82	Sn Олово 118,6	Sb Сурьма 121,76	Te Теллур 127,6	I Иод 126,9045	Xe Ксенон 131,30				
6	Cs Цезий 132,9054	Ba Барий 137,33	La * Лантан 138,9055	Hf Гафний 178,49	Ta Тантал 180,9473	W Вольфрам 183,85	Re Рений 186,207	Os Осний 190,2				
	Au Золото 196,9665	Hg Ртуть 200,59	Tl Таллий 204,38	Pb Свинец 207,2	Bi Висмут 208,9804	Po Полоний [209]	At Астат [210]	Rn Радон [222]				
7	Fr Франций [223]	Ra Радий 226,0254	Ac ** Актиний [227]	Ku Курчатовий [281]	(Nc) (Нильсборий) [281]							

**Л А Н Т А Н О И Д Ы**

Ce Церий 140,12	Pr Празеодим 140,9077	Nd Неодим 144,24	Pm Прометий [145]	Sm Самарий 150,4	Eu Европий 151,96	Gd Гадолиний 157,25	Tb Тербий 158,9254	Dy Диспрозий 162,5	Ho Гольмий 164,9304	Er Эрбий 167,26	Tm Тулий 168,934
-----------------------	-----------------------------	------------------------	-------------------------	------------------------	-------------------------	---------------------------	--------------------------	--------------------------	---------------------------	-----------------------	------------------------

**\*\* А К Т И Н О И Д Ы**

Th Торий 232,0381	Pa Протактиний 231,0359	U Уран 238,029	Np Нептуний 237,0482	Pu Плутоний [244]	Am Америций [243]	Cm Кюрий [247]	Bk Берклий [247]	Cf Калифорний [281]	Es Эйнштейний [284]	Fm Фермий [287]	Md Менделеев [288]
-------------------------	-------------------------------	----------------------	----------------------------	-------------------------	-------------------------	----------------------	------------------------	---------------------------	---------------------------	-----------------------	--------------------------

нием  $n_2$  частота фотона стремится к граничной  $\nu_{\text{гп}} = \varepsilon_e / h$ , где  $\varepsilon_e$  — энергия связи электрона на оболочке  $n_1$ .

Энергию электронов в оболочках атома изображают в виде диаграммы (рис. 1.3). Она состоит из ряда горизонтальных линий, расположенных друг над другом. Расстояние  $n$ -й горизонтальной линии до начала отсчета пропорционально энергии  $W_n$ . Около линий наносят энергии  $W_n$  и квантовые числа  $n$ . Вертикальные стрелки показывают возможные переходы электронов в возбужденном атоме.

При переходах электронов на  $K$ -оболочку испускается  $K$ -серия, на  $L$ -оболочку —  $L$ -серия и т. д.  $K$ -серия состоит из  $K_\alpha$ -,  $K_\beta$ - и других линий,  $L$ -серия — из  $L_\alpha$ -,  $L_\beta$ - и других линий.

Предположим, что у многих атомов в  $K$ -оболочке есть свободные места, которые могут занять электроны с других оболочек.

Вероятность перехода электрона на  $K$ -оболочку с другой оболочки, а значит и интенсивность соответствующей линии, уменьшается с ростом квантового числа  $n$ . Наиболее вероятен переход на  $K$ -оболочку электрона с самой близкой к ней  $L$ -оболочки. Поэтому  $K_\alpha$ -линия — самая интенсивная в  $K$ -серии. Совокупность переходов электронов на  $K$ -оболочку во всех возбужденных атомах дает  $K$ -серию. Аналогично возникают и другие серии излучения атома.

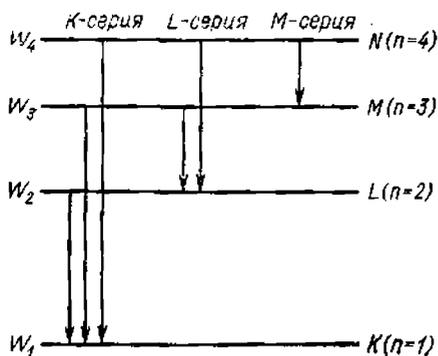


Рис. 1.3. Энергия электрона в оболочках атома и серии рентгеновского излучения

Каждый переход электрона в возбужденном атоме сопровождается испусканием одного фотона. Поэтому при многократных переходах электрона в возбужденном атоме возникает несколько фотонов. Так, если на свободное место в  $K$ -оболочке переходит электрон сразу из внешней оболочки, то испускается один фотон. Если на  $K$ -оболочку попадает сначала электрон с  $L$ -оболочки, а на последнюю — электрон с внешней оболочки, то испускаются два фотона и т. д. Отметим, что переход электрона с одной оболочки атома на другую соответствует переходу атома с одного энергетического уровня на другой, при этом энергии электрона и атома изменяются на одну и ту же величину.

Простейшим атомом является атом водорода. Ядро водорода — протон — обозначают буквой  $p$ ; масса протона  $m_p = 1,007276$  а. е. м. в 1836 раз больше массы электрона. Положительный заряд протона равен элементарному электрическому заряду  $1,60 \cdot 10^{-19}$  Кл.

Спектр излучения водорода по теории Н. Бора описывается соотношением

$$\nu = cR(1/n_1^2 - 1/n_2^2), \quad (1.6)$$

где  $R=10\,973\,731\text{ м}^{-1}$  — постоянная Ридберга;  $c$  — скорость света, м/с.

Возбужденные атомы водорода испускают серию Бальмера при переходах электронов с оболочек  $n_2=3, 4, 5, \dots$  на  $L$ -оболочку ( $n_1=2$ ). Эта серия была известна экспериментаторам до появления теории Н. Бора. По соотношению (1.6) Н. Бор предсказал несколько серий излучения водорода, которые были найдены впоследствии экспериментально. Совпадение теории и эксперимента по спектру водорода подтвердило справедливость постулатов Н. Бора об особенностях движения электронов в атоме.

Спектр многоэлектронных атомов имеет очень сложное строение. Эта сложность обусловлена экранировкой электронов в атоме, которая изменяется по мере удаления электронной оболочки от ядра.

Атомы испускают рентгеновское излучение при переходах электронов на внутренние оболочки. С переходами электронов на внешних оболочках связано оптическое излучение, которое подразделяется на ультрафиолетовое, световое и инфракрасное.

Рассмотрим влияние экранировки электронов на свойства оптического и рентгеновского спектров. Ранее говорилось, что электроны внешней оболочки слабо связаны с ядром. На электрон внешней оболочки действует не полный, а эффективный заряд ядра, равный  $e$ . Остальной заряд ядра нейтрализуется другими  $(Z-1)$  электронами атома. Поэтому свойства оптического спектра почти полностью определяются строением внешней оболочки и мало зависят от порядкового номера  $Z$ . Поскольку строение внешней оболочки периодически повторяется, то, как следствие этого, наблюдается периодичность и в свойствах оптического спектра. Так, у атомов щелочных металлов во внешней оболочке находится только один электрон. Они испускают световое излучение, частотные линии которого мало меняются при переходе от одного щелочного элемента к другому. В оптическом спектре нет резкой зависимости частоты от порядкового номера.

По-иному изменяется частота рентгеновского излучения. Частота линий рентгеновского спектра находится в сильной зависимости от заряда ядра. Покажем это на примере  $K_\alpha$ -линии. На электроны  $K$ - и  $L$ -оболочек действует эффективный заряд ядра, равный  $(Z-1)e$ . Частота  $K_\alpha$ -линии по теории Н. Бора находится из соотношения (1.6), предварительно умноженного на  $(Z-1)^2$ , при  $n_1=1$  и  $n_2=2$ :

$$\nu = \frac{3}{4}cR(Z-1)^2.$$

Для порядковых номеров  $Z \gg 1$  частота  $K_\alpha$ -линии растет пропорционально  $Z^2$ . Таким образом, с увеличением порядкового номера в рентгеновском спектре не наблюдается такой периодичности в повторении свойств, как в оптическом спектре.

Извлечем квадратный корень из правой и левой частей последнего уравнения и заменим отношение  $v/c$  на  $1/\lambda$ :

$$\sqrt{1/\lambda} = \sqrt{R(Z-1)}.$$

Корень из обратной длины волны  $K_\alpha$ -линии является линейной функцией порядкового номера. Линейные зависимости  $\sqrt{1/\lambda}$  от  $Z$  наблюдаются для линий  $K$ ,  $L$ ,  $M$ -серий рентгеновского спектра. Эти зависимости впервые получены экспериментально английским физиком Мозли в 1913 г. и впоследствии названы *законом Мозли*. Экспериментальное изучение частоты  $K_\alpha$ -линий элементов помогло уточнить по закону Мозли заряд ядра.

Каждый элемент имеет отличное от других элементов расположение линий в рентгеновском спектре. Строение рентгеновского спектра, отражающее свойства внутренних электронных оболочек, является характеристикой атома. Поэтому линейчатый рентгеновский спектр элементов называют *характеристическим*.

Теория Н. Бора впервые указала на особенности внутреннего строения атома. Результаты теории по излучению атома водорода блестяще совпали с данными эксперимента. Теория Н. Бора объяснила причину испускания линейчатых спектров сложными атомами, периодический закон Д. И. Менделеева и закон Мозли. Однако оставалось неясным, почему движение в атоме подчиняется двум постулатам. Н. Бор ввел их без доказательства и теоретически получил ряд результатов, совпадающих с данными эксперимента. Теоретическое изучение строения атома продолжила квантовая механика, в которой на новой основе установлены закономерности движения в атоме и других квантовых системах.

## ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

## § 2.1. ПРЕДМЕТ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

Классическая физика рассматривает законы макроскопического мира (макромира). Он состоит из тел, образованных огромным числом атомов или молекул. Благодаря открытиям Галилея, Ньютона, Ломоносова и других ученых классическая физика к концу XIX в. объяснила почти все экспериментальные результаты. Оставалась неясной природа фотоэффекта и некоторых других явлений. С изучения закономерностей этих явлений и началось проникновение физики в тайны микроскопического мира (микромира), в котором существенную роль играют свойства атомов, электронов и других микрочастиц. Исследования Планка и Эйнштейна по взаимодействию света с веществом заложили основы квантовой теории электромагнитного излучения. По квантовой теории свет — это фотоны с энергией  $E$  и импульсом  $p$ :

$$\left. \begin{aligned} E &= h\nu; \\ p &= h/\lambda. \end{aligned} \right\} \quad (2.1)$$

Левые части (энергия, импульс) системы (2.1) являются признаками частицы (корпускулы), а правые части (частота и длина волны  $\lambda=c/\nu$ ) — электромагнитной волны. В записи системы (2.1) отражается дуализм (волна — частица) света. Свет, с одной стороны, похож на газ, состоящий из фотонов с энергией  $E$  и импульсом  $p$ . С другой стороны, он представляется непрерывной электромагнитной волной с частотой  $\nu$ . В различных условиях эксперимента свет проявляет или корпускулярные, или волновые свойства.

В 1923 г. французский физик Луи де Бройль высказал гипотезу, подтвержденную вскоре экспериментально, что любое движущееся тело обладает и корпускулярными, и волновыми свойствами. Кинетическая энергия и импульс тела связаны с частотой и длиной волны уравнениями (2.1). Длину волны движущихся тел находят из второго уравнения, в котором импульс  $p$  заменен произведением релятивистской массы  $m$  на скорость  $v$ :

$$\lambda = h/mv. \quad (2.2)$$

С увеличением массы тела длина волны стремится к нулю. У макроскопических тел она несравнимо меньше размеров самих тел даже при самых незначительных скоростях. Поэтому на взаимодействие одних макроскопических тел с другими волновой процесс не оказывает никакого влияния.

У микрочастиц (электрона, протона, нейтрона, атома и т. п.) масса сравнима с атомной единицей массы, и длина волны микрочастицы при небольших скоростях может быть весьма значительной. Так, длина волны электрона с кинетической энергией 100 эВ, равная 1,33 Å, соизмерима с постоянной кристалла  $d$ .

Если на поверхность кристалла (см. рис. 1.2) направить пучок электронов с длиной волны  $\lambda \approx d$ , то в отраженном пучке будет наблюдаться дифракция электронов. Экспериментами по отражению пучков электронов от поверхности кристаллов и была впервые подтверждена достоверность гипотезы Луи де Бройля.

С увеличением скорости  $v$  длина волны частицы уменьшается. При скоростях, близких к скорости света, длина волны становится очень малой. Так, энергии электронов 100 МэВ соответствует длина волны  $\lambda \approx 3 \cdot 10^{-3}$  Å, которая примерно в 1000 раз меньше постоянной кристалла. При взаимодействии пучка таких электронов с кристаллом дифракция не проявляется.

В квантовых явлениях существенное влияние на движение оказывают волновые свойства частиц. Длина волны частиц, особенно при небольших скоростях, сравнима с размерами атомов и молекул. Поэтому микрочастицы, взаимодействуя между собой, в одних случаях ведут себя как волны, а в других (высокие скорости) — как частицы. Это одна из особенностей микромира.

Вторая особенность микромира — дискретность механических и магнитных величин (энергии, момента количества движения и др.) связанных систем частиц (атома, ядра и т. п.). Если в макромире эти величины изменяются непрерывно, то в микромире они могут принимать только дискретные значения.

К предмету рассмотрения квантовой механики относятся закономерности движения в микромире. Квантовая механика отражает качественно новую ступень познания природы, поэтому она оперирует новыми понятиями. Часть понятий, таких, как импульс, момент количества движения, магнитный момент и др., она заимствовала из классической физики. Однако в квантовой механике у них другое содержание.

В квантовой механике информацию о движении в микромире получают посредством волновой функции  $\Psi$  (пси-функция), являющейся решением волнового уравнения, которое получил австрийский физик Шредингер. Это уравнение называют *уравнением Шредингера*. Оно описывает квантовые явления при скоростях  $v \ll c$ . Релятивистские квантовые явления ( $v \approx c$ ) описывает *уравнение Дирака*. В задачу квантовой механики входит отыскание решения уравнений Шредингера или Дирака для конкретных квантовых систем (атом, ядро и т. д.). Волновая функция отражает распределение частиц по квантовым состояниям, которые характеризуются дискретными энергией, моментом количества движения и другими величинами. Следовательно, волновая функция — это функция состояния частиц в микромире. Волновая функция  $\Psi$  в общем случае — комплексная величина. Физический смысл имеет квадрат модуля волновой функции  $|\Psi(r, t)|^2$ , равный плотности вероятности нахождения частицы в определенном состоянии вблизи точки  $r$  в момент времени  $t$ .

В квантовой механике особую роль играет *постоянная Планка*. Она входит в выражения для всех величин, характеризующих квантовые явления (энергия фотона, длина волны частиц и т. д.).

Если при рассмотрении какого-либо движения можно пренебречь этими величинами, то движение подчиняется классическим законам. Например, при движении макроскопических тел нет смысла учитывать их длину волны  $\lambda = h/mv$ . Поэтому законы классической механики являются предельным случаем законов квантовой механики при переходе от микромира к макромиру.

## § 2.2. КВАНТОВЫЕ СОСТОЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В АТОМЕ

Квантовое состояние электрона в атоме описывается энергией, моментами количества движения и магнитными моментами, которые могут принимать только дискретные значения. Иначе говоря, все эти величины в атоме квантуются. Электроны оболочки с номером  $n$  движутся с одинаковой энергией. Число  $n=1, 2, 3, \dots$ , как и в теории атома Н. Бора, характеризует дискретные энергетические состояния электронов и номер электронной оболочки. В квантовой механике число  $n$  называют *главным квантовым числом*.

Движение электрона по орбите характеризуется орбитальным моментом количества движения  $L$ . Он направлен по оси вращения электрона, перпендикулярно к плоскости орбиты (рис. 2.1).

Модуль орбитального момента принимает дискретные значения  $L = \hbar \sqrt{l(l+1)}$ , где  $\hbar = h/2\pi$ . Целое число  $l$  называют *орбитальным квантовым числом*. Для  $n$ -й оболочки оно принимает значения от 0 до  $n-1$ . Возможное число значений орбитального квантового числа в  $n$ -й оболочке равно  $n$ . В  $K$ -оболочке орбитальное квантовое число может быть только равным нулю. Для орбитального движения это кажется противоречивым. Все объясняется тем, что электрон с  $l=0$  не имеет определенной орбиты. Его с равной вероятностью можно найти в любой точке поверхности сферы с радиусом оболочки. Так как орбитальный момент имеет направление в пространстве, то при равновероятном движении электрона по сфере среднее значение орбитального момента равно нулю. В  $L$ -оболочке ( $n=2$ ) орбитальное квантовое число принимает два значения: 0 и 1. Электрон с  $l=0$  движется равновероятно по сфере в  $L$ -оболочке, как и в  $K$ -оболочке. Орбитальное движение электрона с  $l=1$  имеет более определенную ориентацию в пространстве.

Среднее значение модуля  $L$  при  $n=1$  равно  $\hbar \sqrt{2}$ . В  $M$ -оболочке ( $n=3$ ) модуль момента количества движения принимает три значения: 0,  $\hbar \sqrt{2}$ ,  $\hbar \sqrt{6}$ .

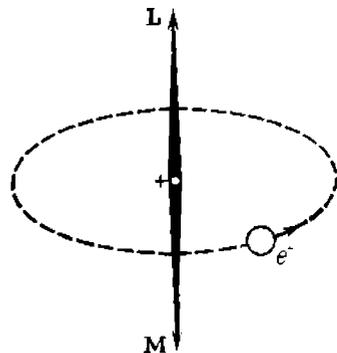


Рис. 2.1. Относительное положение орбитального момента количества движения  $L$  и магнитного момента  $M$  электрона

Состояния электронов  $n$ -й оболочки с различными орбитальными квантовыми числами несколько отличаются друг от друга. Поэтому  $n$ -я оболочка расслаивается на  $n$  подоболочек электронов. Они характеризуются одним главным, но различными орбитальными квантовыми числами.

Орбитальное движение электрона можно рассматривать как круговой электрический ток. Напомним, что за направление тока принимают направление перемещения положительных зарядов. Поэтому орбитальный ток течет против движения электрона. Круговой ток создает магнитное поле (см. рис. 2.1) с магнитным моментом  $\mathbf{M}$ . Он направлен от южного полюса к северному, т. е. в противоположном направлении относительно момента  $\mathbf{L}$ . Магнитный момент  $\mathbf{M}$  также квантуется. Его модуль принимает значения, пропорциональные магнетону Бора:  $\mu_0 = e\hbar/2m_e = 9,27 \times 10^{-24}$  Дж/Т. Магнитный и орбитальный моменты пропорциональны, поэтому возможные значения модуля магнитного момента равны

$$M = \mu_0 \sqrt{l(l+1)} = eL/2m_e.$$

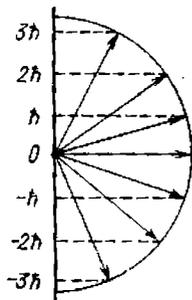


Рис. 2.2. Возможные значения проекций орбитального момента  $L = \hbar \sqrt{l^2}$  на направление магнитного поля ( $l = 3$ )

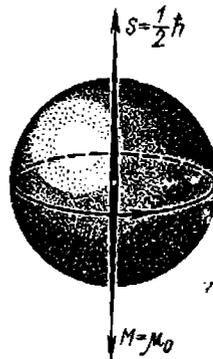


Рис. 2.3. Относительное положение собственного момента количества движения (спина) и магнитного момента электрона

Теперь рассмотрим, что же произойдет, если атом поместить в магнитное поле, напряженность которого направлена по оси  $z$ . Магнитное поле ориентирует орбитальные магнитные моменты в определенных направлениях. Для магнитной стрелки компаса, например, существует одно устойчивое направление, когда ее магнитный момент направлен по полю. Другое дело в микромире. Магнитный момент располагается так, что проекция орбитального момента на ось  $z$  принимает значения, кратные  $\hbar$ . Например,

орбитальный момент  $L = \hbar \sqrt{l(l+1)}$  ( $l=3$ ) может иметь семь ориентаций в пространстве, при этом проекция орбитального момента на направление поля принимает значения:  $-3\hbar, -2\hbar, -\hbar, 0, \hbar, 2\hbar$  и  $3\hbar$  (рис. 2.2). Проекция момента  $L_z$  на ось  $z$  записывают кратко  $m\hbar$ . Число  $m$  называют *магнитным квантовым числом*. Для каждого орбитального момента оно принимает  $2l+1$  целочисленных значений в единицах  $\hbar$ : от  $-l$  до  $+l$ .

Размерность константы  $\hbar$  совпадает с размерностью действия (момент количества движения, произведение энергии на время). Эта константа принята в квантовой механике за единицу измерения действия и названа *квантом действия*. Экспериментально измеряют, например, не сам модуль момента  $L$ , а его проекцию  $L_z$ , которая всегда кратна  $\hbar$ .

Электрон имеет еще и собственное вращательное движение с моментом количества движения  $S$ , называемым *спином*. Электрон условно можно представить как волчок, вращающийся вокруг своей оси.

Спин электрона принимает одно значение, равное  $\hbar \sqrt{3/2}$ . Вращение электрона как заряда вокруг своей оси создает подобие кругового тока. Собственный магнитный момент электрона направлен противоположно спину и равен  $\mu_B \sqrt{3}$ .

Ориентация спина электрона в магнитном поле обуславливается ориентацией собственного магнитного момента. Последний устанавливается в пространстве так, что проекция спина  $S$  на направление магнитного поля может принимать два значения:  $-\hbar/2$  и  $+\hbar/2$ . Возможные проекции спина записывают одним выражением  $S_z = \hbar m_s$ . Число  $m_s$ , равное  $1/2$  и  $-1/2$ , называют *спиновым квантовым числом*.

При рассуждениях о движении связанных электрона и других частиц ради простоты моменты  $L$ ,  $S$  и  $M$  заменяют обычно их максимальными проекциями  $\hbar l$ ,  $\hbar/2$ ,  $\mu_B l$  и т. д. Такие упрощения используются в дальнейшем тексте книги, а также в текстах других книг при указании спинов частиц в таблицах, при модельном изображении частиц.

Так, на рис. 2.3 изображен электрон и указаны максимальные проекции спина  $\hbar/2$  и собственного магнитного момента  $\mu_B$ .

Отметим, что по значению спина элементарные частицы подразделяются на фермионы и бозоны. У фермионов спин полуцелый ( $\hbar/2, 3\hbar/2, \dots$ ). К ним относятся, например, электроны, протоны и нейтроны со спином  $\hbar/2$ . У бозонов спин кратен  $\hbar$  ( $0, \hbar, 2\hbar, \dots$ ). Типичным представителем бозонов является фотон, спин которого равен  $\hbar$ .

Квантовое состояние электронов в атоме характеризуется четырьмя квантовыми числами: главным  $n$ , орбитальным  $l$ , магнитным  $m$  и спиновым  $m_s$ . Для объяснения состава и строения электронных оболочек атома швейцарский физик Паули в 1924 г. сфор-

мулировал общий принцип, названный *принципом Паули*. (Иногда его называют запретом Паули.) По принципу Паули двум электронам запрещается находиться в одинаковых квантовых состояниях. Это значит, что квантовые состояния любых двух электронов в атоме отличаются друг от друга хотя бы одним квантовым числом. Например, в  $K$ -оболочке ( $n=1$ ) у электронов  $l=0$  и  $m=0$ . В ней могут находиться только два электрона с  $m_s=1/2$  и  $m_s=-1/2$ , у них одинаковые главное, орбитальное и магнитное числа, но различные спиновые числа. В  $L$ -оболочке ( $n=2$ )  $l$  принимает два значения: 0 и 1. В ней, как и в  $K$ -оболочке, не более двух электронов с  $l=0$  и  $m=0$ . При  $l=1$  магнитное квантовое число принимает  $2l+1=3$  значения:  $-1$ ;  $0$ ;  $+1$ . В каждом из этих состояний может находиться по два электрона с противоположно направленными спинами. Общее количество электронов с  $l=1$  в  $L$ -оболочке составляет  $2(2l+1)=2 \cdot 3=6$ . Следовательно, в  $L$ -оболочке находится не более  $2+6=8$  электронов: два с  $l=0$  и шесть с  $l=1$ .

Найдем максимальное число электронов в  $n$ -й оболочке. В состоянии  $l=0$  находится два электрона,  $l=1$  — шесть электронов,  $l=2$  — десять электронов и т. д. В состоянии  $l=n-1$  находится  $2(2n-1)$  электронов. Сумма всех электронов  $2+6+10+\dots+2(2n-1)$  представляет собой возрастающую арифметическую прогрессию, состоящую из  $n$  слагаемых с разностью, равной 4.

Максимальное число электронов в  $n$ -й оболочке равно сумме членов прогрессии, т. е.

$$\frac{2 + 2(2n - 1)}{2} n = 2n^2.$$

Принципу Паули подчиняются не только электроны, но и все фермионы. В этом существенное отличие фермионов от бозонов, на которые принцип Паули не распространяется. Принцип Паули уточнил физическую сущность периодического закона Д. И. Менделеева, отражающего распределение электронов по дискретным квантовым состояниям в атоме.

В этом параграфе мы использовали классический термин *орбита электрона*. Какой смысл имеет этот термин в микромире, будет уточнено в следующем параграфе.

### § 2.3. СООТНОШЕНИЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЕЙ

В классической механике траектория движения тела характеризуется его точными координатой  $x(t)$  и импульсом  $p(t)$  в любой момент времени  $t$ , причем обе величины взаимосвязаны. Например, равномерное прямолинейное движение тела массой  $m$  со скоростью  $v$  описывается координатой  $x(t)=vt$ , импульсом  $p=mv$ . Отсюда следует, что  $x(t)=pt/m$ .

В микромире частицы проявляют при одних условиях волновые свойства, при других — корпускулярные. Исходя только из корпускулярных свойств, как в теории атома Н. Бора, можно найти точное месторасположение частицы в пространстве. Однако такой

ывод не отражает волновых свойств частицы. Так как волновой процесс заполняет большое пространство, то понятие координаты волны не имеет физического смысла.

В квантовой механике с учетом волновых свойств частиц показывается, что у частицы не существует одновременно точных координат и импульса и что обе величины не связаны между собой. Если импульс частицы имеет точное значение, то ее местоположение неопределенно, и наоборот. Такая закономерность микромира отражается *соотношением неопределенностей*. Его иначе называют *соотношением Гейзенберга*, по имени немецкого физика, впервые сформулировавшего его. По соотношению Гейзенберга произведение неопределенности импульса  $\Delta p$  на неопределенность координаты  $\Delta x$  примерно равно постоянной Планка  $\hbar$ :

$$\Delta p \Delta x \approx \hbar.$$

Разделив последнее выражение на массу частицы  $m$  и учитывая, что  $\Delta p = m \Delta v$ , получим соотношение Гейзенберга для неопределенности скорости  $\Delta v$  и координаты  $\Delta x$ :

$$\Delta v \Delta x \approx \hbar / m.$$

Соотношение Гейзенберга, отражая природу микромира, ограничивает наши знания об одновременном местоположении и импульсе частицы. Эти ограничения не зависят от точности измерительных приборов. Так как точные импульсы и координата частицы не существуют одновременно, то о траектории частицы в микромире можно говорить только с некоторым приближением. Например, электрону в атоме нельзя приписать точную орбиту. Действительно, неопределенность координаты электрона в атоме сравнима с размерами атома, т. е.  $\Delta x \approx 10^{-10}$  м. По соотношению Гейзенберга неопределенность скорости электрона

$$\Delta v \approx \frac{\hbar}{m_e \Delta x} \approx \frac{1,05 \cdot 10^{-34}}{9,11 \cdot 10^{-31} \cdot 10^{-10}} \approx 1,15 \cdot 10^6 \text{ м/с}.$$

Скорость электрона  $v$  в атоме равна примерно  $1,0 \cdot 10^6$  м/с и сравнима с неопределенностью  $\Delta v$ . Поэтому не имеет смысла говорить об орбите электрона. Однако большую часть времени атомные электроны движутся вблизи боровских орбит. Теория Бора объяснила некоторые свойства атома лишь потому, что в ней были отражены наиболее вероятные положения электронов в атоме.

Для тел с большой массой соотношение Гейзенберга не имеет практического значения. Приведем один пример. Пусть неопределенность координаты летящего теннисного мяча  $\Delta x \approx 10^{-10}$  м, а его масса  $m = 0,06$  кг, тогда

$$\Delta v \approx 1,05 \cdot 10^{-34} / (0,06 \cdot 10^{-10}) = 1,75 \cdot 10^{-23} \text{ м/с}.$$

При таких неопределенностях  $\Delta x$  и  $\Delta v$  координата и скорость вычисляются с высокой точностью одновременно.

Второе соотношение Гейзенберга характеризует неопределенность энергии системы  $\Delta W$  за время  $\Delta t$ :

$$\Delta W \Delta t \approx \hbar.$$

## АТОМНОЕ ЯДРО

## § 3.1. СВОЙСТВА АТОМНОГО ЯДРА

**Состав ядра.** Ядро состоит из  $Z$  протонов и  $N$  нейтронов. Нейтрон  $n$  — это электрически нейтральная частица. Масса нейтрона ( $m_n = 1,008665$  а. е. м.), как и масса протона, мало отличается от атомной единицы массы.

Общее число протонов и нейтронов в ядре  $A = Z + N$ . Число  $A$  называют *массовым числом*, так как массы атома и ядра близки к  $A$  а. е. м. Например, масса атома бериллия ( $A = 9$ )  $9,0122$  а. е. м. и масса  $9$  а. е. м. различаются примерно на  $1,4\%$ .

Наблюдение за ядром, изучение физических свойств атома возможно только при длительном существовании ядра. Среди множества ядерных энергетических состояний есть небольшое количество долгоживущих состояний с относительно большим временем жизни (см. § 3.3). К ним относятся основное и метастабильные энергетические состояния ядра.

Атом с определенными массовым числом, порядковым номером и ядром в основном или метастабильном энергетическом состоянии называют *нуклидом*.

Нуклид с ядром в основном состоянии обозначают  ${}^A_Z X$ , нуклид с ядром в метастабильном состоянии —  ${}^{Am}_Z X$ , где  $X$  — символ химического элемента. Обозначения  ${}^A_Z X$  и  ${}^{Am}_Z X$  отражают состав ядра ( $Z$  — число протонов,  $A - Z$  — число нейтронов), энергетическое состояние ядра, количество электронов в нуклиде ( $Z$ ). Например, нуклид углерода,  $1/12$  массы которого принята за атомную единицу массы, и его ядро обозначают  ${}^{12}_6 C$  (углерод шесть — двенадцать). В ядро  ${}^{12}_6 C$  входит шесть протонов и шесть нейтронов, ядро находится в основном состоянии, а вокруг ядра движутся шесть электронов. Так как символу химического элемента соответствует определенный порядковый номер в Периодической системе Д. И. Менделеева, то часто в обозначении нуклида порядковый номер опускают:  ${}^{12}C$  (углерод-12),  ${}^{16}O$  (кислород-16).

Нуклиды водорода, как исключение, часто обозначают без указания порядкового номера и массового числа: водород  ${}^1H - H^*$ , дейтерий  ${}^2H - D$ , искусственный нуклид тритий  ${}^3H - T$ . Ядра водорода, дейтерия, трития и  ${}^4He$  используют как частицы для бомбардировки других ядер. Ядро водорода называют протоном, ядро дейтерия — дейтоном; ядро трития — тритоном; ядро  ${}^4He$  — альфа-частицей. Эти частицы-ядра обозначают соответственно буквами  $p, d, t, \alpha$ .

\* В химии изотоп водорода  ${}^1H$  часто называют протием (от греч. *protos* — первый).

Химические свойства атома связаны с числом электронов электронных оболочках, равным порядковому номеру, и не зависят от массового числа. Вследствие этого нуклиды с одинаковыми порядковыми числами, но разными массовыми имеют одни и те же химические свойства. Их называют *изотопами* химического элемента. Любой нуклид является изотопом определенного химического элемента.

Так, нуклид  $^{12}_6\text{C}$  — это изотоп углерода  $^{12}_6\text{C}$ . В состав природных химических элементов входит от одного до нескольких изотопов. Так, углерод имеет два изотопа, кислород — три, олово — десять, мышьяк — один.

Нуклиды с одинаковыми массовыми числами, но различными порядковыми номерами называют *изобарами*. К изобарам относятся, например, нуклиды  $^{108}_{47}\text{Ag}$  и  $^{108}_{48}\text{Cd}$ ,  $^3_1\text{H}$  и  $^3_2\text{He}$ .

Нуклиды с одинаковыми порядковыми номерами и массовыми числами, но с различными долгоживущими энергетическими состояниями ядра называют *ядерными изомерами*. Так, нуклиды  $^{80}_{35}\text{Br}$  и  $^{80m}_{35}\text{Br}$  — это ядерные изомеры брома.

**Масса ядра.** Одной из главных характеристик атомного ядра  $^A_Z\text{X}$  является его масса, обозначаемая  $M_{\text{я}}(Z, A)$  или  $M_{\text{я}}(^A_Z\text{X})$ . Измерить непосредственно массу ядра очень трудно, так как перед проведением такого эксперимента необходимо удалить все электроны из атома. Удобнее сначала измерить массу однозарядного иона атома, а затем по результатам измерений массы иона рассчитать массы атома и ядра.

Масса нуклида  $M(Z, A)$  приблизительно равна сумме масс ядра  $M_{\text{я}}(Z, A)$  и электронов  $Zm_e$ . Приближение заключается в том, что не учитывается масса, эквивалентная энергии связи электронов в нуклиде. При синтезе нуклида из ядра и электронов выделяется энергия, равная суммарной энергии связи  $W_c$  электронов в нуклиде. Поэтому масса нуклида меньше суммарной массы свободных ядра и  $Z$  электронов на величину  $\Delta M = W_c/c^2$ . Так как величина  $\Delta M$  очень мала по сравнению с массой  $m_e$ , то в дальнейшем будем полагать

$$M(Z, A) = M_{\text{я}}(Z, A) + Zm_e. \quad (3.1)$$

Массу нуклида измеряют с высокой степенью точности. Существует несколько методов измерения. В одном из них используют прибор, называемый масс-спектрометром (рис. 3.1). Он состоит из источника ионов, вакуумной камеры и приемника зарядов. Нуклиды, ионизированные в источнике ионов, сначала ускоряются в электрическом поле. Кинетическая энергия ионов, входящих

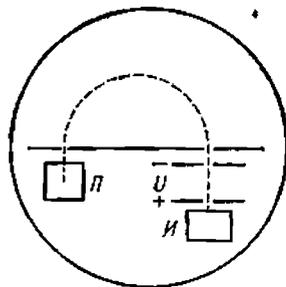


Рис. 3.1. Схема масс-спектрометра:

П — приемник ионов; U — ускоряющее напряжение; И — источник ионов

в вакуумную камеру через диафрагму, равна энергии, полученной ионом от электрического поля:

$$M_{\text{и}}(Z, A)v^2/2=eU,$$

где  $M_{\text{и}}$  — масса иона;  $U$  — ускоряющее напряжение. Скорость иона  $v$  обратно пропорциональна  $\sqrt{M_{\text{и}}}$ , поэтому при одном и том же ускоряющем напряжении  $U$  ионы более тяжелых нуклидов движутся с меньшей скоростью, чем ионы более легких нуклидов. В вакуумную камеру помещают в однородном магнитном поле в таком положении, что вектор магнитной индукции  $\mathbf{B}$  перпендикулярен

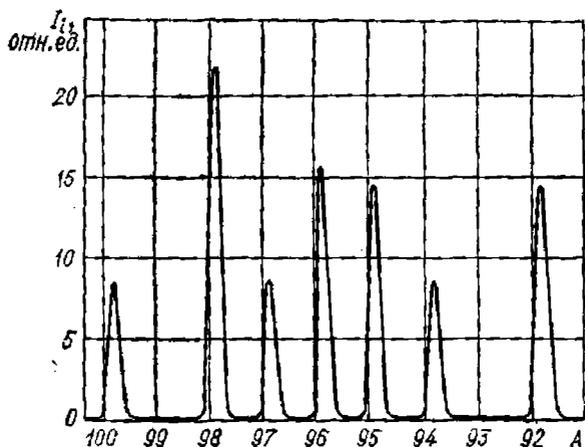


Рис. 3.2. Спектр масс молибдена

к скорости ионов  $v$ . Вследствие этого ионы в вакуумной камере движутся по окружности радиусом  $R$ . На движущиеся ионы действует центробежная сила, равная силе Лоренца:

$$M_{\text{и}}v^2/R=evB.$$

Исключив из последних двух уравнений скорость  $v$ , получим

$$M_{\text{и}}=eB^2R^2/2U.$$

Приемник зарядов в вакуумной камере расположен на окружности радиусом  $R_{\text{п}}$ . Поэтому ионы массой  $M_{\text{и}}$  попадают в приемник только в том случае, когда радиус их орбиты  $R=R_{\text{п}}$ . Следовательно, ионный ток через приемник будет возрастать только тогда, когда ускоряющее напряжение

$$U=a/2M_{\text{и}}(Z, A),$$

где  $a=eB^2R_{\text{п}}^2$  — постоянная величина.

На рис. 3.2 приведен спектр масс молибдена, который состоит из семи пиков ионного тока. Каждый пик соответствует одному из семи изотопов молибдена. Высота пика пропорциональна процентному содержанию изотопа в элементе.

Измерительный прибор характеризуется разрешением. Оно равно разности  $\Delta L$  двух самых близких значений  $L$ , которые разрешаются (разделяются) прибором. Чем меньше разность  $\Delta L$ , тем выше разрешение прибора. Очень часто пользуются относительным разрешением  $\Delta L/L$ .

Разрешение современных масс-спектрометров  $\Delta M/M = 10^{-6} \text{--} 10^{-5}$ . Такими масс-спектрометрами измеряют массы ионов с погрешностью  $10^{-4} \text{--} 10^{-3} \%$ .

**Спин и магнитный момент ядра.** Протоны и нейтроны относятся к фермионам. Их спин равен  $\hbar/2$ . Относительное (орбитальное) движение частиц в ядре, как и электронов в атоме, характеризуется целочисленными орбитальными моментами. Суммарный момент количества движения ядра складывается из спинов частиц и орбитальных моментов. Его принято называть *спином ядра*.

Эксперименты показывают, что спин ядра зависит от массового числа  $A$ . Ядра с четным  $A$  имеют целочисленный спин ( $0, \hbar, 2\hbar$  и т. д.), тогда как спины ядер с нечетным  $A$  — полуцелые ( $\hbar/2, 3\hbar/2$  и т. д.). У ядер с четными  $Z$  и  $N$  спин равен нулю.

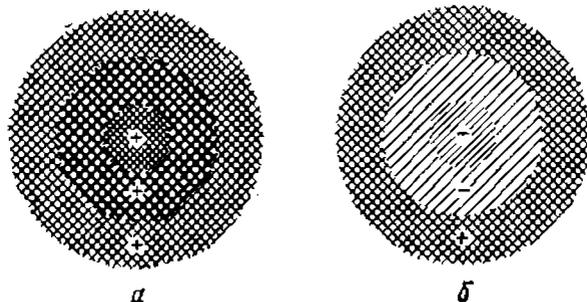


Рис. 3.3. Модели протона (а) и нейтрона (б)

Протоны и нейтроны характеризуются также *магнитными моментами*  $M$ . Спин и магнитный момент протона ориентированы в одном направлении, а спин и магнитный момент нейтрона — в противоположных направлениях. Взаимную ориентацию этих двух величин указывает знак магнитного момента. Он положителен у протона и отрицателен у нейтрона. Наличие магнитного момента у нейтрона, не имеющего заряда, отражает особенность распределения заряда внутри нейтрона.

На рис. 3.3 показаны модели протона и нейтрона. У протона положительный заряд распределен по всему объему. В центральной части протона расположена тяжелая сердцевина (кern), в которой сосредоточено около 10% заряда. Остальной заряд рассредоточен в средней области и внешней оболочке. У нейтрона kern и средняя область заряжены отрицательно, а внешняя оболочка — положительно. Положительный и отрицательный заряды компенсируют друг друга, так что суммарный заряд нейтрона равен нулю.

И в протоне, и в нейтроне границы между областями размыты, а заряд плавно распределен по объему.

Магнитный момент ядер измеряют в ядерных магнетонах  $\mu$ . Он в 1836 раз меньше магнетона Бора  $\mu_0$ . Если орбитальный и собственный магнитный моменты электрона принимают значения, кратные  $\mu_0$ , то такая кратность у ядер не наблюдается. Даже у протонов и нейтронов магнитные моменты не кратны ядерному магнетону  $\mu$ . Измеренные магнитные моменты протона  $M_p = 2,79\mu$ , нейтрона  $M_n = -1,913\mu$ .

### § 3.2. ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ ЯДРА

Синтез ядер из протонов и нейтронов сопровождается освобождением энергии. Эквивалентную этой энергии массу  $\Delta M$  называют *дефектом массы*. Он равен разности суммарной массы  $Z$  протонов и  $A - Z$  нейтронов и массы ядра:

$$\Delta M(Z, A) = Zm_p + (A - Z)m_n - M_\kappa(Z, A).$$

В таблицах обычно приводят массы нуклидов. Поэтому расчетная формула для дефекта массы становится более удобной, если заменить в последней формуле массы ядер на массы нуклидов из формулы (3.1):

$$\Delta M = Zm_H + (A - Z)m_n - M(Z, A), \quad (3.2)$$

где  $m_H$  — масса нуклида H;  $M(Z, A)$  — масса нуклида  ${}^A_ZX$ . Так как величина  $\Delta M$  всех известных ядер положительна, то при синтезе ядра из протонов и нейтронов освобождается энергия, т. е. часть энергии покоя преобразуется в кинетическую энергию. Аналогичное явление наблюдается при синтезе атома из ядра и электронов, в экзотермических химических реакциях. В последнем процессе за счет перестройки внешних электронных оболочек освобождается всего  $10^{-10}$  энергии покоя молекулы. При синтезе ядра из протонов и нейтронов освобождается энергия, достигающая  $10^{-4}$  энергии покоя ядра. Следовательно, частицы в ядре сжаты силами, в миллионы раз превышающими силы взаимодействия между атомами в молекуле.

По известному дефекту массы довольно просто рассчитать энергию связи ядра, т. е. энергию, необходимую для расщепления ядра на составные частицы:

$$W_c = \Delta M c^2.$$

Учитывая, что 1 а. е. м. =  $1,66 \cdot 10^{-27}$  кг, находим энергию, соответствующую атомной единице массы:

$$W = 1,66 \cdot 10^{-27} \cdot (3 \cdot 10^8)^2 = 1,492 \cdot 10^{-10} \text{ Дж} = 931 \text{ МэВ}.$$

Если дефект массы  $\Delta M$  выражен в атомных единицах массы, то

$$W_c = 931 \Delta M \text{ МэВ}. \quad (3.3)$$

В табл. 3.1 вместе с массами нуклидов приведена энергия связи ядер. Она растет с увеличением числа частиц в ядре и мало зависит от их сорта. Так, при добавлении к дейтону  $d$  нейтрона или

Таблица 3.1

## Массы нуклидов и энергии связи ядер

${}^A_ZX$	Массовое число $A$	Масса нуклида, а. е. м.	Энергия связи ядра, МэВ
$n$	1	1,008665	—
${}^1_1\text{H}$	1	1,007825	—
${}^2_1\text{D}$	2	2,014102	2,2246
${}^3_1\text{T}$	3	3,016049	8,4822
${}^3_2\text{He}$	3	3,016029	7,7184
${}^4_2\text{He}$	4	4,002603	28,296
${}^6_3\text{Li}$	6	6,015123	31,995
${}^7_3\text{Li}$	7	7,016004	39,245
${}^9_4\text{Be}$	9	9,012182	58,167
${}^9_5\text{B}$	9	9,013300	56,050
${}^{10}_5\text{B}$	10	10,012938	64,752
${}^{11}_5\text{B}$	11	11,009305	76,208
${}^{12}_6\text{C}$	12	12,000000	92,165
${}^{13}_6\text{C}$	13	13,003355	97,111
${}^{14}_7\text{N}$	14	14,003074	104,662
${}^{15}_7\text{N}$	15	15,000109	115,494
${}^{16}_8\text{O}$	16	15,994915	127,624
${}^{17}_8\text{O}$	17	16,999133	131,766
${}^{18}_8\text{O}$	18	17,999160	139,813

протона совершается переход к тритону  $t$  или к ядру  ${}^3_2\text{He}$ . В первом случае приращение энергии связи составляет 6,259 МэВ, а во втором 5,500 МэВ. Разница в приращении энергии связи 0,759 МэВ объясняется ослаблением связи в ядре  ${}^3_2\text{He}$  за счет кулоновских сил отталкивания между протонами.

Увеличение энергии связи с ростом массового числа имеет некоторые особенности. Они выявляются из рассмотрения зависимости средней энергии связи  $\varepsilon = W_c/A$ , приходящейся на одну ядерную частицу (нуклон), от массового числа (рис. 3.4). Величина  $\varepsilon$  сначала растет и достигает максимального значения 8,7 МэВ при  $A \sim 60$ . Последующие добавления частиц в ядро ведут к постепенному ослаблению связи частиц. В области тяжелых ядер ( $A > 200$ ) величина  $\varepsilon$  уменьшается до 7,5 МэВ.

Все точки для средней энергии  $\varepsilon$  хорошо ложатся на гладкую кривую, за исключением ядер, имеющих 2, 8, 14, 20, 50, 82 протона или 2, 8, 14, 20, 50, 82, 126 нейтронов. Приведенные числа протонов и нейтронов и ядра, содержащие их, называют *магическими*.

Протоны и нейтроны в магических ядрах наиболее плотно упакованы. Поэтому значение  $\varepsilon$  у магического ядра больше, чем у ядер с близкими значениями массовых чисел.

Самыми легкими магическими ядрами являются ядра  ${}^4_2\text{He}$  и  ${}^{16}_8\text{O}$ . Повышенное значение  $\epsilon$  наблюдается также у легких ядер, содержащих равные количества протонов и нейтронов ( ${}^{12}_6\text{C}$ ) и не относящихся к магическим ядрам. Во всех ядрах с  $A > 20$  средняя энергия  $\epsilon$  мало меняется и примерно равна 8 МэВ. Поэтому энергия связи ядра в этой области почти линейно зависит от массового числа  $A$ :  $W_c \approx 8A$  МэВ.

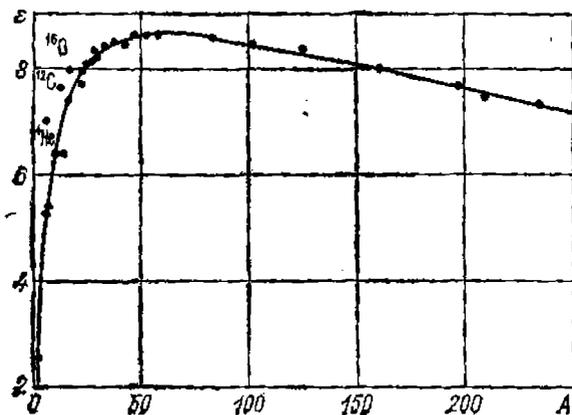


Рис. 3.4. Зависимость средней энергии связи на нуклон  $\epsilon$  от массового числа  $A$

Зависимость  $\epsilon = W_c/A$  позволяет сделать еще один важный вывод. Если разделить тяжелое ядро ( $A \approx 240$ ) на два средних ядра ( $A \approx 120$ ) или из двух легких ядер синтезировать одно ядро, то в обоих случаях получаются ядра прочнее исходных. Значит, в данных процессах освобождается энергия. Энергию, освобождаемую в ядерных процессах (деление и синтез ядер, радиоактивный распад и др.), называют *атомной (ядерной) энергией*.

Энергия связи отдельного протона  $\epsilon_p$  или нейтрона  $\epsilon_n$  не совпадает со значением средней энергии  $\epsilon$ . Например, для удаления нейтрона из ядра  ${}^9_4\text{Be}$  требуется энергия  $\epsilon_n = 1,665$  МэВ, а значение  $\epsilon = 6,5$  МэВ.

Энергию связи частицы  $a$  в ядре  $\epsilon_a$  рассчитывают так же, как энергию связи ядра. Представим ядро  ${}^A_Z\text{X}$  как связанную систему ядра  ${}^{A_1}_{Z_1}\text{Y}$  и частицы  $a$ . Тогда

$$\epsilon_a = 931 [M(Z_1, A_1) + m_a - M(Z, A) + (Z - Z_1)m_e],$$

где  $m_a$  — масса частицы  $a$ ;  $M(Z, A)$ ,  $M(Z_1, A_1)$  — массы нуклидов с массовыми числами  $A$  и  $A_1$ , с порядковыми номерами  $Z$  и  $Z_1$  соответственно.

При слиянии частицы  $a$  с ядром освобождается энергия, равная энергии связи частицы в составном ядре. Так, при добавлении к ядру  ${}^9_4\text{Be}$  одного нейтрона образуется ядро  ${}^{10}_4\text{Be}$  и выделяется энергия, равная 1,665 МэВ.

### § 3.3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ ЯДРА

Энергия покоя ядра  $W$  может принимать только дискретные значения  $W_0, W_1, W_2, W_3, \dots, W_n, \dots$ , которые называют *энергетическими уровнями ядра*. Они подразделяются на основной и возбужденные уровни. Ядро находится в основном состоянии (на основном уровне), если на ядро не действуют внешние силы. В основном состоянии энергия ядра  $W_0$  минимальна.

При взаимодействии с частицами ядро, получив дискретную порцию энергии, переходит в возбужденное состояние на один из своих возбужденных уровней  $W_i$  ( $i=1, 2, \dots, n$ ). Возбужденное состояние ядра неустойчиво. Через время, равное времени жизни  $\tau \approx 10^{-14} - 10^{-13}$  с, возбужденное ядро переходит в основное состояние.

Особенности перехода ядра из возбужденного состояния в основное определяются энергией возбуждения  $W_{\text{в}}$ . Она равна разности энергий ядра в возбужденном и основном состояниях. Если энергия возбуждения  $W_{\text{в}}$  больше энергии связи частицы  $a$  (нейтрона, протона,  $\alpha$ -частицы и др.), то возбужденное ядро испускает или гамма-кванты ( $\gamma$ -кванты) — фотоны ядерного происхождения, или частицу  $a$ . Если энергия возбуждения меньше энергии связи частицы  $a$ , то возбужденное ядро испускает лишь  $\gamma$ -кванты.

Энергетические уровни ядра изображают диаграммой (схемой) (рис. 3.5), аналогичной диаграмме энергетических уровней атома (см. § 1.6). Так как энергия ядра  $W \gg W_{\text{в}}$ , то удобно за начало отсчета энергии на диаграмме принимать основной уровень ядра. При таком начале отсчета энергетический уровень совпадает с энергией возбуждения ядра. Слева от горизонтальных линий диаграммы приводятся энергии уровней  $W_0, W_1, W_2, \dots, W_n, \dots$ . Вертикальные стрелки, направленные сверху вниз, показывают переходы между энергетическими уровнями с испусканием  $\gamma$ -квантов. Энергия  $\gamma$ -кванта равна разности энергий уровней, расположенных на диаграмме в начале и конце стрелки.

Энергия возбужденного ядра  $W_i$  в  $i$ -м состоянии находится в узком интервале энергий вблизи наиболее вероятной энергии уровня  $W_i$ . Зависимость плотности вероятности образования возбужденного ядра  $f(W)$  от энергии  $W$  имеет вид пика (см. рис. 3.5): с увеличением энергии  $W$  функция  $f(W)$  сначала резко возрастает, достигает максимума  $f(W_i)$ , а затем резко уменьшается. За ширину уровня  $\Gamma$  принимают ширину пика на высоте  $1/2f(W_i)$ .

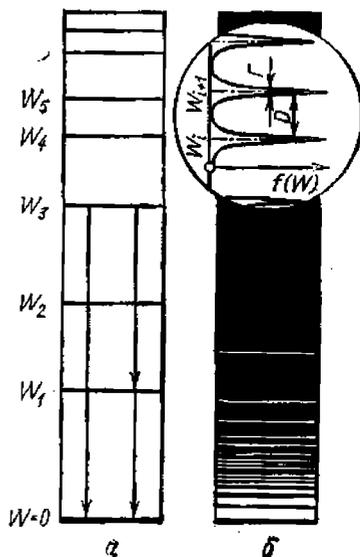


Рис. 3.5. Схема энергетических уровней легкого (а) и тяжелого ядер (б)

С увеличением энергии возбуждения и массового числа расстояние между смежными энергетическими уровнями  $D$  уменьшается. У легких ядер ( $A < 50$ ) при энергии возбуждения  $W_B = 1 + 3$  МэВ величина  $D_1 \approx 1$  МэВ, а при  $W_B \approx 8$  МэВ  $D_2 \approx 10$  кэВ; у тяжелых ядер ( $A > 200$ ) величины  $D_1 \approx 0,1$  МэВ,  $D_2 \approx 10$  эВ. В области энергий возбуждения  $W_B \gg 8$  МэВ расстояние  $D$  становится меньше ширины энергетического уровня  $\Gamma$ . Вследствие этого энергетические уровни в области  $W_B \gg 8$  МэВ перекрываются.

Спектр  $\gamma$ -излучения возбужденных ядер ( $\gamma$ -спектр) в области энергий  $W_B \leq 20$  МэВ линейчатый. При переходе ядра из возбужденного состояния сразу в основное состояние испускается один  $\gamma$ -квант с энергией  $E_\gamma = W_B$ . Однако возможен также последовательный переход через часть или через все промежуточные возбужденные уровни (см. рис. 3.5). В этом случае испускается целый каскад  $\gamma$ -квантов с суммарной энергией  $W_B$ . В области энергий  $W_B \gg 8$  МэВ  $\gamma$ -спектр сплошной.

Анализ  $\gamma$ -спектров — это один из методов изучения энергетических уровней ядра. После экспериментальных измерений  $\gamma$ -спектры расшифровывают. По результатам расшифровки определяют энергетические уровни ядра.

Ширину энергетического уровня  $\Gamma$  измеряют с высокой степенью точности. Экспериментально определены ширины  $\Gamma \geq 5 \cdot 10^{-6}$  эВ. Измерить же время жизни возбужденного ядра  $\tau \approx 10^{-14} \div 10^{-13}$  с существующими приборами невозможно. Поэтому время жизни  $\tau$  находят из соотношения Гейзенберга  $\tau \approx \hbar/\Gamma$  по известной ширине  $\Gamma$ .

У большинства возбужденных уровней ширина  $\Gamma = 0,01 \div 0,1$  эВ, а время жизни  $\tau = 10^{-14} \div 10^{-13}$  с. Однако наблюдаются долгоживущие возбужденные ядра, у которых ширина одного или нескольких возбужденных уровней  $\Gamma \leq 10^{-15}$  эВ. Время жизни  $\tau$  таких возбужденных состояний, называемых *метастабильными*, длится от долей секунды до нескольких десятков дней. При больших  $\tau$  становится возможным изучать свойства метастабильных ядер экспериментальными методами. Известно более 200 ядер, имеющих один-два метастабильных уровня. Так, у ядра  ${}_{51}^{124}\text{Sb}$  насчитывается два метастабильных уровня с временем жизни 1,9 и 30,3 мин.

### § 3.4. ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ. СТАБИЛЬНОСТЬ ЯДРА

Ядра большинства природных атомов — очень устойчивые системы. Нейтроны и протоны удерживаются в ядре мощными ядерными силами притяжения, подавляющими расталкивающее действие кулоновских сил между протонами. Рассмотрим кратко некоторые свойства ядерных сил.

Ядерные взаимодействия между двумя протонами ( $p-p$ ), двумя нейтронами ( $n-n$ ), протоном и нейтроном ( $p-n$ ) одинаковы, т. е. ядерные силы не зависят от электрического заряда. В этом и заключается свойство зарядовой независимости ядерных сил. Из него следует вывод, что природа ядерных сил отличается от природы электрических и гравитационных сил. Протонам и нейтронам

приписывают одинаковый ядерный заряд и относят их к одному типу ядерных частиц — *нуклонам* (от лат. *nucleus* — ядро). Свойством зарядовой независимости объясняется, например, устойчивость дейтона, состоящего из протона и нейтрона.

Ядерные силы относятся к силам насыщения (каждый нуклон взаимодействует только с ограниченным числом ближайших к нему нуклонов). Такое заключение следует из анализа энергии связи ядер. Допустим, что каждый нуклон взаимодействует с остальными  $A - 1$  нуклонами. Тогда полное число взаимодействий будет равно  $A(A - 1)$ , и энергия связи ядра должна быть пропорциональной  $A(A - 1) \approx A^2$ . В действительности энергия связи, как было показано в предыдущем параграфе, пропорциональна массовому числу  $A$ .

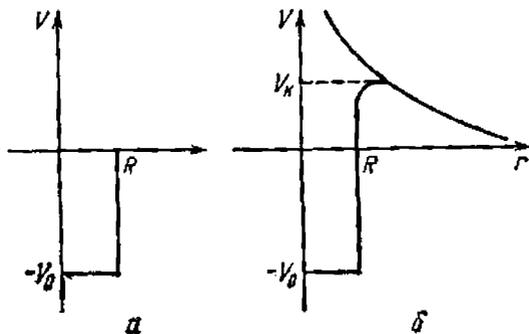


Рис. 3.6. Изменение потенциальной энергии нейтрона (а) и протона (б) в зависимости от расстояния до ядра

В легких ядрах с массовыми числами  $A < 12$  нуклоны наиболее связаны в  $\alpha$ -частице. Два протона и два нейтрона в этом ядре образуют насыщенную систему. Если добавить к  $\alpha$ -частице еще один нуклон, то получится нестабильное ядро.

Ядерные силы — это короткодействующие силы. Радиус их действия порядка 1 ферми (единица длины *ферми*, равная  $10^{-15}$  м, названа по имени итальянского физика Энрико Ферми).

Остановимся кратко на характере взаимодействия протона и нейтрона с ядром в зависимости от расстояния. Если расстояние протона от ядра больше 1 ферми, то между ними действует кулоновская сила отталкивания, которая относится к ненасыщаемым дальнедействующим силам. Потенциальная энергия взаимодействия ядра и протона

$$V(r) = Ze^2 / 4\pi\epsilon_0 r,$$

где  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м — электрическая постоянная.

Постоянная  $b_0 = 1/4\pi\epsilon_0 = 9 \cdot 10^9$  м/Ф численно равна потенциальной энергии взаимодействия в вакууме двух частиц с зарядами по 1 Кл на расстоянии  $r = 1$  м. По мере приближения протона к ядру потенциальная энергия отталкивания растет (рис. 3.6). В отсутствие ядерного притяжения энергия взаимодействия про-

должала бы возрастать при уменьшении расстояния  $r$  (штриховая линия на рис. 3.6). Однако как только протон входит в зону действия ядерных сил ( $r \approx R$ , где  $R$  — радиус ядра), отталкивание резко сменяется притяжением и потенциальная энергия становится отрицательной. График  $V(r)$  разбивают на две части: потенциальный барьер ( $r > R$ ) высотой  $V_k$  и потенциальную яму ( $r < R$ ) глубиной  $V_0$ . Высота потенциального барьера  $V_k$  равна максимальной потенциальной энергии протона на границе с ядром. Получим выражения для величины  $V_k$  в мегаэлектронвольтах. Для любой частицы с зарядом  $Z_1 e$  высота потенциального барьера ядра с зарядом  $Z_2 e$

$$V_k = b_0 Z_1 Z_2 e^2 / R.$$

Подставив  $R = 1,4 \cdot 10^{-15} \sqrt[3]{A}$  м (см. § 3.4) и заменив

$$b_0 \frac{e^2}{1,4 \cdot 10^{-15}} = 9 \cdot 10^9 \frac{1,6^2 \cdot 10^{-38}}{1,4 \cdot 10^{-15}} = 1,64 \cdot 10^{-18} \text{ Дж} \approx 1 \text{ МэВ},$$

получим

$$V_k = \frac{Z_1 Z_2}{A^{1/3}} \text{ МэВ}.$$

Взаимодействие нейтрона с ядром начинается на расстоянии, близком к радиусу ядра  $R$ . Потенциальная энергия взаимодействия нейтрона с ядром характеризуется только глубиной потенциальной ямы  $V_0$ .

Нуклоны движутся в ядре, удерживаясь в нем огромными силами притяжения. Кинетическая энергия нуклона меньше по абсолютному значению глубины потенциальной ямы на его энергию связи  $\epsilon_n$ .

У поля ядерных сил есть свои обменные частицы — нестабильные  $\pi$ -мезоны (пи-мезоны), которые иначе называют *пионами*. Существование пионов было предсказано японским физиком Хидэки Юкава в 1936 г., а обнаружили их в 1947 г.

Пионы подразделяются на три вида, различающиеся зарядом, массой и временем жизни. Положительный и отрицательный пионы ( $\pi^\pm$ -мезоны) характеризуются массой покоя  $m_{\pi^\pm} = 273,2 m_e$ , зарядом  $q = \pm e$ , временем жизни  $\tau = 2,5 \cdot 10^{-8}$  с. У нейтрального пиона ( $\pi^0$ -мезона) масса покоя  $m_{\pi^0} = 264,2 m_e$ , а время жизни  $\tau = 1,9 \cdot 10^{-16}$  с. Спин пионов всех трех видов равен нулю.

Обменные взаимодействия между двумя нуклонами происходят через интервалы времени, равные примерно  $4 \cdot 10^{-24}$  с. За такое короткое время неопределенность энергии нуклонов в несколько раз превышает массу покоя пионов. Радиус действия ядерных сил равен максимальному расстоянию, которое пролетает виртуальный пион за  $4 \cdot 10^{-24}$  с со скоростью, близкой к скорости света:  $R \approx 4 \times 10^{-24} \cdot 3 \cdot 10^8 = 1,2 \cdot 10^{-15}$  м.

Два протона, два нейтрона, протон и нейтрон обмениваются нейтральными пионами. В этом случае не происходит превращений

нуклонов. Взаимодействие нейтрона с протоном осуществляется обменом отрицательным пионом. Нейтрон, испуская отрицательный пион, превращается в протон. После поглощения протоном отрицательного пиона положительный заряд нейтрализуется и протон превращается в нейтрон. Протон с нейтроном взаимодействуют посредством положительного пиона.

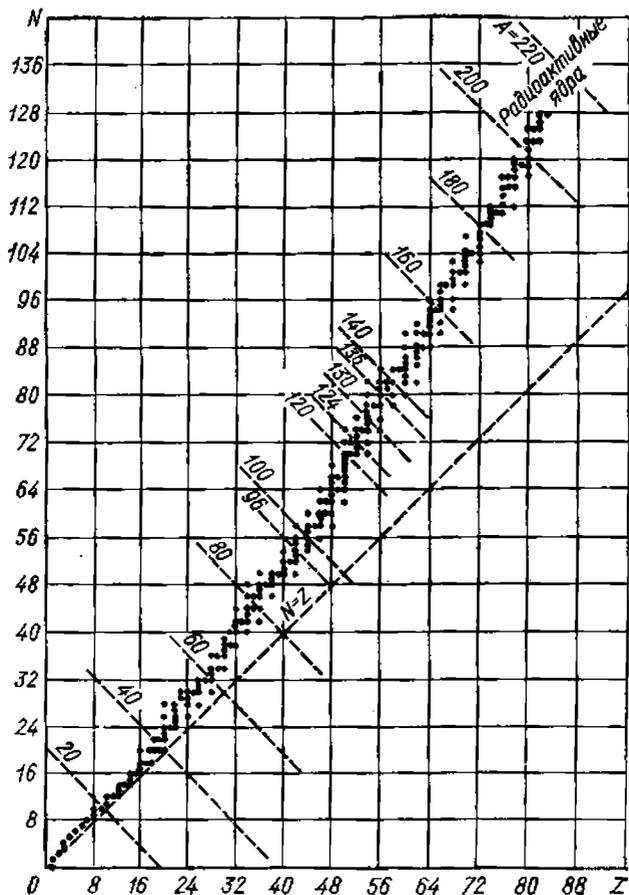


Рис. 3.7. Нейтронно-протонная диаграмма ядер ( $N$  — число нейтронов,  $Z$  — число протонов в ядре)

С характером проявления ядерных сил непосредственно связана стабильность ядра. В природе существует около 300 стабильных ядер, содержащих определенные количества протонов и нейтронов. На рис. 3.7 приведена нейтронно-протонная диаграмма, на которой показана зависимость числа нейтронов  $N$  от числа протонов  $Z$  в ядрах. Черные точки на диаграмме обозначают стабильные ядра. Они занимают довольно узкую полосу, называемую областью стабильных ядер.

Легкие стабильные ядра лежат вблизи линии  $N=Z$ . С увеличением числа  $Z$  начинает сказываться ослабление ядерных сил за счет кулоновского отталкивания между протонами. Чтобы компенсировать это ослабление, ядро должно содержать больше нейтронов, чем протонов. Поэтому начиная с  $Z=20$  отношение  $N/Z$  в области стабильных ядер отклоняется от прямой линии и у последнего стабильного ядра  ${}_{83}^{209}\text{В}$ ; достигает значения 1,52. Это верхняя граница области стабильных ядер. В ядрах с  $Z>83$  взаимодействия нуклонов уже не в состоянии полностью компенсировать кулоновское расталкивание, и эти ядра радиоактивны.

### § 3.5. МОДЕЛИ ЯДРА

Для построения теории ядра необходимо точно знать свойства ядерных сил. Однако в науке еще нет достаточно ясного представления об их природе. Поэтому физикам при моделировании ядерных процессов приходится делать некоторые упрощающие предположения. Пригодность той или иной модели ядра оценивают, сопоставляя теоретические и экспериментальные результаты. Если теория согласуется с экспериментом, то модельное представление ядра правильно отражает строение ядра. Сейчас физики используют несколько моделей ядра. Ни одна из них не является универсальной, т. е. нет единой модели ядра, с помощью которой можно было бы объяснить все многочисленные экспериментальные результаты. Однако каждую модель с успехом применяют при рассмотрении ограниченного круга ядерных процессов. Из всех моделей опишем кратко капельную и оболочечную модели ядра.

**Капельная модель ядра.** Некоторые свойства ядра и капли жидкости сходны. На этом сходстве и построена капельная модель ядра. Капля жидкости имеет сферическую форму. Между молекулами капли проявляются короткодействующие межмолекулярные силы. Каждая молекула взаимодействует только с близлежащими к ней молекулами. Молекулы движутся хаотично, часто сталкиваются. Поверхностные молекулы односторонне связаны с внутренними молекулами, вследствие чего возникают поверхностные силы натяжения. Плотность капли жидкости не зависит от ее размера. Такими свойствами обладает и ядро, в котором молекулы и межмолекулярные силы заменены нуклонами и ядерными силами. Итак, по капельной модели ядро представляется как капля жидкости. Нуклоны по капельной модели интенсивно, беспорядочно движутся, испытывая многочисленные столкновения. Каждое столкновение сопровождается сильным взаимодействием нуклонов, обменом между ними энергией и импульсом. Ядерная капля предохраняется от растекания поверхностными силами натяжения.

При получении определенной порции энергии ядро переходит в одно из своих возбужденных состояний. Так как нуклоны часто сталкиваются, то полученная энергия быстро перераспределяется между ними. Последующие многочисленные столкновения нукло-

Этот могут привести к сосредоточению полученной энергии на поверхностной частице (нуклон,  $\alpha$ -частица). Если энергия частицы больше ее энергии связи в ядре, то частица преодолевает силы поверхностного натяжения (ядерные силы) и выходит из ядра. По капельной модели выброс частицы из ядра аналогичен испарению молекулы из капли жидкости. Поверхностная молекула испаряется из капли после того, как она получит от других молекул энергию, достаточную для преодоления поверхностных сил натяжения. Однако, в отличие от капли жидкости, возбужденное ядро может перейти в основное состояние, испуская один или несколько  $\gamma$ -квантов.

Капельная модель пригодна для объяснения, например, явления деления тяжелых ядер (см. § 10.10). По ней рассчитывают радиус ядра.

Объем ядра-капли  $V$  заполнен нуклонами, как капля жидкости молекулами. Поэтому объем ядра  $V$  пропорционален массовому числу  $A$ , а радиус ядра  $R = \alpha A^{1/3}$ . Коэффициент пропорциональности  $\alpha$  находят различными экспериментальными методами. Останемся на одном из них.

Радиус орбиты заряженной частицы, движущейся вокруг ядра, обратно пропорционален ее массе. Поэтому если поместить на  $K$ -оболочку какую-нибудь тяжелую отрицательную частицу, то радиус орбиты будет близок к радиусу ядра. Наиболее подходят для проведения эксперимента отрицательные мюоны, которые имеют массу в 207 раз больше массы электрона, спин  $\hbar/2$  и, как фермионы, подчиняются принципу Паули. Отрицательный мюон — нестабильная частица с временем жизни  $2,2 \cdot 10^{-6}$  с — имеет заряд, равный заряду электрона, и взаимодействует с ядром так же, как электрон. Однако энергетические состояния отрицательного мюона и электрона в атоме различны. Поэтому для отрицательного мюона в атоме все квантовые состояния свободны, и он может занять любое из них.

Быстрый отрицательный мюон, взаимодействуя с веществом, замедляется и может до своего распада захватиться атомом на внешнюю оболочку. Так как все квантовые состояния для него свободны, то он переходит на самую близкую к ядру  $K$ -оболочку. Атом с мюоном на одной из его оболочек называют *мезоатомом*. Эта система неустойчива и существует миллионные доли секунды. Там не менее переходы мюона в мезоатом регистрируют по фотонам рентгеновского излучения, сопровождающего эти переходы.

По измеренному спектру рентгеновского излучения мезоатома сначала определяют энергию связи мюона  $\epsilon_{\mu}$  в  $K$ -оболочке. После этого из уравнения для энергии связи  $\epsilon_{\mu} = b_0 Z e^2 / 2r$ , находят радиус  $r_1$  и принимают его равным радиусу ядра  $R$ , а из соотношения  $R = \alpha A^{1/3}$  рассчитывают коэффициент  $\alpha$ .

Значение коэффициента  $\alpha$ , измеренного различными методами, колеблется от 1,2 до 1,5 ферми. В дальнейшем для определенности будем пользоваться коэффициентом  $\alpha = 1,4$  ферми:

$$R = 1,4 A^{1/3} \text{ ферми.} \quad (3.4)$$

Рассчитаем плотность ядерной жидкости. Объем ядра

$$V = \frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{4}{3}\pi a^3 A.$$

Масса ядра  $M_n(Z, A) \approx Am_n$ , где  $A$  — массовое число, а  $m_n$  — масса нуклона, которую примем приближенно равной 1 а. е. м. Плотность ядерной жидкости равна отношению массы к объему ядра:

$$\rho = \frac{M_n(Z, A)}{V} \approx \frac{Am_n}{\frac{4}{3}\pi a^3 A} = \frac{1,66 \cdot 10^{-27}}{\frac{4}{3}\pi a^3} \text{ кг/м}^3.$$

Плотность ядерной жидкости, как и плотность жидкой капли, не зависит от размера ядра. Она одинакова для всех ядер. Подставив значение коэффициента  $a = 1,4 \cdot 10^{-15}$  м, получим

$$\rho = \frac{3 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27}}{4 \cdot 3,14 (1,4 \cdot 10^{-15})^3} \approx 1,45 \cdot 10^{17} \text{ кг/м}^3.$$

**Оболочечная модель ядра.** У магических ядер наблюдается особая устойчивость. Она периодически повторяется при магических числах протонов 2, 8, 20, 50 и 82 и магических числах нейтронов 2, 8, 20, 50, 82 и 126. Если сравнить химические свойства элементов со свойствами ядер, то можно отметить следующее. Химические свойства элементов периодически повторяются при увеличении порядкового номера  $Z$ , а магические свойства ядер — при увеличении массового числа  $A$ .

Такая своеобразная периодичность повторения свойств ядер послужила основой для создания оболочечной модели ядра. Согласно этой модели нуклоны в ядре группируются по оболочкам, в каждой из которых по принципу Паули может находиться ограниченное число нуклонов. С увеличением числа нуклонов сначала заполняется первая нуклонная оболочка, затем начинает заполняться следующая нуклонная оболочка и т. д.

Магические свойства наблюдаются у ядер тогда, когда внешняя нуклонная оболочка заполнена. Первая нуклонная оболочка заполняется у  ${}^4_2\text{He}$  и состоит из двух протонов и двух нейтронов, вторая — у  ${}^{16}_8\text{O}$  и т. д. Повышенная прочность магических ядер напоминает химическую инертность атомов гелия, неона и др., у которых внешняя электронная оболочка заполнена.

По оболочечной модели ядра нуклон движется в поле других нуклонов, так же как движется атомный электрон в электрическом поле ядра и других электронов. При возбуждении ядра один или несколько нуклонов переходят на возбужденные уровни. Их переходы в основное состояние сопровождаются испусканием  $\gamma$ -квантов.

## РАДИОАКТИВНОСТЬ

## § 4.1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАДИОАКТИВНОСТИ

В 1896 г. французский физик Анри Беккерель открыл радиоактивность урана. Это явление, как и все новое в науке, заинтересовало многих ученых. Изучением радиоактивности занимались выдающиеся физики Пьер и Мария Кюри, Эрнест Резерфорд и др.

Радиоактивность — это способность некоторых ядер (радиоактивных ядер, нуклидов) спонтанно (самопроизвольно) испускать частицы ( $\alpha$ -частицы, электроны,  $\gamma$ -кванты и др.), рентгеновское излучение, сопровождающее захват орбитального электрона ядром, делиться на два более легких ядра. Самопроизвольный процесс превращения радиоактивных ядер называют *радиоактивным распадом*. После радиоактивного распада ядра образуется нуклид, отличающийся по своим физическим и химическим свойствам от исходного. Радиоактивность непосредственно обуславливается только внутренним строением ядра и не зависит от внешних условий (давления, температуры, агрегатного состояния вещества и т. д.). Все попытки повлиять на ход радиоактивного распада при помощи изменения внешних условий не дали никаких результатов: закономерности радиоактивного распада оставались неизменными.

Радиоактивные ядра элемента содержат избыток нейтронов или протонов по сравнению со стабильными ядрами того же элемента. Ядра, расположенные над областью стабильных ядер (см. рис. 3.7), пересыщены нейтронами, а ядра, находящиеся под областью стабильных ядер, пересыщены протонами. В первых ядрах больше, чем необходимо для стабильности ядра, ( $n - n$ )-взаимодействий, а во вторых ядрах — ( $p - p$ )-взаимодействий. Самопроизвольно изменяя свой состав, они переходят в область стабильных ядер (см. рис. 3.7).

Радиоактивный распад подразделяется на  $\alpha$ -распад,  $\beta$ -распад, спонтанное деление ядер и  $\gamma$ -распад. В  $\alpha$ -распаде радиоактивные ядра испускают  $\alpha$ -частицы. Заряд  $\alpha$ -частицы равен  $+2e$ , а ее масса  $m_\alpha = 4,0026$  а. е. м. В  $\beta$ -распаде радиоактивные ядра испускают или  $\beta^-$ -частицы (электроны), или  $\beta^+$ -частицы (позитроны), или ядро захватывает орбитальный электрон (электронный захват). Электроны и позитроны, излучаемые радиоактивными ядрами, называются  $\beta$ -частицами. Они не входят в состав ядра и возникают в  $\beta$ -распаде.

Спонтанное деление ядер наблюдается у тяжелых ядер с массовыми числами  $A \approx 240$  (уран, нептуний, плутоний и др.). Такие ядра самопроизвольно делятся на два более легких ядра (осколка деления), массовые числа которых заключены в пределах от 70 до 170. Кроме осколков в процессе спонтанного деления ядер образуются  $\nu$  нейтронов ( $\nu_f = 2 + 3$ ).

К  $\gamma$ -распаду относится испускание  $\gamma$ -квантов метастабильными ядрами. Они выделяются среди возбужденных ядер большим вре-

менем жизни. Метастабильные ядра возникают в некоторых  $\alpha$ - и  $\beta$ -распадах или при взаимодействии частиц с ядрами. В  $\gamma$ -распаде ядро переходит из одного энергетического состояния в другое, а состав ядра остается неизменным.

Радиоактивное ядро может превращаться в другие ядра по нескольким каналам распада (видам радиоактивного распада). Так, в тяжелых веществах, подверженных спонтанному делению ядер, происходит и  $\alpha$ -распад. В таких веществах ядра превращаются в ядра других элементов по двум каналам распада: спонтанное деление ядер и  $\alpha$ -распад.

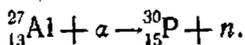
Радиоактивные ядра принято делить на *естественные* и *искусственные*. Естественные радиоактивные ядра встречаются в природе. Они составляют небольшую долю среди известных радиоактивных ядер.

Большинство радиоактивных ядер получают путем искусственного изменения состава стабильных ядер. Поэтому их называют искусственными радиоактивными ядрами. Естественные и искусственные радиоактивные ядра отличаются друг от друга только своим происхождением. Однако их радиоактивный распад подчиняется одним и тем же закономерностям.

Как же получают искусственные радиоактивные ядра? На нейтронно-протонной диаграмме (см. рис. 3.7) область стабильных ядер расположена между областями, в которых нестабильные ядра имеют или избыток нейтронов (верхняя область), или избыток протонов (нижняя область). Если в стабильное ядро добавить один или несколько нейтронов, то оно переместится из стабильной области вверх и станет радиоактивным. Если увеличить заряд ядра, то ядро перейдет в нижнюю, нестабильную область. Ядра с избытком нейтронов испускают  $\beta^-$ -частицы, ядра с избытком протонов —  $\beta^+$ -частицы.

Искусственные радиоактивные ядра получают в ядерных реакциях. В ядерной реакции может произойти ядерное превращение, т. е. изменение состава исходных ядер.

Впервые искусственную радиоактивность открыли Ирен и Фредерик Жолио-Кюри в 1934 г. Облучая алюминий  $\alpha$ -частицами, они наблюдали ядерную реакцию

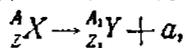


Запись ядерной реакции похожа на запись химической реакции: слева — ядро и частица, вступающие в реакцию, справа — продукты реакции. В реакции получают искусственные  $\beta^+$ -активные ядра  ${}_{15}^{30}\text{P}$ . После 1934 г. получено и изучено более тысячи различных радиоактивных ядер.

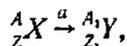
Экспериментальное изучение радиоактивного распада показало, что количество радиоактивных ядер уменьшается по определенному закону. Каждое радиоактивное вещество, содержащее радиоактивные ядра, характеризуется *периодом полураспада*  $T_{1/2}$ . Он равен времени, в течение которого количество радиоактивных ядер

уменьшается вдвое. Период полураспада  $T_{1/2}$  различных радиоактивных ядер лежит в пределах от долей секунды до десятков миллиардов лет.

Радиоактивный распад записывают в виде уравнения

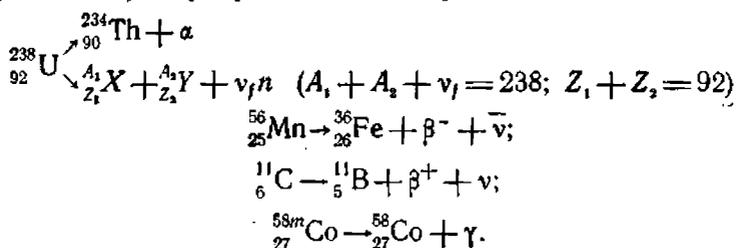


или сокращенно



где  ${}^A_Z X$  — начальное радиоактивное ядро, называемое материнским;  ${}^{A_1}_{Z_1} Y$  — дочернее ядро (ядро-продукт), получаемое при распаде материнского ядра;  $a$  — испускаемая частица ( $\alpha$ -частица,  $\beta$ -частица,  $\gamma$ -квант).

Приведем примеры радиоактивных распадов:



Периоды полураспада спонтанного деления ядер  ${}^{238}_{92} \text{U}$  на осколки деления  ${}^{A_1}_{Z_1} X$ ,  ${}^{A_2}_{Z_2} Y$  и  $\alpha$ -распада соответственно равны  $8 \cdot 10^{15}$  и  $4,5 \cdot 10^8$  лет. Спонтанное деление ядра  ${}^{238}_{92} \text{U}$  менее вероятно, чем его  $\alpha$ -распад: на  $2 \cdot 10^6$   $\alpha$ -распадов приходится одно спонтанное деление ядра.

В  $\beta$ -распадах ядер  ${}^{56}_{25} \text{Mn}$  и  ${}^{11}_6 \text{C}$  вместе с заряженной частицей (электрон, позитрон) испускается и электронейтральная частица (нейтрино  $\nu$ , антинейтрино  $\bar{\nu}$ , см. § 4.5).

Если дочернее ядро возникает в возбужденном состоянии, то после радиоактивного распада испускаются  $\gamma$ -кванты. Так, в радиоактивном распаде  ${}^{235}_{91} \text{U} \rightarrow {}^{231}_{91} \text{Th}$  доля возбужденных дочерних ядер составляет 90%.

В радиоактивном распаде выполняется закон сохранения энергии, согласно которому энергия материнского ядра равна энергии продуктов распада. Запишем закон сохранения энергии при покоемся материнском ядре:

$$M_{\pi}(Z, A)c^2 = [M_{\pi}(Z_1, A_1) + m_a]c^2 + W_p.$$

Величину  $W_p$  называют *полной энергией распада*. Она равна части энергии покоя материнского ядра, преобразующейся в кинетическую энергию дочернего ядра, частицы  $a$  и  $\gamma$ -квантов:  $W_p = E_{\pi} + E_a + E_{\gamma}$ . Ее часто указывают в правой части уравнения распада. Суммарную кинетическую энергию дочернего ядра и частицы  $a$

$E_p = E_\alpha + E_a$  называют *энергией распада*. Она выделяется в момент распада материнского ядра и равна энергии  $W_p$ , если дочернее ядро образуется в основном состоянии. Отметим, что для определенного радиоактивного распада энергия  $E_p$  может принимать одно или несколько значений.

Выразим массы в атомных единицах массы, а энергию — в мегаэлектронвольтах, тогда

$$W_p = 931 [M_\alpha(Z, A) - M_\alpha(Z_1, A_1) - m_a].$$

Заменяя массы ядер массами нуклидов по формуле (3.1), преобразуем последнее уравнение к виду

$$W_p = 931 [M(Z, A) - M(Z_1, A_1) - m_a - (Z - Z_1)m_e]. \quad (4.1)$$

Энергия распада  $W_p$  не может быть отрицательной величиной. Из этого положения и из уравнения (4.1) следует энергетическое условие радиоактивности ядер:

$$M(Z, A) - M(Z_1, A_1) - m_a - (Z - Z_1)m_e > 0. \quad (4.2)$$

Кроме закона сохранения энергии в радиоактивном распаде выполняются законы сохранения импульса, электрического заряда, числа нуклонов. Закон сохранения импульса записывают в виде векторного равенства:

$$M_\alpha(Z, A)v = M_\alpha(Z_1, A_1)v_1 + m_a v_2,$$

где  $v$  и  $v_1$  — скорости движения материнского и дочернего ядер;  $v_2$  — скорость частицы  $a$ .

Материнское ядро при обычных условиях можно считать покоящимся и положить его скорость  $v = 0$ . В этом случае дочернее ядро и частица  $a$  разлетаются в противоположных направлениях, а их скорости обратно пропорциональны массам:

$$v_2/v_1 = M_\alpha(Z_1, A_1)/m_a.$$

Найдем кинетическую энергию  $\alpha$ -частицы  $E_\alpha$  и дочернего ядра  $E_\alpha$  после  $\alpha$ -распада. Возведем обе части последнего равенства в квадрат. Учитывая, что  $M_\alpha(Z_1, A_1) \approx A$  а. е. м.,  $m_a \approx 4$  а. е. м.,  $A = A_1 + 4$ ,  $v_\alpha \ll c$ ,  $E_\alpha + E_\alpha = E_p$ , получаем

$$E_\alpha = (A_1/A) E_p; \quad E_\alpha = (4/A) E_p.$$

Массовое число  $\alpha$ -активных ядер  $A \geq 210$ , и примерно 98% энергии распада  $E_p$  приходится на  $\alpha$ -частицу.

После  $\beta$ -распада дочернее ядро и  $\beta$ -частица движутся в противоположных направлениях только при энергии нейтрино  $E_\nu = 0$ . Оценим часть энергии распада, передаваемую дочернему ядру, если  $E_\nu = 0$ . Так как масса дочернего ядра  $M_\alpha(Z_1, A_1) \approx A_1$  а. е. м. =  $1836A_1 m_p$ , а наименьшее значение  $A_1 = 1$  (нейтрон), то отношение

$$m_p/M_\alpha(Z_1, A_1) = 1/1836A_1 < 5,5 \cdot 10^{-4}.$$

Следовательно, в  $\beta$ -распаде дочернему ядру передается менее 5,06% энергии распада. Еще меньшую долю энергии распада получает дочернее ядро в  $\gamma$ -распаде.

В момент спонтанного деления ядра освобождается энергия  $E_p \approx 169$  МэВ. Она распределяется между двумя осколками деления обратно пропорционально их массовым числам:

$$E_1/E_2 = A_2/A_1, \quad E_1 + E_2 = E_p.$$

Так, если массовые числа  $A_1 = 95$ ,  $A_2 = 139$ , то  $E_1 = 100$  МэВ, а  $E_2 = 69$  МэВ.

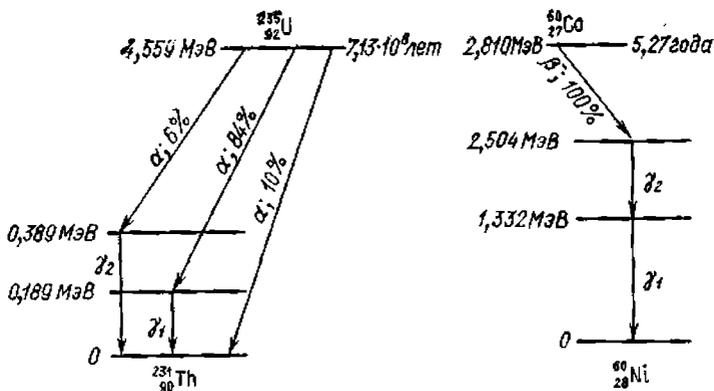
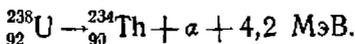


Рис. 4.1. Схема  $\alpha$ -распада  $^{235}_{92}\text{U}$  и  $\beta$ -распада  $^{60}_{27}\text{Co}$

Проиллюстрируем законы сохранения числа нуклонов и электрического заряда на примере  $\alpha$ -распада:



Число нуклонов слева равно 238, справа  $234 + 4 = 238$ . Заряд слева  $92e$ , справа  $90e + 2e = 92e$ .

В  $\alpha$ - и  $\beta$ -распадах изменяется заряд ядра, с которым связаны химические свойства элементов. По изменению заряда ядра можно установить правила смещения. В  $\alpha$ -распаде порядковый номер атома уменьшается на две единицы, поэтому атом в Периодической системе элементов Д. И. Менделеева перемещается справа налево на две клетки. В  $\beta^+$ -распаде значение  $Z$  уменьшается на единицу, а атом смещается налево на одну клетку. В  $\beta^-$ -распаде, наоборот, происходит увеличение  $Z$  на единицу, а атом перемещается на одну клетку вправо.

Радиоактивный распад удобно изображать схематически. На рис. 4.1 показаны схемы (диаграммы)  $\alpha$ -распада  $^{235}_{92}\text{U}$  и  $\beta$ -распада  $^{60}_{27}\text{Co}$ . За начало отсчета энергии принимают суммарную энергию покоя основного состояния дочернего ядра и заряженной частицы  $\alpha$ . При таком начале отсчета учитывается только изменение энергии покоя в радиоактивном распаде, равное  $W_p$ . Энергетические уров-

ни материнского и дочернего ядер показаны на схемах горизонтальными линиями. По краям линий написаны периоды полураспадов и энергии уровней в мегаэлектронвольтах, отсчитанные от принятого нуля. Радиоактивные распады ( $\alpha$ ,  $\beta^+$ ), в которых заряд ядра уменьшается, указывают стрелками, направленными вниз справа налево,  $\beta^-$ -распад — стрелками, направленными вниз слева направо, а  $\gamma$ -переходы — вертикальными стрелками. Вдоль стрелки обозначены типы распадов, а также доли распадов в направлении стрелки. Энергия распада  $E_p$  равна разности энергий уровней начала и конца стрелки.

Например, шесть из 100 ядер  $^{235}_{92}\text{U}$  после  $\alpha$ -распада превращаются в ядра  $^{231}_{90}\text{Th}$  с энергией возбуждения 0,389 кэВ. В  $\alpha$ -распаде освобождается энергия  $E_p=4,17$  МэВ. Затем возбужденное дочернее ядро испускает  $\gamma$ -квант энергией 0,389 кэВ и переходит в основное состояние.

#### § 4.2. РАДИОАКТИВНЫЕ СЕМЕЙСТВА

Радиоактивный распад не всегда сразу заканчивается получением стабильного ядра. Во многих случаях наблюдаются цепочки радиоактивных распадов, в которых ядра находятся в «родственных» отношениях друг с другом. Поэтому радиоактивные цепочки еще называют *радиоактивными семействами*.

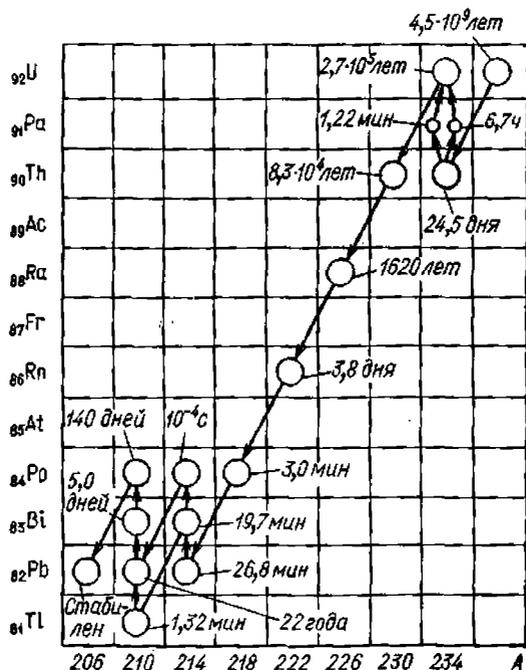


Рис. 4.2. Радиоактивное семейство урана ( $\alpha$ -распад обозначен наклонными стрелками,  $\beta^-$ -распад — вертикальными)

Среди естественных радиоактивных веществ есть три вещества с периодами полураспада, сравнимыми с временем жизни Земли, равным примерно  $4,5 \cdot 10^9$  лет. К ним относятся  ${}^{238}_{92}\text{U}$  ( $T_{1/2} = 4,5 \times 10^9$  лет),  ${}^{235}_{92}\text{U}$  ( $T_{1/2} = 7,13 \cdot 10^8$  лет) и  ${}^{232}_{90}\text{Th}$  ( $T_{1/2} = 1,4 \cdot 10^{10}$  лет). Все они расположены в конце Периодической системы элементов Д. И. Менделеева и входят в группу актиноидов. Эти три вещества дают начало трем естественным радиоактивным семействам — урана ( ${}^{238}_{92}\text{U}$ ), актиния ( ${}^{235}_{92}\text{U}$ ) и тория ( ${}^{232}_{90}\text{Th}$ ).

На рис. 4.2 показаны радиоактивное семейство урана и периоды полураспада радиоактивных веществ. Семейство урана заканчивается стабильным ядром  ${}^{205}_{82}\text{Pb}$ . Семейства актиния и тория заканчиваются стабильными ядрами  ${}^{207}_{82}\text{Pb}$  и  ${}^{209}_{82}\text{Pb}$  соответственно.

Изменение массового числа  $A$  в каждом семействе происходит только при  $\alpha$ -распаде, причем в каждом таком распаде число  $A$  уменьшается на четыре единицы. Поэтому значение массовых чисел ядер любого семейства выражается единой формулой:

$$A = 4n + C,$$

где  $n$  и  $C$  — целые числа.

Для семейства урана  $C=2$ , а  $n$  лежит в пределах  $51 \leq n \leq 59$ ; для семейства актиния  $C=3$ ,  $51 \leq n \leq 58$ ; для семейства тория  $C=0$ ,  $51 \leq n \leq 58$ . В выражении для  $A$  постоянная  $C$  принимает значения 0, 2 и 3. Радиоактивное семейство нептуния ( $C=1$ ) было получено искусственно. Наиболее долгоживущим в этом семействе является  ${}^{237}_{93}\text{Np}$  с периодом полураспада  $2,2 \cdot 10^6$  лет.

### § 4.3. ЗАКОН РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

Закон радиоактивного распада — это статистический закон. Одной из характеристик закона радиоактивного распада служит *постоянная радиоактивного распада* (кратко — *постоянная распада*)  $\lambda$ , имеющая размерность  $\text{с}^{-1}$ . Она показывает, какая доля радиоактивных ядер распадается за единицу времени.

Обозначим  $N(t)$  — количество радиоактивных ядер в момент времени  $t$ . Тогда, доля ядер  $dN/N(t)$ , распадающихся за интервал времени  $dt$ , равна

$$dN/N(t) = -\lambda dt.$$

Знак минус в дифференциальном уравнении указывает на убыль числа радиоактивных ядер за интервал времени  $dt$ . После интегрирования левой и правой частей этого уравнения получим

$$N(t) = B e^{-\lambda t}.$$

Постоянную интегрирования  $B$  находят из начальных условий распада: при  $t=0$  число радиоактивных ядер было  $N_0$ , поэтому  $B=N_0$ . После подстановки в последнюю формулу  $N_0$  вместо  $B$  по-

лучаем уравнение, известное под названием закон радиоактивного распада:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (4.3)$$

Этот закон справедлив для большого числа радиоактивных ядер. Функция  $\ln N(t)$  линейно зависит от времени  $t$ . График этой функции приведен на рис. 4.3. Через время, равное периоду полураспада  $T_{1/2}$ , число радиоактивных ядер уменьшается вдвое. Определим связь между величинами  $\lambda$  и  $T_{1/2}$ :

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

отсюда

$$T_{1/2} = 0,693/\lambda. \quad (4.4)$$

В интервале времени между  $t$  и  $t+dt$  распадается  $\lambda N dt$  ядер, каждое из которых жило время  $t$ . Общее время жизни этих ядер равно  $t \lambda N dt$ , а суммарная продолжительность жизни всех  $N_0$  ядер равна интегралу от произведения  $t \lambda N dt$  в пределах по времени от нуля до бесконечности. Среднее время жизни радиоактивных ядер  $\tau$  равно отношению интеграла к  $N_0$ :

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \lambda N dt = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt.$$

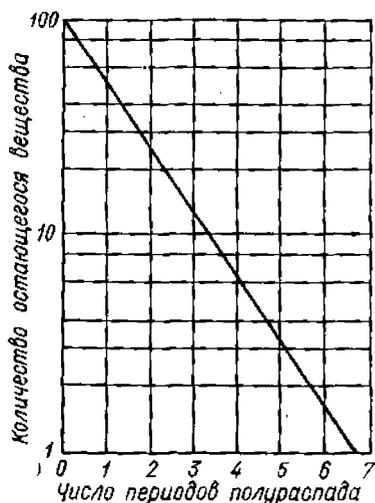


Рис. 4.3. Закон радиоактивного распада

После интегрирования получим

$$\tau = 1/\lambda. \quad (4.5)$$

Формула (4.5) показывает, что чем больше постоянная распада  $\lambda$ , тем быстрее распадаются радиоактивные ядра. Подставим в формулу (4.4)  $\lambda = 1/\tau$  и получим связь между периодом полураспада  $T_{1/2}$  и средним временем жизни  $\tau$ :

$$T_{1/2} = 0,693\tau.$$

Таблица 4.1

Характеристики некоторых радиоактивных нуклидов

Нуклид	Период полураспада	Постоянная распада, $s^{-1}$	Частица	Полная энергия распада $W_p$ , МэВ
$^{238}_{92}\text{U}$	$4,5 \cdot 10^8$ лет	$4,84 \cdot 10^{-13}$	$\alpha$	4,2
$^{234}_{92}\text{U}$	$2,48 \cdot 10^5$ лет	$8,17 \cdot 10^{-14}$	$\alpha$	4,75
$^{210}_{83}\text{Bi}$	4,97 дня	$1,61 \cdot 10^{-6}$	$\beta^-$	1,17
$^{210}_{81}\text{Tl}$	1,32 мин	$8,75 \cdot 10^{-3}$	$\beta^-$	1,80

В таблицах радиоактивных веществ указываются значения постоянной распада  $\lambda$  и периода полураспада  $T_{1/2}$  или одно из них, а также тип испускаемой частицы и энергия распада. В табл. 4.1 приведены характеристики некоторых радиоактивных нуклидов.

**Пример.** Какая доля ядер  ${}^{210}_{83}\text{Bi}$  распадается за 1 ч? Из уравнения (4.3)

$$N/N_0 = e^{-3600\lambda} = e^{-1,61 \cdot 10^{-6} \cdot 3600} = 0,994.$$

Доля ядер  ${}^{210}_{83}\text{Bi}$ , которые исчезли за 1 ч, равна  $1 - N/N_0 = 1 - 0,994 = 0,006$ , т. е. за 1 ч распадается 0,6% ядер  ${}^{210}_{83}\text{Bi}$ .

В экспериментах измеряют *активность вещества*, равную числу ядер, распадающихся за 1 с. Активность  $a$  рассчитывают из уравнения

$$a = |dN/dt| = \lambda N.$$

За единицу активности принят 1 распад в секунду (расп./с), называемый *беккерель* (Бк). Часто пользуются внесистемной единицей *кюри* и ее долями:

1 кюри (Ки) =  $3,7 \cdot 10^{10}$  расп./с;

1 милликюри (мКи) =  $3,7 \cdot 10^7$  расп./с;

1 микрокюри (мкКи) =  $3,7 \cdot 10^4$  расп./с.

Концентрацию радиоактивных веществ в газах и жидкостях выражают в единицах кюри на литр (Ки/л).

Масса радиоактивного вещества  $m$  активностью в 1 Ки связана с его периодом полураспада  $T_{1/2}$  и атомной массой  $A$ . Согласно формуле (1.1) в массе  $m$  содержится  $N = (m/A) N_A$  радиоактивных атомов, а активность вещества  $a = (\lambda m/A) N_A$ . (Здесь  $N_A$  — число Авогадро.) Так как по условию  $a = 3,7 \cdot 10^{10}$  расп./с, то

$$m = 8,86 \cdot 10^{-17} A T_{1/2}, \quad (4.6)$$

где  $m$  выражена в килограммах,  $T_{1/2}$  — в секундах.

Активность 1 кг радиоактивного вещества в кюри равна

$$a = 1,13 \cdot 10^{16} / A T_{1/2}.$$

**Пример.** Определить активность 10 г  ${}^{238}\text{U}$ . Рассчитаем по формуле (1.1) число атомов в 10 г  ${}^{238}\text{U}$ :

$$N = (0,01/238) \cdot 6,02 \cdot 10^{26} = 2,53 \cdot 10^{22} \text{ атом.}$$

Постоянная распада  $\lambda = 4,84 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}$ . Активность урана  $a = 4,84 \cdot 10^{-18} \times 2,53 \cdot 10^{22} = 1,22 \cdot 10^5 \text{ расп./с} = 3,31 \text{ мкКи}$ .

**Пример.** Рассчитать массу  ${}^{60}\text{Co}$  ( $T_{1/2} = 5,27$  года) активностью  $a = 1$  Ки. По формуле (4.6)

$$m = 8,86 \cdot 10^{-17} \cdot 60 \cdot 3,15 \cdot 10^7 \cdot 5,27 \approx 8,82 \cdot 10^{-7} \text{ кг} = 0,882 \text{ мг.}$$

Накопление радиоактивных дочерних ядер зависит от скоростей распада материнских и самих дочерних ядер. Обозначим  $N_1(t)$  и  $N_2(t)$  число материнских и дочерних радиоактивных ядер, а  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  — их постоянные распада. Если в начальный момент времени  $t=0$  число материнских ядер равно  $N_{01}$ , а дочерних ядер не было,

то изменение числа дочерних ядер во времени  $N_2(t)$  описывается функцией

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{01} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}).$$

Рассмотрим два случая радиоактивного распада.

а)  $\lambda_1 \ll \lambda_2$ . Среднее время жизни материнского вещества настолько велико, что число его ядер почти не изменяется со временем. Через время  $t \gg 1/\lambda_2$  второй экспонентой можно пренебречь, и  $\lambda_2 N_2(t) = \lambda_1 N_1(t)$ . Это соотношение называют *законом векового равновесия*.

Материнское и дочернее вещества находятся в длительном (вековом) радиоактивном равновесии между собой, причём активность каждого компонента прямо пропорциональна его периоду полураспада  $T_{1/2}$ . Закон векового равновесия используют для определения содержания радиоактивных веществ в смеси. Например, в семействе урана ядра  $^{238}\text{U}$  ( $T_{1/2} = 4,5 \cdot 10^{10}$  лет) находятся в длительном равновесии с ядрами  $^{234}\text{U}$  ( $T_{1/2} = 2,48 \cdot 10^5$  лет). Из соотношения

$$N_1(t)/N_2(t) = T_{1/2}^{234}/T_{1/2}^{238} = 0,54 \cdot 10^{-4}$$

определяют содержание  $^{234}\text{U}$  в природном уране, равное  $5,4 \cdot 10^{-3}\%$ .

б)  $\lambda_1 \gg \lambda_2$ . Материнские ядра почти полностью превращаются в дочерние за короткое время, в течение которого почти не происходит радиоактивных распадов дочерних ядер. Поэтому приближенно можно положить  $N_{02} \approx N_{01}$ . Изменение  $N_2(t)$  происходит по закону

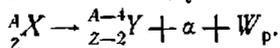
$$N_2(t) = N_{01} e^{-\lambda_2 t}.$$

Так, в семействе урана ядра  $^{238}\text{U}$  и  $^{234}\text{U}$  находятся в длительном равновесии через два короткоживущих ядра:  $^{234}\text{Th}$  и  $^{234}\text{Pa}$  (см. рис. 4.2). Их время жизни очень мало, и можно приближенно считать, что  $^{238}\text{U}$  превращается сразу в  $^{234}\text{U}$ , минуя промежуточные стадии распада.

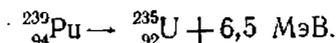
#### § 4.4. АЛЬФА-РАСПАД

Явление  $\alpha$ -распада было открыто при изучении радиоактивности природных элементов. Естественные  $\alpha$ -активные нуклиды расположены в конце Периодической системы элементов Д. И. Менделеева. Всего насчитывается около 40 естественных и 100 искусственных  $\alpha$ -излучателей.

Уравнение  $\alpha$ -распада имеет следующий вид:



После испускания  $\alpha$ -частицы заряд ядра уменьшается на две единицы, а массовое число — на четыре единицы. Пример  $\alpha$ -распада:



Учитывая, что  $m_\alpha = m_\alpha$  и  $Z - Z_1 = 2$ , получим энергетическое условие  $\alpha$ -распада, заменив в уравнении (4.2)  $m_\alpha + 2m_e$  величиной  $M({}_2^4\text{He})$

$$M(Z, A) = M(Z-2, A-4) + M({}_2^4\text{He}) + W_p/c^2.$$

Так как энергия  $W_p > 0$ , то  $\alpha$ -распад возможен в том случае, когда масса материнского нуклида больше суммы масс нуклидов дочернего и  ${}_2^4\text{He}$ . В последнем примере масса  ${}^{239}\text{Pu}$  превышает суммарную массу  ${}^{235}\text{U}$  и  ${}_2^4\text{He}$  на  $\Delta M = 0,007$  а. е. м.

Процесс  $\alpha$ -распада имеет две особенности, которые были найдены на основе изучения экспериментальных результатов. Остановимся вкратце на этих особенностях.

1. Постоянная распада  $\lambda$  и энергия  $\alpha$ -частиц  $E_\alpha$  связаны законом Гейгера — Неттола:

$$\ln \lambda = B_1 \ln E_\alpha + B_2.$$

Для всех семейств постоянная  $B_1$  одна и та же, а постоянная  $B_2$  изменяется от семейства к семейству. Закон Гейгера — Неттола показывает, что чем короче время жизни  $\alpha$ -излучателя, тем больше энергия  $\alpha$ -частицы.

2. Энергия  $\alpha$ -частиц, испускаемых различными  $\alpha$ -излучателями, заключена в пределах 4—9 МэВ. Она значительно меньше энергий, которую  $\alpha$ -частицы должны бы получить после  $\alpha$ -распада при ускорении в электрическом поле ядра.

Например, в  $\alpha$ -распаде  ${}_{92}^{238}\text{U} \rightarrow {}_{90}^{234}\text{Th}$  потенциальная энергия отталкивания  $\alpha$ -частицы на границе ядра тория составляет около 30 МэВ. Следовательно,  $\alpha$ -частица после преодоления потенциального барьера должна ускориться не менее чем до 30 МэВ. Однако экспериментально наблюдаются только  $\alpha$ -частицы с энергией 4,2 МэВ.

Как объяснить закон Гейгера — Неттола? Почему энергия испускаемых  $\alpha$ -частиц сравнительно невысока? Ответы на эти вопросы дает квантовая механика. Перед началом  $\alpha$ -распада во многих ядрах уже существует по одной  $\alpha$ -частице. Они движутся с энергией  $E'_\alpha$ . Если бы не было потенциального барьера, то  $\alpha$ -частица выходила бы из ядра с энергией  $E_\alpha = E'_\alpha - V_0$  (рис. 4.4), где  $V_0$  — глубина потенциальной ямы. Как раз такая энергия  $\alpha$ -частиц и наблюдается экспериментально.

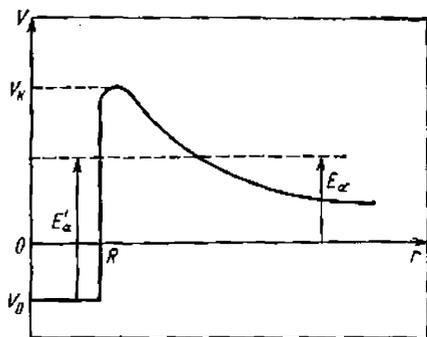


Рис. 4.4. Схема, иллюстрирующая проникновение  $\alpha$ -частицы сквозь потенциальный барьер

Если бы не было потенциального барьера, то  $\alpha$ -частица выходила бы из ядра с энергией  $E_\alpha = E'_\alpha - V_0$  (рис. 4.4), где  $V_0$  — глубина потенциальной ямы. Как раз такая энергия  $\alpha$ -частиц и наблюдается экспериментально.

Покидая ядро,  $\alpha$ -частица как бы не замечает существование потенциального барьера.

Согласно законам квантовой механики  $\alpha$ -частицы обладают волновыми свойствами. Поэтому при попадании на стенку потенциального барьера они отражаются от нее, как волны. Однако от стенки отражаются не все  $\alpha$ -частицы. Часть их проникает сквозь стенку и уходит из радиоактивных ядер с энергией  $E_\alpha$ . Эффект просачивания  $\alpha$ -частиц через потенциальный барьер при энергиях ниже его высоты называют *туннельным эффектом*. Им объясняют низкие значения энергий  $\alpha$ -частиц в  $\alpha$ -распаде.

С ростом энергии  $E'_\alpha$  уменьшается ширина потенциального барьера (см. рис. 4.4). Чем уже потенциальный барьер, тем больше вероятность выхода  $\alpha$ -частицы из ядра. Таково физическое объяснение закона Гейгера — Неттола.

Долю столкновений  $\alpha$ -частиц с потенциальным барьером, приводящих к  $\alpha$ -распаду, называют *коэффициентом прозрачности D*. С увеличением энергии  $\alpha$ -частицы коэффициент прозрачности растет и становится равным единице при энергиях  $E_\alpha$ , больших высоты потенциального барьера  $V_k$ . Заметим, что при внешнем облучении ядра заряженными частицами  $a$  с энергиями  $E_a < V_k$  коэффициент прозрачности показывает долю частиц, проникающих в ядро через потенциальный барьер. Эти частицы вступают во взаимодействие с ядром.

Энергия  $\alpha$ -частиц зависит от энергетического состояния дочернего ядра после  $\alpha$ -распада. Если дочернее ядро образуется только в основном состоянии, то испускаются моноэнергетические  $\alpha$ -частицы. Если же дочернее ядро образуется как в основном, так и в возбужденных состояниях, то испускаются несколько энергетических групп  $\alpha$ -частиц и  $\gamma$ -кванты. Следовательно, спектр  $\alpha$ -частиц дискретный.

На рис. 4.1 показана схема распада  ${}^{235}_{92}\text{U}$ , иллюстрирующая испускание энергетических групп  $\alpha$ -частиц. В  $\alpha$ -распаде  ${}^{235}_{92}\text{U}$  наблюдается три группы  $\alpha$ -частиц с энергиями 4,559; 4,370 и 4,170 МэВ. Дочерние ядра  ${}^{231}_{90}\text{Th}$  образуются в основном и в двух возбужденных состояниях. Дальнейший переход тория из возбужденного состояния в основное сопровождается излучением  $\gamma$ -квантов.

#### § 4.5. БЕТА-РАСПАД

В  $\beta$ -распаде происходит превращение одних изобаров в другие. На нейтронно-протонной диаграмме (см. рис. 3.7) цепочки радиоактивных изобаров расположены вдоль линии  $A = \text{const}$ . Одна из особенностей  $\beta$ -распада — это сплошной энергетический спектр  $\beta$ -частиц  $f(E_e)$  (рис. 4.5). Энергия  $\beta$ -частиц изменяется от нуля до энергии распада  $E_p$ , которую называют максимальной (граничной) энергией  $E_e^{\text{макс}}$ . Ее указывают на схемах  $\beta$ -распада (см. рис. 4.1).

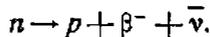
Энергетический спектр  $\beta$ -частиц измеряется магнитными бета-спектрометрами. По своему принципу работы и устройству они похожи на масс-спектрометры.

Кроме позитрона (электрона) в  $\beta$ -распаде испускается нейтрино  $\bar{\nu}$  (антинейтрино  $\bar{\nu}$ ). Оно характеризуется спином  $\hbar/2$ , движется, как и  $\gamma$ -квант, со скоростью света, не имеет массы покоя и заряда. Нейтрино обладает огромной проникающей способностью, поэтому зарегистрировать его очень трудно.

Энергия  $\beta$ -частицы  $E_e = E_e^{\text{макс}} - E_\nu$ . Она зависит от энергии нейтрино  $E_\nu$ , принимающей любые значения от 0 до  $E_e^{\text{макс}}$ , вследствие чего спектр  $\beta$ -частиц сплошной. В среднем с  $\beta$ -частицами освобождается  $E_e^{\text{макс}}/2$ , которая измеряется в эксперименте. Такое кажущееся нарушение закона сохранения энергии в  $\beta$ -распаде вызвало в свое время сомнения в применимости этого закона для микромира.

В 1933 г. швейцарский физик Паули теоретически обосновал испускание нейтрино и закон сохранения энергии в  $\beta$ -распаде.

По современной теории испускание  $\beta$ -частиц и нейтрино (антинейтрино) в  $\beta$ -распаде связано с превращением нуклонов в ядре. Электроны и позитроны возникают в процессе превращения нейтрона в протон или протона в нейтрон. Если ядро содержит избыток нейтронов по сравнению со стабильным ядром с тем же порядковым номером  $Z$ , то происходит  $\beta^-$ -распад, в котором нейтрон в ядре заменяется протоном:

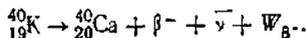


Заряд ядра увеличивается на единицу, а массовое число остается постоянным. Энергия  $\beta^-$ -распада находится из уравнения (4.1), в котором следует положить  $Z - Z_1 = -1$ ,  $m_\alpha = m_e$ :

$$W_\beta = 931 [M(Z, A) - M(Z+1, A)].$$

Энергия распада  $W_\beta$  — положительная величина. Поэтому  $\beta^-$ -распад возможен только тогда, когда масса материнского нуклида  $M(Z, A)$  больше массы дочернего нуклида  $M(Z+1, A)$ .

**Пример.** Найти энергию  $\beta^-$ -распада



Массы материнского и дочернего нуклидов:

$$M({}_{19}^{40}\text{K}) = 39,9640 \text{ а. е. м.}; \quad M({}_{20}^{40}\text{Ca}) = 39,9626 \text{ а. е. м.}$$

Энергия распада

$$W_\beta = 931 (39,9640 - 39,9626) \approx 1,3 \text{ МэВ.}$$

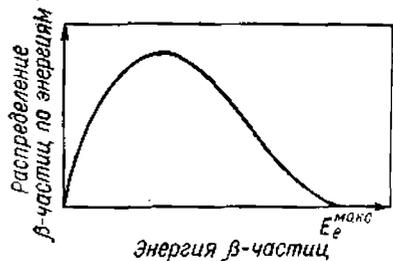
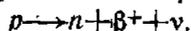


Рис. 45. Энергетический спектр  $\beta$ -частиц

Если ядро содержит избыток протонов, то его состав изменяется путем превращения протона в нейтрон:



Такое превращение протона в нейтрон может происходить только в ядре. В свободном состоянии протон — стабильная частица. Массовое число при  $\beta^+$ -распаде не изменяется, а заряд ядра уменьшается на единицу. Энергетические условия  $\beta^+$ -распада и  $\beta^-$ -распада отличаются по записи. Подставим в уравнение (4.1)  $Z - Z_1 = 1$  и  $m_a = m_e$ :

$$W_p = M(Z, A) - M(Z-1, A) - 2m_e.$$

Позитронный распад наблюдается в тех случаях, когда масса материнского нуклида больше массы дочернего нуклида не менее чем на две электронные массы.

**Пример.** Найти энергию  $\beta^+$ -распада  ${}^{11}_6\text{C} \rightarrow {}^{11}_5\text{B} + \beta^+ + \nu$ . Массы нуклидов и электрона:

$$M({}^{11}_6\text{C}) = 11,0114 \text{ а. е. м.}; \quad M({}^{11}_5\text{B}) = 11,0093 \text{ а. е. м.}; \quad m_e = 0,00055 \text{ а. е. м.}$$

Энергия распада

$$W_p = 931 (11,0114 - 11,0093 - 0,0011) \approx 0,931 \text{ МэВ.}$$

Третий тип  $\beta$ -распада — электронный захват. Материнское ядро с избытком протонов может захватить орбитальный электрон с какой-либо оболочки. После захвата ядром орбитального электрона атом испускает характеристическое рентгеновское излучение, а один протон в ядре, как и в позитронном распаде, превращается в нейтрон:

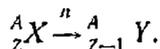


Электронный захват обозначают так же, как и оболочку. Так, захват электрона с  $K$ -оболочки называют  $K$ -захватом, с  $L$ -оболочки —  $L$ -захватом и т. д., а электроны, участвующие в этих процессах, обозначают  $e^-_K$ ,  $e^-_L$  и т. д.

В электронном захвате порядковый номер уменьшается на единицу ( $Z - Z_1 = +1$ ), а один электрон исчезает ( $m_a = -m_e$ ), поэтому энергия распада по уравнению (4.1)

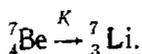
$$W_{pn} = [M(Z, A) - M(Z-1, A)]c^2,$$

где индекс  $n = K, L$  и т. д. — обозначение электронных оболочек. Следовательно, электронный захват может наблюдаться у материнского нуклида, масса которого больше массы дочернего нуклида. Уравнение электронного захвата:



Над стрелкой, указывающей радиоактивный распад, записывают обозначение оболочки, с которой захватывается электрон.

Приведем пример  $K$ -захвата на  ${}^7_4\text{Be}$  с энергией  $K$ -захвата  $W_{pK} = 0,886 \text{ МэВ}$ :



#### § 4.6. ВНУТРЕННЯЯ КОНВЕРСИЯ. ЯДЕРНАЯ ИЗОМЕРИЯ

**Внутренняя конверсия.** Возбужденные ядра с энергией возбуждения, меньшей энергии связи нуклона, переходят в основное состояние, испуская  $\gamma$ -кванты. Однако наблюдаются и другие направления освобождения энергии возбуждения. Во внутренней конверсии энергия возбуждения ядра непосредственно передается орбитальному электрону, вследствие чего электрон вырывается из атома. После этого в атоме начинаются переходы электронов на незаполненные места во внутренних оболочках и атом испускает характеристическое рентгеновское излучение.

Часть энергии возбуждения ядра во внутренней конверсии расходуется на разрыв связи электрона с ядром  $\epsilon_e$ , другая часть преобразуется в кинетическую энергию электрона  $E_e$ :

$$W_{\text{в}} = E_e + \epsilon_e.$$

Так как энергия возбуждения ядра и энергия связи электрона в каждой оболочке атома имеют дискретные значения, то во внутренней конверсии испускаются электроны также с дискретными значениями энергии. В этом существенное отличие  $\beta^-$ -распада, имеющего сплошной спектр электронов, от внутренней конверсии электронов.

В табл. 4.2 приведен дискретный энергетический спектр электронов во внутренней конверсии, наблюдаемой при радиоактивном распаде  ${}_{82}^{214}\text{Pb} \xrightarrow{\beta^-} {}_{83}^{214}\text{Bi}$ . Дочернее ядро  ${}_{83}^{214}\text{Bi}$  образуется в возбужденных состояниях. Часть возбужденных ядер переходит в основное состояние в результате внутренней конверсии, а часть испускает  $\gamma$ -кванты.

Таблица 4.2

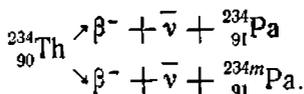
Спектр электронов внутренней конверсии при радиоактивном распаде

Энергия электронов $E_e$ , МэВ	Электронная оболочка	Энергия связи электронов $\epsilon_e$ , МэВ	Энергия $\gamma$ -квантов $E_\gamma$ , МэВ
0,0368	L	0,0161	0,0529
0,1510	K	0,0887	0,240
0,1617	K	0,0887	0,257
0,2041	K	0,0887	0,293
0,2605	K	0,0887	0,350

Величины  $E_e$ ,  $\epsilon_e$  и  $E_\gamma$  измеряются экспериментально. Суммарная энергия  $E_e + \epsilon_e$  (первая и третья колонки) и энергия  $\gamma$ -квантов (четвертая колонка) хорошо совпадают, что и подтверждает происхождение конверсионных электронов.

**Ядерная изомерия.** Явление существования ядерных изомеров (кратко — изомеров) называют *ядерной изомерией*. Изомеры образуются в  $\beta$ -распаде, в ядерных реакциях. Впервые изомеры обнаружил в 1931 г. немецкий химик Ган. Среди продуктов  $\beta^-$ -рас-

пада  $^{234}_{90}\text{Th}$  он наблюдал изомеры протактиния с периодами полураспада 6,7 ч и 1,22 мин:



В 1935 году академик И. В. Курчатов открыл изомеры брома. При облучении природного брома нейтронами происходит ядерная реакция:

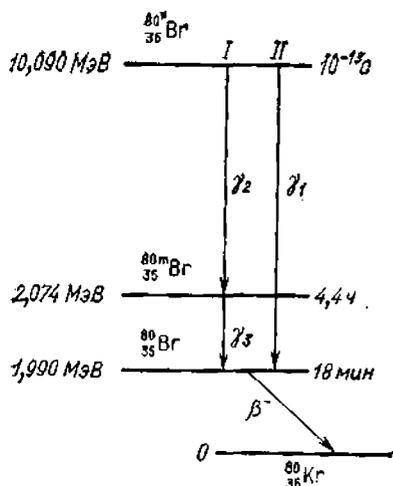
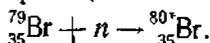


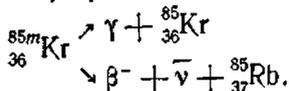
Рис. 4.6. Схема образования изомеров  $^{80m}_{35}\text{Br}$  и  $^{80}_{35}\text{Br}$

Ядро  $^{80*}_{35}\text{Br}$  образуется в возбужденном состоянии (это отмечено звездочкой). Если энергия нейтрона близка к нулю, то энергия возбуждения равна энергии связи нейтрона в ядре  $^{80}_{35}\text{Br}$ . Часть возбужденных ядер, испуская  $\gamma$ -кванты (рис. 4.6, I), переходит на метастабильный уровень, другая часть (см. рис. 4.6, II) — в основное состояние.

Период полураспада изомера  $^{80}_{35}\text{Br}$  равен 18 мин. Поэтому полученные в ядерной реакции ядра  $^{80}_{35}\text{Br}$  исчезают за сравнительно короткое время.

Ядра  $^{80m}_{35}\text{Br}$  снимают энергию возбуждения с периодом полураспада 4,4 ч в двух конкурирующих процессах:  $\gamma$ -распаде ( $^{80m}_{35}\text{Br} \rightarrow \gamma + ^{80}_{35}\text{Br}$ ) и внутренней конверсии ( $^{80m}_{35}\text{Br} \rightarrow e^- + ^{80}_{35}\text{Br}$ ). В эксперименте  $\gamma$  и наблюдалось испускание конверсионных электронов ( $T_{1/2} = 4,4$  ч) и  $\beta^-$ -частиц ( $T_{1/2} = 18$  мин).

Метастабильные  $\beta^-$ -активные ядра могут превращаться в дочерние ядра по нескольким каналам распада. Так, ядра  $^{85m}_{36}\text{Kr}$  испытывают или  $\gamma$ -распад, или  $\beta^-$ -распад:



#### § 4.7. ПРИМЕНЕНИЕ РАДИОАКТИВНЫХ ВЕЩЕСТВ

Производство искусственных радиоактивных веществ непрерывно растет во многих странах мира. Это вызвано тем, что исполь-

зование радиоактивных веществ помогает решению многих сложных задач.

При изучении некоторых процессов применяется *метод меченых атомов*. Изотопы элемента обладают одинаковыми химическими свойствами. Если в каком-либо химическом соединении стабильный изотоп заменить радиоактивным изотопом (мечеными атомами) элемента, то исследователь, регистрируя перемещение радиоактивного изотопа, изучает роль какого-нибудь элемента в исследуемых химических и физических процессах.

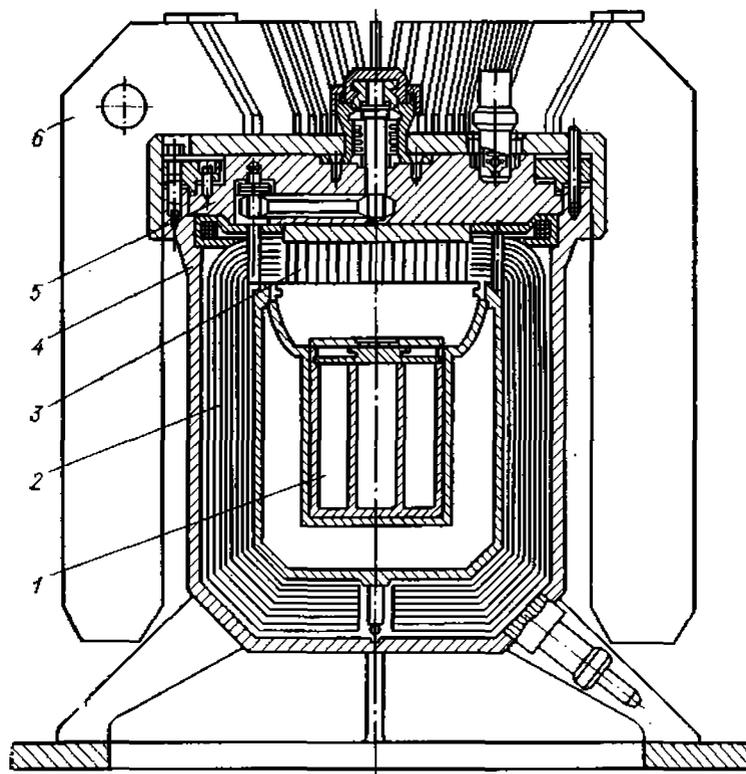


Рис. 4.7. Схема радионуклеонного генератора «Бета-3»:

1 — радионуклеонный блок; 2 — теплоизоляция; 3 — термобатарея; 4 — корпус;  
5 — крышка; 6 — радиатор (холодильник)

В медицине меченые атомы используют для диагностики и лечения болезней. Приведем два примера. Для установления отклонений от нормального кровообращения в вену человека вводят небольшое количество радиоактивного натрия. Порция радиоактивного натрия не сразу равномерно распространяется по телу. Некоторое время радиоактивные атомы движутся концентрированно по кровеносным сосудам. После введения меченых атомов в кровь к ступням ног подносят счетчики  $\gamma$ -квантов и измеряют излучение,

испускаемое радиоактивным натрием. Если человеческий организм здоров, то скорость счета быстро растет и менее чем через час достигает максимального значения. Если кровообращение нарушено, то скорость счета изменяется медленно. Измеряя скорость счета вблизи различных частей тела, находят скопления меченых атомов и место закупорки кровеносных сосудов.

При базедовой болезни в щитовидной железе наблюдается повышенное содержание йода. Чтобы установить, как функционирует щитовидная железа, в организм вводят радиоактивный йод. Измеряя скорость счета в области щитовидной железы, врачи устанавливают степень ее заболевания.

Биологи изучают методом меченых атомов усвоение и распределение элементов в живых организмах. Например, радиоактивный фосфор вводят в необходимых количествах в соединения, которые усваивают растения. Опытное растение помещают около

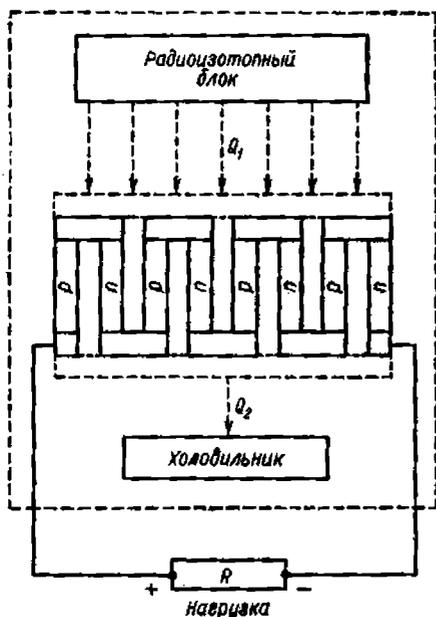


Рис. 4.8. Принципиальная схема радиоизотопного термоэлектрического генератора

фотопленки, закрытой светонепроницаемой бумагой. После проявления на фотопленке получают полную картину распределения фосфора в стеблях и листьях.

В машиностроении с помощью меченых атомов изучают стойкость к износу поршневых колец, подшипников и т. д. В состав материала деталей вводят радиоактивные изотопы железа. Во время работы двигателя меченые атомы попадают в смазочное масло. Измеряя периодически активность масла, можно установить, как происходит износ трущейся детали.

В промышленности  $\gamma$ -источники применяют для проверки качества готовых деталей, целостности сварных швов и т. д. Деталь помещают между источником  $\gamma$ -квантов и фотопленкой. После проявления на фотопленке отмечают раковины и другие дефекты в бракованных деталях. На прокатных станах  $\gamma$ -излучатели помогают непрерывно измерять толщину проката.

В радиоактивном распаде испускаются заряженные частицы и  $\gamma$ -кванты. Торможение заряженных частиц и поглощение  $\gamma$ -квантов в веществе сопровождаются выделением тепла. Радиоактивные вещества, служащие источниками тепла, называют *радиоизотопным*.

**топливом.** Его используют в радиоизотопных термоэлектрических генераторах.

Главными частями генератора являются радиоизотопный блок (ампула с радиоизотопным топливом), термобатарея, теплоизоляция, конструкционные связи и холодильник (рис. 4.7). На части поверхности радиоизотопного блока расположены термобатареи и конструкционные связи, остальная поверхность радиоизотопного блока покрыта теплоизоляцией.

Поток тепла  $Q_1$  с поверхности радиоизотопного блока падает на термобатарею (рис. 4.8), в которой часть потока тепла  $\Delta Q = Q_1 - Q_2$  расходуется на получение электроэнергии. Поток тепла  $Q_2$  передается через конструкционные связи к холодильнику с оребренной внешней поверхностью и сбрасывается в окружающее пространство.

Радиоизотопное топливо — это металл или химическое соединение с высокой удельной мощностью (энергия, выделяющаяся в единице массы или единице объема за 1 с) и высокой теплопроводностью (табл. 4.3), с температурой плавления не менее  $500^\circ\text{C}$ . К радиоизотопному топливу и конструкционным материалам предъявляют строгие требования. Они связаны как с ограничениями по размерам и массе генератора, так и с радиационной безопасностью после аварийных ситуаций при транспортировке и во время эксплуатации генераторов.

Таблица 4.3

**Характеристики некоторых видов металлического радиоактивного горючего**

Горючее	Плотность, $10^3$ кг/м <sup>3</sup>	Температура плавления, $^\circ\text{C}$	Тип распада	Период полураспада, год	Удельная мощность, кВт/кг
<sup>90</sup> Sr	2,6	770	$\beta^-$	27,7	0,936
<sup>144</sup> Ce	6,7	804	$\beta^-$	0,78	26,7
<sup>137</sup> Cs	1,87	28,5	$\beta^-$	30	0,411
<sup>60</sup> Co	8,7	1495	$\beta^-$	5,27	17,5
<sup>242</sup> Cm	13,5	950	$\alpha$	0,44	122,5
<sup>210</sup> Po	9,4	254	$\alpha$	0,38	144
<sup>238</sup> Pu	16,5	640	$\alpha$	86,4	0,58

Радиоактивный металл не всегда приемлем как топливо вследствие своей токсичности, химической активности с воздухом, водой и с материалами ампулы, низкой температуры плавления. Чаще используют химические соединения металлов, например титанат стронция  $\text{SrTiO}_3$ , молибденат церия  $\text{Ce}_2(\text{MoO}_4)_3$ .

Термобатарея представляет собой ряд термопар, спаянных последовательно. Спай термопар, на который падает тепловой поток из радиоизотопного блока, называют горячим, второй спай термопар — холодным. Термопара состоит из двух полупроводниковых ветвей. Одну ветвь изготавливают из полупроводника с электронной проводимостью (*n*-полупроводника), другую ветвь — из полупроводника с дырочной проводимостью (*p*-полупроводника).

В термобатарее расходуется тепло  $\Delta Q$  на образование свободных электронов (*n*-полупроводник) и положительных ионов (*p*-полупроводник), причем количество зарядов увеличивается с повышением температуры. Так как температура горячего спая  $t_1$  больше температуры холодного спая  $t_2$ , то распределение зарядов по ветвям неравномерно и в термобатарее возникает электродвижущая сила. Наиболее приемлемы для изготовления термопар твердые растворы  $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{—Sb}_2\text{Te}_3$  и  $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{—Bi}_2\text{Se}_3$  (рабочий интервал температур 200—600 К), сплавы  $\text{Pb—Te}$  (600—1000 К) и  $\text{Si—Ge}$  (900—1300 К).

Главные характеристики генератора — электрическая мощность  $P_e$ , срок службы  $\tau_r$ , выходное напряжение  $U$  и коэффициент полезного действия  $\eta$ . Мощность  $P_e(t)$  изменяется пропорционально активности радиоизотопного топлива. Срок службы  $\tau_r$  у различных генераторов заключен в пределах от  $0,2T_{1/2}$  до  $T_{1/2}$ . Период полураспада  $T_{1/2}$  обычно выбирают от 100 дней до 100 лет.

Напряжение  $U$  пропорционально температурному перепаду  $\Delta t = t_1 - t_2$  и количеству термопар в термобатарее. Коэффициент  $\eta$  зависит от температурного перепада  $\Delta t$ , температуры горячего спая и свойств полупроводниковых ветвей. Электрическая мощность действующих генераторов серии «Бета», «Эфир», «Пингвин» (СССР), SNAP-7 (США) и других достигает 100 Вт, напряжение на клеммах генераторов 4—12 В, а значение  $\eta$  не превышает 10%.

Радиоизотопные термоэлектрические генераторы служат источниками питания автоматических радиометеорологических станций, светорадиомаяков, бортовой аппаратуры искусственных спутников Земли и т. д. Малогабаритные генераторы находят применение в медицине, например для питания стимуляторов сердца.

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

### § 5.1. ПЛОТНОСТЬ ПОТОКА И ИНТЕНСИВНОСТЬ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Ионизирующим называют любое излучение, взаимодействие которого с веществом приводит к образованию электрических зарядов разных знаков. Ионизирующее излучение (в дальнейшем кратко — излучение) подразделяют на заряженное (электроны, протоны,  $\alpha$ -частицы и др.), электромагнитное ( $\gamma$ -кванты) и электронейтральное (нейтроны, нейтрино и др.). Заряженные частицы ионизируют молекулы вещества, взаимодействуя с атомными электронами. Под действием  $\gamma$ -квантов и нейтронов в веществе возникают заряженные частицы, а затем эти вторичные частицы ионизируют молекулы.

Количественными характеристиками излучения являются *плотность потока частиц* и *интенсивность излучения*. Определим эти величины для мононаправленного излучения, частицы которого движутся только в одном направлении. Плотность потока частиц  $\varphi$  равна числу частиц, падающих в единицу времени на единицу поверхности, расположенную перпендикулярно к направлению распространения излучения. Предположим, что на плоскую мишень падает поток частиц постоянной плотности  $\varphi$ . Обозначим число частиц в единице объема, движущихся по направлению к мишени, буквой  $n$ . Это число называют *плотностью частиц*.

Пусть все частицы движутся в одном направлении с одинаковой скоростью  $v$ . За 1 с единичную площадку мишени пересекают частицы, заключенные в цилиндре высотой, численно равной скорости частицы  $v$ , и единичной площадью поперечного сечения. Следовательно, плотность потока частиц

$$\varphi = nv.$$

Плотность потока частиц измеряют в единицах част./( $\text{м}^2 \cdot \text{с}$ ).

Излучение, состоящее из частиц одного вида с одинаковой энергией, называют *моноэнергетическим*. Количество частиц, падающих перпендикулярно на поверхность мишени площадью  $S$  за единицу времени, называют *потоком частиц*  $\Phi$ . Если плотность потока частиц постоянна на площади  $S$ , то поток частиц  $\Phi = \varphi S$ . Например, если на пластинку площадью  $S = 10 \text{ см}^2$  падает поток нейтронов плотностью  $\varphi = 10^{17}$  нейтр./( $\text{м}^2 \cdot \text{с}$ ), то поток нейтронов

$$\Phi = 10^{17} \cdot 10^{-3} = 10^{14} \text{ нейтр./с.}$$

*Интенсивность* излучения  $I$  — это энергия излучения, падающего в единицу времени на единичную площадь, перпендикулярную к направлению распространения излучения. Единицы интенсивно-

сти излучения: ватт на метр квадратный ( $\text{Вт}/\text{м}^2$ ), мегаэлектрон-вольт на метр квадратный в секунду [ $\text{МэВ}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ ] и др.

Интенсивность в единицах  $\text{МэВ}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$  численно больше интенсивности в единицах  $\text{Вт}/\text{м}^2$  в  $6,25 \cdot 10^{12}$  раз:

$$1 \text{ МэВ}/(\text{м}^2 \cdot \text{с}) = 6,25 \cdot 10^{12} \text{ Вт}/\text{м}^2.$$

Для моноэнергетического излучения с кинетической энергией  $E$  плотность потока частиц и интенсивность излучения связаны простым соотношением:

$$I = \varphi E.$$

Если излучение состоит из немонаэнергетических частиц, то величина  $E$  в последней формуле равна средней кинетической энергии частиц  $\bar{E}$ :

$$I = \varphi \bar{E}.$$

Во многих случаях частицы не имеют определенного направления движения в веществе. Взаимодействие с веществом не зависит от направления движения частиц. Поэтому для расчета ряда величин вводят общее понятие плотности потока частиц и интенсивности излучения. За интенсивность излучения  $I(r)$  [плотность потока частиц  $\varphi(r)$ ] в точке  $r$  принимают энергию излучения (число частиц), проникающего за единицу времени внутрь сферы с единичной площадью сечения с центром в точке  $r$ .

Частным случаем последнего определения являются определения плотности потока частиц и интенсивности мононаправленного излучения.

Выражение для плотности немонанаправленного потока частиц через плотность частиц и скорость имеет такой же вид, как и в случае мононаправленных частиц. Только под плотностью частиц  $n$  понимают все частицы со скоростью  $v$ , движущиеся в единице объема по любым направлениям.

Немоноэнергетическое излучение состоит из частиц с различными энергиями. Так, спектр электронов  $\beta^-$ -распада занимает интервал энергии от нуля до  $E_{\text{макс}}$ . Немонаэнергетическое излучение характеризуют плотностью потока частиц  $\psi(r, E)$ , отнесенной к единичному интервалу энергии вблизи энергии  $E$  в точке  $r$ . Кратко ее называют плотностью потока частиц с энергией  $E$  в точке  $r$  и измеряют в единицах  $\text{част.}/(\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{МэВ})$ . Плотность потока частиц в узком энергетическом интервале  $dE$ , заключенном между  $E$  и  $E + dE$ ,

$$\varphi(E, r) = \psi(E, r) dE.$$

Полную плотность потока частиц в точке  $r$  находят интегрированием по энергии:

$$\varphi(r) = \int_0^{\infty} \psi(E, r) dE.$$

Интенсивность немонаэнергетического излучения в узком интервале  $dE$  вблизи энергии  $E$

$$I(E, r) dE = \psi(E, r) E dE,$$

полная интенсивность излучения в точке  $r$

$$I(r) = \int_0^{\infty} \psi(E, r) E dE.$$

Излучение взаимодействует с веществом обычно в течение некоторого времени  $t$ . Для характеристики излучения за время  $t$  введены величины *флюенс частиц*  $F(r)$  и *интегральная интенсивность излучения*  $I_1(r)$ . Она равна числу частиц (энергии излучения), проникающих за время  $t$  внутрь сферы с единичной площадью поперечного сечения с центром в точке  $r$ . Если плотность потока частиц  $\varphi(r)$  постоянна во времени, то флюенс частиц  $F(r) = \varphi(r)t$ , а интегральная интенсивность излучения  $I_1(r) = I(r)t$ .

Флюенс частиц и интегральную интенсивность излучения измеряют соответственно в частицах на квадратный метр (част./м<sup>2</sup>) и мегаэлектронвольтах на квадратный метр (МэВ/м<sup>2</sup>).

Если плотность потока частиц (интенсивность излучения) изменяется со временем, то интегральные величины находят с учетом этой временной зависимости:

$$F(r) = \int_0^t \varphi(r, t) dt; \quad I_1(r) = \int_0^t I(r, t) dt.$$

### § 5.2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ВЕЩЕСТВОМ

К тяжелым частицам относят частицы, массы которых в сотни раз больше массы электрона. При движении в веществе они взаимодействуют в основном с атомными электронами, так как ядро занимает относительно малый объем в атоме. Поэтому ядра мало влияют на торможение тяжелых частиц веществом.

Рассмотрим (рис. 5.1) взаимодействие тяжелой частицы (скорость частицы  $v$ , заряд частицы  $q > 0$ ) с покоящимся свободным электроном и установим зависимость потери энергии частицей от величин  $v$  и  $q$ .

Во время движения частицы на покоящийся электрон действует кулоновская сила, модуль которой

$$F = b_0 q e / r^2,$$

где  $r$  — расстояние между зарядами, зависящее от времени, м;  $b_0 = 9 \cdot 10^9$  м/Ф — постоянная;  $\epsilon$  — относительная диэлектрическая проницаемость среды, показывающая, во сколько раз сила взаимодействия зарядов в среде меньше, чем в вакууме.

Кулоновская сила  $F$ , приложенная к электрону (см. рис. 5.1), действует вдоль радиуса  $r$ . Разложим ее на две составляющие:  $F =$

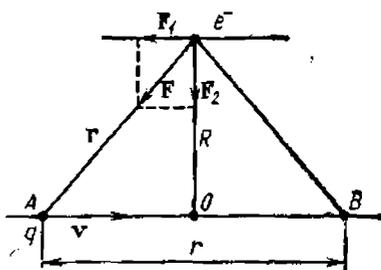


Рис. 5.1. Схема столкновения тяжелой заряженной частицы с электроном

$=F_1 + F_2$ . Сила  $F_2$  направлена перпендикулярно к скорости  $v$ , а сила  $F_1$  — параллельно скорости  $v$ . Сила  $F_1$  в симметричных точках относительно точки  $O$  одинакова по абсолютному значению и различна по знаку. Поэтому отклонения электрона в горизонтальном направлении на участках траектории до и после точки  $O$  взаимно компенсируются, а электрон после столкновения с частицей движется только в вертикальном направлении.

Кулоновская сила обратно пропорциональна  $r^2$ . Она заметно отличается от нуля только на участке  $l$ , расположенном вблизи точки  $O$ . Расстояние  $r$  на участке  $l$  мало изменяется и примерно равно  $R$ .

По закону сохранения импульса  $m_e v_e = F_2 t$ , где  $m_e$  и  $v_e$  — масса и скорость электрона;  $t = l/v$  — время взаимодействия частицы с электроном. На участке  $l$  сила  $F_2 \approx F$ . За время  $t$  частица передает электрону кинетическую энергию  $E_e$ :

$$E_e = \frac{m_e v_e^2}{2} = B \frac{q^2 l^2}{v^2 R^3},$$

где  $B$  — коэффициент пропорциональности. Положительно заряженная частица притягивает электрон, и он движется к траектории частицы. Если же заряд частицы отрицательный, то электрон после столкновения удаляется от траектории частицы. При одинаковых скоростях  $v$  и расстоянии  $R$   $\alpha$ -частица теряет при столкновении в 4 раза больше энергии, чем протон и дейтон. С увеличением скорости  $v$  время  $t$ , а значит, и потеря энергии частицы при столкновении с электроном уменьшаются.

В действительности электроны в веществе не свободны, а связаны. Поэтому частица может передавать электрону только порцию энергии, достаточную для ионизации или возбуждения атома. Вследствие этого начиная с некоторого расстояния  $R > R_0$  частица взаимодействует не с отдельным электроном, а со всем атомом в целом. В этом случае происходит упругое столкновение частицы с атомом. Максимальное расстояние  $R_0$ , при котором атом возбуждается или ионизируется, зависит от порядкового номера  $Z$ , т. е. от степени связанности электронов в атоме.

Энергетические потери заряженной частицы в неупругих (возбуждение и ионизация) и упругих столкновениях с атомами принято относить к ионизационным потерям. Они характеризуются удельной ионизацией  $N_n$ , равной числу пар ионов (электрон, положительный ион), возникающих на единице пути частицы в веществе. На создание одной пары ионов в одном и том же веществе все заряженные частицы тратят в среднем одинаковую энергию  $\epsilon_n$ , называемую энергией образования пары ионов. Примерно одна половина энергии  $\epsilon_n$  идет на ионизацию, а другая — на возбуждение и упругие столкновения с атомами (молекулами). Например, заряженные частицы расходуют на образование одной пары ионов в воздухе 36 эВ.

Удельную ионизацию нетрудно подсчитать по удельной потере энергии  $E_n$ , которая равна изменению кинетической энергии части-

ды на единице пути в веществе. Число пар ионов  $N_{\text{и}}$  на единице пути равно удельной потере энергии, деленной на энергию образования пары ионов  $\epsilon_{\text{и}}$ :

$$N_{\text{и}} = E_{\text{и}} / \epsilon_{\text{и}}$$

Удельную потерю энергии иначе называют *тормозной способностью вещества*. Она зависит от квадрата заряда частицы и от квадрата ее скорости. Кроме того, она пропорциональна числу электронов, с которыми сталкивается частица на единице пути, а значит, и плотности атомных электронов вещества  $N_e$ :

$$E_{\text{и}} \sim N_e q^2 / v^2.$$

На рис. 5.2 приведена зависимость удельной потери энергии в воздухе для мезонов, протонов, дейтонов и  $\alpha$ -частиц. Все кривые имеют одинаковый вид, только смещены по оси энергий одна относительно другой. С ростом энергии время взаимодействия частицы с электроном, а вместе с ним и ионизационные потери уменьшаются. При кинетической энергии частиц, равной примерно их двойной энергии покоя, ионизационные потери начинают повышаться. Это объясняется тем, что электрическое поле заряженных частиц, движущихся со скоростью  $v > 0,9 c$ , деформируется: оно усиливается в перпендикулярном направлении к траектории частицы. Вследствие деформации электрического поля увеличивается зона действия электрических сил частицы и в нее попадает больше электронов, чем при небольших скоростях.

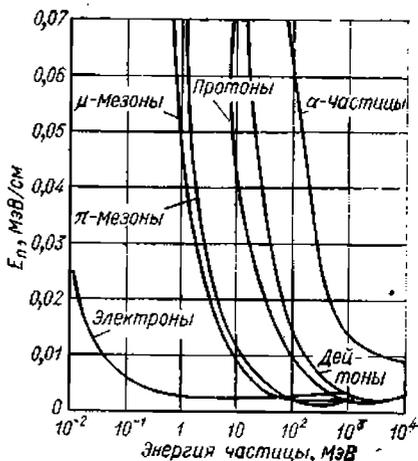


Рис. 5.2. Зависимость удельной потери энергии в воздухе от энергии заряженной частицы

§ 5.3. ПРОБЕГ ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ВЕЩЕСТВЕ

Заряженная частица проходит в веществе некоторое расстояние, прежде чем потеряет всю кинетическую энергию. Полный путь заряженной частицы в веществе до остановки называют ее *линейным пробегом R*. Линейный пробег определяется удельными потерями энергии. Чем больше плотность атомных электронов и заряд частицы, тем выше эти потери и тем меньше пробег частицы в веществе. Тяжелые заряженные частицы, взаимодействующие в основном с атомными электронами, мало отклоняются от направления своего первоначального движения. Поэтому пробег тяжелой частицы измеряют расстоянием по прямой от источника частиц до точки ее остановки.

Хорошей иллюстрацией торможения  $\alpha$ -частиц в воздухе служит кривая (рис. 5.3), которую получил в 1905 г. английский физик

Брэгг для моноэнергетических  $\alpha$ -частиц с начальной энергией 7,68 МэВ. С удалением частиц от источника удельная ионизация сначала медленно растет, а затем резко увеличивается и так же резко падает. Характер хода кривой объясняется изменением скорости  $\alpha$ -частиц. Вначале  $\alpha$ -частицы движутся с большой скоростью, поэтому удельная ионизация сравнительно небольшая. В результате ионизационных потерь движение  $\alpha$ -частиц замедляется. Они проводят больше времени около электронов, и удельная ионизация растет. В конце своего движения  $\alpha$ -частицы особенно интенсивно теряют энергию на ионизацию. Однако, медленно двигаясь, они захватывают сначала один орбитальный электрон, а затем второй и последовательно превращаются в однократно заряженные ионы гелия и атомы гелия. Поэтому ионизационные потери резко уменьшаются.

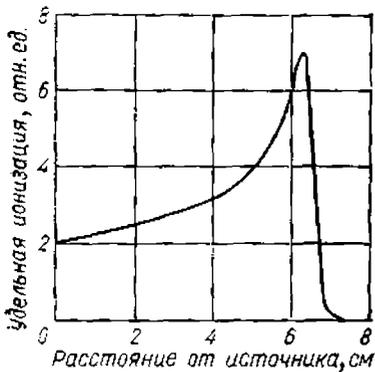


Рис. 5.3. Изменение удельной ионизации при торможении  $\alpha$ -частиц в воздухе (кривая Брэгга)

характер. Поэтому пробеги  $\alpha$ -частиц в веществе имеют некоторый разброс. Незначительная часть  $\alpha$ -частиц проникает дальше других от источника.

Средний пробег  $R_\alpha$  моноэнергетических  $\alpha$ -частиц обычно рассчитывают по эмпирическим формулам. В воздухе при нормальных условиях

$$R_\alpha = aE_\alpha^n, \quad (5.1)$$

где  $R_\alpha$  — пробег, см;  $E_\alpha$  — кинетическая энергия  $\alpha$ -частиц, МэВ.

Для  $\alpha$ -частиц, испускаемых естественными  $\alpha$ -излучателями ( $4 < E_\alpha < 9$  МэВ),  $a = 0,318$ ,  $n = 1,5$ . Для  $\alpha$ -частиц с более высокими энергиями ( $E_\alpha \leq 200$  МэВ)  $a = 0,148$ ,  $n = 1,8$ . Так,  $\alpha$ -частицы с энергией  $E_\alpha = 5$  МэВ пробегают в воздухе расстояние 3,51 см, а с энергией  $E_\alpha = 30$  МэВ 68 см.

Отношение линейных пробегов двух видов частиц, начинающих движение в воздухе с одинаковыми скоростями, пропорционально отношению удельных потерь энергии частиц:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{m_1}{m_2} \left( \frac{q_2}{q_1} \right)^2, \quad (5.2)$$

где  $m_1$  и  $m_2$  — массы частиц;  $q_1$  и  $q_2$  — заряды частиц.

**Пример.** Определить линейный пробег протона с энергией  $E_p = 10$  МэВ в воздухе.

Найдем сначала кинетическую энергию  $\alpha$ -частицы, движущейся с начальной скоростью протонов:

$$\frac{E_p}{E_\alpha} = \frac{m_p v_p^2}{m_\alpha v_\alpha^2} = \frac{m_p}{m_\alpha} \approx \frac{1}{4}.$$

Линейный пробег  $\alpha$ -частиц с энергией  $E_\alpha = 40$  МэВ в воздухе

$$R_\alpha = 0,148 E_\alpha^{1,8} = 114 \text{ см.}$$

Линейный пробег протона с энергией  $E_p = 10$  МэВ [см. формулу (5.2)]

$$R_p = \frac{1}{4} \left( \frac{2}{1} \right)^2 R_\alpha = 114 \text{ см.}$$

Перезарядка движущихся осколков деления в веществе, в отличие от перезарядки  $\alpha$ -частиц, происходит не в конце, а на всей длине пробега. Осколок деления, захватывая в веществе электроны, заполняет свои электронные оболочки, в результате чего его заряд уменьшается. Линейный пробег в воздухе  $R_{\text{оск}}$  осколка деления с массовым числом  $A$  при нормальных условиях оценивают по эмпирической формуле

$$R_{\text{оск}} \approx 4 - 1,35 \cdot 10^{-2} A \text{ см.}$$

Осколки деления с массовым числом  $A = 120$  пробегают в воздухе  $R_{\text{оск}} \approx 2,4$  см. В твердых веществах линейный пробег осколка деления примерно в  $10^3 - 10^4$  раз меньше, чем в воздухе.

В экспериментальной физике очень часто вместо линейного пробега используют *массовый пробег* заряженной частицы  $R_m$ , выражаемый в килограммах на квадратный метр ( $\text{кг}/\text{м}^2$ ). Численно он равен массе вещества, заключенной в цилиндре, высота которого равна линейному пробегу частицы  $R$  в метрах, а площадь поперечного сечения —  $1 \text{ м}^2$ :

$$R_m = \rho R, \quad (5.3)$$

где  $\rho$  — плотность вещества,  $\text{кг}/\text{м}^3$ .

Эмпирическая формула для массового пробега  $\alpha$ -частиц с энергиями от 4 до 9 МэВ

$$R_{m\alpha} = \sqrt{A E_\alpha^3} \text{ г}/\text{м}^2, \quad (5.4)$$

где  $A$  — среднее массовое число вещества;  $E_\alpha$  — энергия  $\alpha$ -частицы, МэВ.

**Пример.** Найти массовый и линейный пробеги  $\alpha$ -частиц с энергией  $E_\alpha = 5$  МэВ в бериллии ( $A = 9$ ,  $\rho = 1800 \text{ кг}/\text{м}^3$ ). Массовый пробег по формуле (5.4)

$$R_{m\alpha} = \sqrt{9 \cdot 125} = 33,5 \text{ г}/\text{м}^2.$$

Линейный пробег по формуле (5.3)

$$R_\alpha = 33,5 \cdot 10^{-3} / 1800 = 1,85 \cdot 10^{-5} \text{ м} = 18,5 \text{ мкм.}$$

## § 5.4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ $\beta$ -ЧАСТИЦ С ВЕЩЕСТВОМ

Потери энергии движущимися электронами в веществе подразделяют на ионизационные и радиационные.

Энергетическая зависимость удельных ионизационных потерь для электронов имеет такой же вид, как и для тяжелых заряженных частиц (см. рис. 5.2). Кривая потерь падает с увеличением скорости до кинетических энергий, равных удвоенной энергии покоя электрона, а затем медленно поднимается.

Радиационные потери наблюдаются при ускоренном движении свободной заряженной частицы в электрическом поле ядра. Пролетая вблизи ядра, заряженная частица отклоняется от своего первоначального направления движения под действием кулоновской силы  $F = b_0 Z e^2 / r^2$ . Эта сила связана с массой частицы  $m$  и ее ускорением  $a$  вторым законом Ньютона  $F = ma$ . Свободный заряд, движущийся с ускорением  $a$ , излучает фотоны, энергия которых пропорциональна квадрату ускорения:  $a^2 = F^2 / m^2$ . Так как  $a^2 \sim 1/m^2$ , то радиационные потери тяжелых заряженных частиц значительно меньше радиационных потерь легких заряженных частиц (электронов и позитронов). Например, радиационные потери электронов в  $(m_p/m_e)^2 = 3,5 \cdot 10^6$  раз больше, чем протонов. Радиационные потери тяжелых частиц по сравнению с ионизационными потерями незначительны до весьма высоких энергий, и их обычно не учитывают. Однако при движении легких частиц радиационные потери могут быть весьма существенными, особенно в веществах с большим порядковым номером  $Z$ .

Радиационные потери преобразуются в излучение, называемое *тормозным*. Это излучение появляется как следствие торможения заряженных частиц в электрическом поле ядра. Тормозное излучение возникает также при движении электронов по круговым орбитам в ускорителях электронов — бетатроне и синхротроне. Это излучение называют *бетатронным* и *синхротронным*.

Удельные радиационные потери  $E_p$  пропорциональны энергии электронов  $E_e$  и квадрату порядкового номера вещества:

$$E_p \sim Z^2 E_e.$$

Ионизационные потери у электронов  $E_{ii}$  преобладают в области сравнительно небольших энергий. По мере увеличения кинетической энергии вклад ионизационных потерь в общие потери энергии уменьшается. Так как  $E_{ii} \sim Z$ , отношение удельных радиационных и ионизационных потерь энергии  $k$  пропорционально  $Z E_e$ :

$$k = 1,25 \cdot 10^{-3} Z E_e$$

(здесь  $E_e$  — в мегаэлектронвольтах).

Энергию электронов, при которой величины  $E_{ii}$  и  $E_p$  равны ( $k=1$ ), называют *критической*. Критическая энергия для железа ( $Z=26$ ) равна 31 МэВ, а для свинца ( $Z=82$ ) — примерно 9,8 МэВ. Выше критической энергии радиационные потери преобладают над ионизационными. Так, в железе радиационные потери у элек-

тронов с энергией 100 МэВ в 3,25 раза, а в свинце в 10,2 раза больше ионизационных.

Тормозное излучение электронов с частотами в интервале рентгеновского излучения получают в специальных рентгеновских трубках с высоким вакуумом и тяжелым антикатодом. Его используют в медицине для диагностики болезней. Электроны в рентгеновских трубках укоряются до 30—100 кэВ (1 кэВ =  $10^3$  эВ), а затем тормозятся в тяжелом антикатоде. При торможении электронов испускается рентгеновское излучение, характеризующееся сплошным спектром.

Масса электронов значительно меньше массы тяжелых частиц. Это и определяет характер их движения в веществе. При столкновении с атомными электронами и ядрами электроны сильно отклоняются от своего первоначального движения. Их движение происходит не по прямой линии, как у тяжелых заряженных частиц, а по извилистой траектории. Полный путь электронов в веществе значительно превосходит пробеги тяжелых заряженных частиц. Однако практический интерес представляет *эффективный* пробег электронов. Он равен толщине вещества, которое поглощает электроны. *Эффективный* массовый пробег  $R_{me}$  электронов в алюминии находят по эмпирическим формулам:

$$\left. \begin{aligned} R_{me} &= 5,43E_e - 1,60, \text{ если } 1,0 \leq E_e \leq 2,5 \text{ МэВ;} \\ R_{me} &= 5,30E_e - 1,06, \text{ если } E_e \geq 2,5 \text{ МэВ,} \end{aligned} \right\} \quad (5.5)$$

где  $R_{me}$  измеряют в кг/м<sup>2</sup>;  $E_e$  — максимальная энергия  $\beta$ -частиц или энергия моноэнергетических электронов, МэВ. Формулы (5.5) с погрешностью примерно 10% можно использовать для оценки величины  $R_{me}$  в воздухе и железе.

**Пример.** Найти толщину алюминия, поглощающего электроны с кинетической энергией 2 МэВ.

Плотность алюминия 2700 кг/м<sup>3</sup>. По первой формуле (5.5)

$$R_{me} = 5,43 \cdot 2 - 1,60 = 9,26 \text{ кг/м}^2;$$

$$R_{A1} = R_{me}/\rho_{A1} = 9,26/2700 = 3,43 \cdot 10^{-3} \text{ м} = 0,343 \text{ см.}$$

Быстрые позитроны, как и электроны, расходуют энергию в веществе на ионизацию и тормозное излучение. Замедленные позитроны, движущиеся в веществе с малой скоростью, вырывают из атома внешние электроны, которые слабее связаны с ядром, чем внутренние. Пара позитрон — электрон образует самый легкий водородоподобный атом — *позитроний*. В этом атоме электрон и позитрон движутся вокруг общего центра тяжести. Время жизни позитрония исчисляется миллиардными долями секунды, после чего позитрон и электрон аннигилируют (исчезают) и вместо них образуются два или три  $\gamma$ -кванта. Суммарная энергия  $\gamma$ -квантов 1,02 МэВ равна удвоенной энергии покоя электрона. Аннигиляция электрона и позитрона может происходить и без образования позитрония. Излучение, возникающее в процессе аннигиляции электронов и позитронов, называют *аннигиляционным*.

## § 5.5. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

**Закон ослабления излучения в веществе.** Рентгеновское, бетатронное, синхротронное и  $\gamma$ -излучения относятся к электромагнитному излучению, свойства которого зависят от частоты. Они не различаются, если их частоты совпадают. Поэтому рассмотрим особенности взаимодействия  $\gamma$ -излучения с веществом. Такие же особенности свойственны и другим излучениям в соответствующем частотном интервале  $\gamma$ -излучения.

$\gamma$ -Излучение относится к сильнопроникающему в веществе излучению. Проходя сквозь вещество,  $\gamma$ -кванты взаимодействуют с атомами, электронами и ядрами, в результате чего их интенсивность уменьшается.

Найдем закон ослабления параллельного моноэнергетического потока первичных  $\gamma$ -квантов в плоской мишени. *Первичными частицами* называют такие частицы, которые не испытали взаимодействия с электронами, ядрами и атомами при движении в веществе.

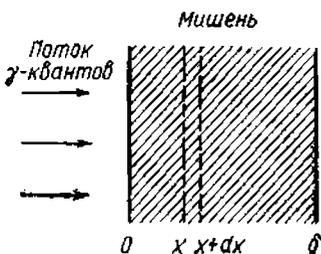


Рис. 5.4. Поток  $\gamma$ -квантов, падающих на плоскую мишень

Пусть на поверхность плоской мишени перпендикулярно к ней падает параллельный (коллимированный) поток  $\gamma$ -квантов (рис. 5.4). Первичный пучок в веществе ослабляется за счет поглощения и рассеяния  $\gamma$ -квантов. Рассеиваясь на электроне,  $\gamma$ -квант теряет часть энергии и меняет направление своего движения. На расстоянии  $x$  от внешней поверхности плотность потока первичных  $\gamma$ -квантов ослабляется до величины  $\phi(x)$ . В тонком слое мишени  $dx$  плотность потока  $\gamma$ -квантов уменьшается от  $\phi(x)$  до  $\phi(x+dx)$ . Так как слой тонкий, то плотности потока  $\phi(x)$  и  $\phi(x+dx)$  мало отличаются. При таком условии число взаимодействий  $\gamma$ -квантов с веществом в тонком слое пропорционально плотности потока  $\phi(x)$  на поверхности слоя и толщине слоя  $dx$ :

$$d\phi = -\mu\phi dx. \quad (5.6)$$

Знак минус в правой части уравнения показывает, что в слое  $dx$  плотность потока  $\gamma$ -квантов уменьшается на  $d\phi$ . Коэффициент пропорциональности  $\mu$  называют *полным линейным коэффициентом ослабления*. Он имеет размерность  $m^{-1}$  и численно равен доле моноэнергетических  $\gamma$ -квантов, выбывающих из параллельного лучка на единице пути излучения в веществе. Величина  $\mu$  зависит от плотности и порядкового номера вещества, а также от энергии  $\gamma$ -квантов:

$$\mu = \mu(\rho, Z, E_\gamma).$$

В § 4.3 было рассмотрено решение дифференциального уравнения, аналогичного (5.6). Обозначив  $\phi_0$  плотность потока  $\gamma$ -кван-

тов на поверхности мишени, запишем закон ослабления параллельного моноэнергетического пучка первичных  $\gamma$ -квантов в веществе:

$$\varphi(x) = \varphi_0 e^{-\mu x}. \quad (5.7)$$

Величина  $\mu$  равна обратной толщине вещества  $1/d$ , где  $d$  — толщина вещества, ослабляющая плотность потока  $\gamma$ -квантов в  $e=2.72$  раза. Более удобной величиной для практического применения является слой половинного ослабления  $d_{1/2}$ . Он равен слою вещества, ослабляющему плотность потока  $\varphi$  в два раза. Величины  $\mu$  и  $d_{1/2}$  связаны так же, как период полураспада с постоянной распада:

$$\mu = 0,693/d_{1/2}.$$

Полный линейный коэффициент ослабления пропорционален плотности вещества. Если разделить  $\mu$  на плотность вещества, то получим *массовый коэффициент ослабления*  $\mu_m = \mu/\rho$ , который измеряют в квадратных метрах на килограмм ( $\text{м}^2/\text{кг}$ ). Он численно равен доле моноэнергетических  $\gamma$ -квантов, выбывающих из пучка при прохождении слоя мишени толщиной  $1 \text{ кг}/\text{м}^2$ . Коэффициент  $\mu_m$  зависит от порядкового номера вещества и энергии  $\gamma$ -квантов:

$$\mu_m = \mu_m(Z, E_\gamma).$$

После замены  $\mu = \mu_m \rho$  закон ослабления (5.7) переписется в виде

$$\varphi(x) = \varphi_0 e^{-\mu_m M_x}, \quad (5.8)$$

где  $M_x = \rho x$  — масса мишени площадью  $1 \text{ м}^2$  и толщиной  $x$ .

**Пример.** Рассчитать: а) слой половинного ослабления параллельного пучка  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma = 1 \text{ МэВ}$  для свинца ( $Z = 82$ ) и алюминия ( $Z = 13$ ); б) массы свинца и алюминия (в килограммах на квадратный метр), ослабляющих пучок в два раза.

Полные линейные коэффициенты ослабления:  $\mu_{\text{Pb}} = 80 \text{ м}^{-1}$ ,  $\mu_{\text{Al}} = 15 \text{ м}^{-1}$ , плотности:  $\rho_{\text{Pb}} = 11\,340 \text{ кг}/\text{м}^3$ ,  $\rho_{\text{Al}} = 2700 \text{ кг}/\text{м}^3$ .

Слой половинного ослабления:

для свинца

$$d_{1/2} = 0,693/\mu_{\text{Pb}} = 0,693/80 \approx 8,65 \cdot 10^{-3} \text{ м.}$$

для алюминия

$$d_{1/2} = 4,6 \cdot 10^{-2} \text{ м.}$$

Массовый коэффициент ослабления:

для свинца

$$\mu_m = \mu/\rho = 80/11\,340 \approx 7 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{кг},$$

для алюминия

$$\mu_m = 5,55 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{кг}.$$

Масса мишени из свинца, ослабляющей поток в два раза,

$$\mu_{\text{Pb}} = \rho_{\text{Pb}} d_{1/2} = 11\,340 \cdot 8,65 \cdot 10^{-3} = 98,7 \text{ кг}/\text{м}^2,$$

из алюминия

$$M_{\text{Al}} = 12,4 \text{ кг}/\text{м}^2.$$

Убыль  $\gamma$ -квантов из пучка обуславливается тремя основными независимыми процессами: фотоэффектом, комптон-эффектом и эффектом образования пар. Каждый из этих эффектов характеризует взаимодействие  $\gamma$ -квантов соответственно с атомами, электронами и ядрами. Вследствие этого и полный линейный коэффициент ослабления равен сумме трех независимых линейных коэффициентов: фотоэлектрического поглощения  $\mu_{\text{ф}}$ , комптоновского взаимодействия  $\mu_{\text{к}}$  и эффекта образования пар  $\mu_{\text{п}}$ :

$$\mu = \mu_{\text{ф}} + \mu_{\text{к}} + \mu_{\text{п}}$$

Каждый из трех линейных коэффициентов зависит по-разному от порядкового номера и энергии  $\gamma$ -квантов.

**Фотоэффект.** Фотоэффектом называют такое взаимодействие  $\gamma$ -кванта с атомом, при котором  $\gamma$ -квант поглощается (исчезает), а атом испускает электрон. Одна часть энергии  $\gamma$ -кванта,  $E_{\gamma}$ , расходуется на разрыв связи электрона с ядром, другая преобразуется в кинетическую энергию электрона  $E_e$ :

$$E_{\gamma} = E_e + \epsilon_e^{(n)}$$

Фотоэффект происходит только в том случае, когда энергия  $\gamma$ -кванта больше энергии связи электрона  $\epsilon_e^{(n)}$  в  $n$ -й оболочке атома.

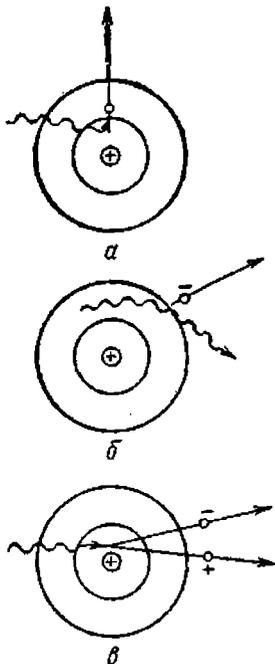


Рис. 5.5. Основные типы взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом:

а — фотоэффект; б — комптон-эффект; в — эффект образования пар

Например, если энергия  $\gamma$ -кванта меньше энергии связи электрона в  $K$ -оболочке, но больше, чем в  $L$ -оболочке, то фотоэффект может идти на всех оболочках атома, кроме  $K$ -оболочки.

Фотоэлектрон движется почти перпендикулярно к направлению распространения поглощенного  $\gamma$ -кванта (рис. 5.5). Движе-

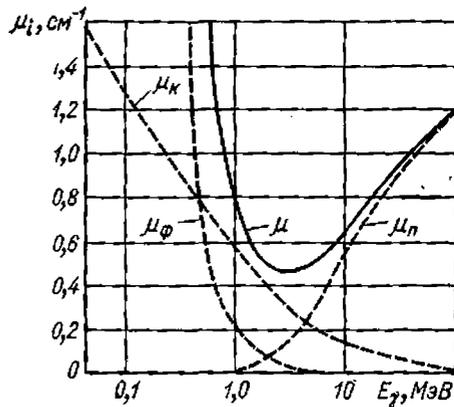


Рис. 5.6. Зависимость коэффициентов линейного ослабления от энергии  $\gamma$ -квантов для свинца:

$\mu$  — полного;  $\mu_{\text{ф}}$  — фотоэлектрического поглощения;  $\mu_{\text{к}}$  — комптоновского взаимодействия;  $\mu_{\text{п}}$  — эффекта образования пар

ние фотоэлектрона близко к направлению электрической напряженности электромагнитного поля. Это показывает, что фотоэлектрон вырывается из атома электрическими силами.

Фотоэлектрическое поглощение  $\gamma$ -квантов на  $n$ -й оболочке уменьшается с ростом энергии  $\gamma$ -квантов. Оно максимально при энергии  $E_\gamma$ , близкой к энергии связи  $\epsilon_e^{(n)}$ . При энергии  $E_\gamma \gg \epsilon_e^{(n)}$  вероятность фотоэлектрического поглощения в  $n$ -й оболочке снижается в тысячи раз. Отметим, что свободный электрон не может поглотить  $\gamma$ -квант, так как в таком процессе нарушаются законы сохранения энергии и импульса.

Линейный коэффициент фотоэлектрического поглощения  $\mu_\phi$  пропорционален отношению  $Z^3/E_\gamma^{3,5}$ . На рис. 5.6 приведена зависимость коэффициента  $\mu_\phi$  для свинца от энергии  $\gamma$ -кванта. Коэффициент  $\mu_\phi$  резко уменьшается с увеличением энергии, и при  $E_\gamma > 10$  МэВ в свинце практически не возникают фотоэлектроны.

**Комптон-эффект.** На атомных электронах происходит рассеяние  $\gamma$ -квантов, называемое *комптон-эффектом*. Взаимодействие  $\gamma$ -квантов с электроном в комптон-эффекте представляется как столкновение двух упругих шариков (см. рис. 5.5) с массами  $m_\gamma = hv/c^2$  и  $m_e$ . В каждом упругом столкновении  $\gamma$ -квант передает часть своей энергии электрону и рассеивается. Поскольку рассеяние  $\gamma$ -квантов зависит от плотности атомных электронов  $N_e \sim Z$ , то и комптон-эффект определяется порядковым номером  $Z$  вещества. Рассеяние  $\gamma$ -квантов происходит главным образом на слабосвязанных электронах внешних оболочек атомов. Линейный коэффициент комптоновского взаимодействия  $\mu_k$  пропорционален отношению  $Z/E_\gamma$ . Поэтому с увеличением энергии доля рассеянных  $\gamma$ -квантов уменьшается.

Комптон-эффект в свинце (см. рис. 5.6) начинает преобладать над фотоэффектом в энергетической области  $E_\gamma > 0,5$  МэВ. Уменьшение коэффициента  $\mu_k$  с энергией более плавное, чем коэффициента  $\mu_\phi$ . В области энергий  $E_\gamma > 0,5$  МэВ в свинце образуется больше комптон-электронов, чем фотоэлектронов. Комптон-эффект становится незначительным при энергиях свыше 50—100 МэВ.

**Эффект образования пар.**  $\gamma$ -Квант в поле ядра может образовывать пару частиц: электрон и позитрон (см. рис. 5.5). Вся энергия  $\gamma$ -кванта преобразуется в энергию покоя электрона и позитрона  $2m_e c^2$ , их кинетическую энергию  $E_{e^+}$ ,  $E_{e^-}$  и кинетическую энергию ядра  $E_n$ :

$$hv = 2m_e c^2 + E_{e^-} + E_{e^+} + E_n.$$

Пара частиц возникает только в том случае, когда энергия  $\gamma$ -кванта превышает удвоенную массу покоя электрона, равную 1,02 МэВ. Вне поля ядра  $\gamma$ -кванту запрещено превращаться в пару частиц, так как в этом случае не выполняется закон сохранения

ния импульса. Например,  $\gamma$ -квант с энергией 1,02 МэВ энергетически может породить электрон и позитрон. Однако их импульс будет равен нулю, тогда как импульс  $\gamma$ -кванта равен  $h\nu/c$ .

В поле ядра импульс и энергия  $\gamma$ -кванта распределяются между электроном, позитроном и ядром без нарушений законов сохранения энергии и импульса. Масса ядра несравненно больше массы электрона и позитрона, поэтому ядро получает пренебрежимо малую долю энергии. Практически вся энергия  $\gamma$ -кванта преобразуется в энергию электрона и позитрона.

Линейный коэффициент эффекта образования пар  $\mu_p$  пропорционален  $Z^2 \ln E_\gamma$ . Эффект образования пар заметен в тяжелых веществах при больших энергиях  $\gamma$ -квантов. Коэффициент  $\mu_p$  становится отличным от нуля при пороговой энергии  $E_\gamma = 1,02$  МэВ. С увеличением энергии коэффициент  $\mu_p$  резко растет. Начиная с энергии 10 МэВ основное поглощение  $\gamma$ -квантов происходит за счет эффекта образования пар.

Полный линейный коэффициент ослабления  $\mu$  как сумма трех коэффициентов  $\mu_f$ ,  $\mu_n$  и  $\mu_p$  с увеличением энергии сначала уменьшается (см. рис. 5.6), принимая минимальное значение при энергии 3 МэВ, а затем увеличивается.

Такой ход кривой объясняется тем, что при низких энергиях зависимость  $\mu(E_\gamma)$  обуславливается фотоэффектом и комптон-эффектом, а уже при энергиях, больших 3 МэВ, в коэффициент  $\mu$  основной вклад дает эффект образования пар. Свинец наиболее прозрачен для  $\gamma$ -квантов с энергией около 3 МэВ. Аналогичная зависимость коэффициента  $\mu(E_\gamma)$  наблюдается и для других тяжелых элементов.

**Коэффициент передачи энергии излучения.** Энергия  $\gamma$ -излучения, взаимодействующего с веществом, преобразуется в кинетическую энергию электронов и энергию вторичного  $\gamma$ -излучения (рентгеновское излучение после фотоэффекта, рассеянные  $\gamma$ -кванты в комптон-эффекте, аннигиляционное излучение). Вследствие этого коэффициент  $\mu$  представляют суммой

$$\mu = \mu_a + \mu_s.$$

Коэффициент  $\mu_a$  называют *линейным коэффициентом передачи энергии излучения*. Он равен доле энергии  $\gamma$ -излучения, переданной освобожденным электронам в слое вещества единичной толщины. Коэффициент  $\mu_s$ , равный доле энергии  $\gamma$ -излучения, преобразованной в энергию вторичного  $\gamma$ -излучения в единичном слое вещества, называют *линейным коэффициентом рассеяния*. Коэффициент  $\mu_a$  имеет большое значение в дозиметрии излучений (см. § 5.6), так как поглощенная доза излучения пропорциональна интенсивности излучения и коэффициенту  $\mu_a$  вещества. Для воздуха массовый коэффициент передачи энергии (табл. 5.1) мало изменяется в энергетическом интервале от 0,2 до 1,5 МэВ.

В дозиметрии  $\gamma$ -излучений сложные вещества характеризуют эффективным порядковым номером  $Z_{эф}$ . Он равен порядковому

номеру такого условного элемента, для которого коэффициент передачи энергии излучения, рассчитанный на один электрон элемента, не отличается от такого же коэффициента вещества. Так, значения  $Z_{эф}$  воды, воздуха и живой ткани мало различаются и близки к 7,5.

Таблица 5.1

Массовый коэффициент передачи энергии для воздуха

$E_{\gamma}$ , МэВ	$\mu_{ам}$ , м <sup>2</sup> /кг	$E_{\gamma}$ , МэВ	$\mu_{ам}$ , м <sup>2</sup> /кг	$E_{\gamma}$ , МэВ	$\mu_{ам}$ , м <sup>2</sup> /кг
0,05	0,384	0,40	0,296	4,0	0,194
0,08	0,236	0,60	0,296	6,0	0,172
0,10	0,233	1,0	0,280	8,0	0,160
0,15	0,251	1,5	0,256	10,0	0,153
0,30	0,288	3,0	0,211		

**Ослабление расстоянием.** Ослабление плотности потока первичных  $\gamma$ -квантов происходит не только веществом. Если поместить точечный источник в вакуум, то плотность потока  $\gamma$ -квантов будет изменяться с увеличением расстояния от источника. К точечным принято относить источники, размеры которых более чем в четыре раза меньше расстояния от источника до точки наблюдения.

Пусть источник, расположенный в вакууме, испускает изотропно (равномерно по всем направлениям)  $Q$   $\gamma$ -квантов в секунду. Общее число  $\gamma$ -квантов сохраняется на любом расстоянии от источника. Поэтому плотность потока  $\gamma$ -квантов  $\varphi(r)$  на расстоянии  $r$  от источника на поверхности сферы  $S=4\pi r^2$

$$\varphi(r) = Q/4\pi r^2.$$

Отношение плотностей потоков  $\gamma$ -квантов на сферических поверхностях радиусами  $r=R$  и  $r=1$  см

$$\varphi(R)/\varphi_0 = 1/R^2, \quad (5.9)$$

где  $\varphi_0$  — плотность потока  $\gamma$ -квантов на расстоянии  $r=1$  см от источника. По мере удаления от точечного источника плотность потока  $\gamma$ -квантов в вакууме ослабляется по закону  $1/R^2$ .

Если точечный источник помещен в вещество, то на ослабление плотности потока моноэнергетических  $\gamma$ -квантов и их интенсивности влияют и взаимодействие с веществом, и увеличение расстояния:

$$\varphi(R) = \varphi_0 e^{-\mu R}/R^2. \quad (5.10)$$

**Фактор накопления.** Законы, выраженные формулами (5.7) и (5.10), справедливы при рассмотрении ослабления веществом первичного  $\gamma$ -излучения. Они не учитывают вклад в интенсивность рассеянного излучения.

Рассеянные  $\gamma$ -кванты после многократных столкновений с электронами могут выйти из вещества. В точку  $A$  (рис. 5.7) после защитного слоя попадают как первичные, так и рассеянные  $\gamma$ -кванты. Поэтому суммарная интенсивность излучения в точке  $A$  складывается из интенсивностей первичного  $I_n$  и рассеянного  $I_p$  излучений:

$$I = I_n + I_p.$$

Отношение суммарной интенсивности к интенсивности первичного излучения называют *фактором накопления  $B$* . Он учитывает вклад в интенсивность излучения рассеянных  $\gamma$ -квантов:

$$B = I / I_n.$$

Интенсивность и плотность потока первичного излучения пропорциональны. Поэтому из последнего соотношения и законов ослабления (5.7) и (5.10) следует

$$I(R) = BI_n e^{-\mu R} / R^n.$$

Показатель степени  $n$  равен нулю для плоского и двум для точечного источников  $\gamma$ -квантов.

Рис. 5.7. Схема прохождения коллимированного пучка  $\gamma$ -квантов через слой вещества

Фактор накопления обычно измеряют экспериментально. Он зависит от геометрии источника, энергии первичных  $\gamma$ -квантов, поглощающих свойств вещества и его толщины. В таблицах фактор накопления приводят для каждой геометрии источника как функцию от произведения  $\mu\delta$ , где  $\delta$  — толщина защитного слоя. Так, фактор накопления  $B$  в свинце, окружающем точечный источник  $\gamma$ -квантов с энергией 1 МэВ, изменяется от 1,35 ( $\mu\delta=1$ ) до 5,25 ( $\mu\delta=20$ ).

### § 5.6. ДОЗЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

При работе на атомных установках и с радиоактивными веществами человек подвергается внешнему облучению  $\gamma$ -квантами, нейтронами, электронами и другими частицами. Ионизация, возникающая при взаимодействии излучения с живой тканью, оказывает биологическое воздействие на человеческий организм.

Степень облучения вещества количественно характеризуют *поглощенной дозой излучения* (кратко — дозой излучения, дозой), которая равна энергии излучения, поглощаемой 1 кг вещества. За единицу дозы излучения принят 1 рад. Он равен дозе излучения, при которой в 1 кг вещества поглощается энергия, равная  $10^{-2}$  Дж. В СИ принята единица дозы излучения *грей*: 1 Гр = 100 рад.

Измерить дозу  $\gamma$ -излучения непосредственно в живой ткани практически невозможно. Однако поглощение  $\gamma$ -излучения в веществе, в том числе и в ткани, зависит от эффективного порядко-

вого номера  $Z_{эф}$ . Вещества, мало отличающиеся по значению  $Z_{эф}$  от ткани, называют тканеэквивалентными. Их используют для измерения дозы  $\gamma$ -излучения в ткани.

Наиболее просто измерять дозу  $\gamma$ -излучения по ионизации, создаваемой в тканеэквивалентном веществе — воздухе. Известно, что на ионизацию молекулы воздуха расходуется около 36 эВ энергии излучения. Измеряя ионизацию воздуха, легко рассчитать дозу излучения.

В связи с измерением дозы  $\gamma$ -излучения по ионизации в практической дозиметрии используют *экспозиционную дозу излучения*. Ее единица — *рентген (Р)* — равна дозе рентгеновского или  $\gamma$ -излучения, при которой в 1 см<sup>3</sup> воздуха при 0°C и давлении 760 мм рт. ст. образуются ионы, несущие заряд каждого знака, равный  $3,33 \cdot 10^{-10}$  Кл. В пересчете на поглощенную дозу в воздухе 1 Р = 0,89 рад, в живой ткани 1 Р = 0,93 рад. Доза 1 Р немного меньше дозы 1 рад. Однако экспозиционная доза практически удобна, так как ионизацию воздуха легко измерить с помощью ионизационной камеры.

Таблица 5.2

Коэффициент качества излучений

Вид излучения	КК	Вид излучения	КК
Рентгеновское и $\gamma$	1	Нейтроны с энергией:	
$\beta$	1	5 кэВ	2,5
$\alpha$ ( $E_\alpha \leq 10$ МэВ)	10	20 кэВ	5
Протоны ( $E_p \leq 10$ МэВ)	10	100 кэВ	8
Тяжелые ядра отдачи	20	500 кэВ	10
Тепловые нейтроны	3	1 МэВ	10,5
		5 МэВ	7,0
		10 МэВ	6,5

Биологический эффект воздействия излучения на живую ткань зависит не только от ионизации, но и от удельной ионизации. Дозы протонов,  $\alpha$ -частиц и нейтронов оказывают значительно больший биологический эффект, чем равные им дозы рентгеновского и  $\gamma$ -излучений.

Биологический эффект излучений при хроническом (профессиональном) облучении всего тела учитывают *коэффициентом качества* излучения КК (табл. 5.2). Он показывает, во сколько раз данный вид излучения производит больший биологический эффект, чем  $\gamma$ -излучение, при равных дозах обоих излучений.

Произведение поглощенной дозы  $D$  данного вида излучения на его коэффициент качества КК называют *эквивалентной дозой*:

$$D_3 = KKD.$$

Единица эквивалентной дозы — *биологический эквивалент рада* (бэр). Он равен дозе любого вида излучения, которая вызывает тот же биологический эффект, что и доза в 1 рад рентгеновского и  $\gamma$ -излучений.

Дозу излучения, отнесенную к единице времени, называют *мощностью дозы*. Если за интервал времени от  $t_1$  до  $t_2$  среда получила дозу  $D$ , то средняя мощность дозы

$$P = D / (t_2 - t_1).$$

Биологическое действие излучения на организм зависит и от мощности дозы. При одинаковой дозе излучения биологический эффект возрастает с уменьшением интервала времени  $t_2 - t_1$ . Поэтому в рабочих помещениях ядерных установок контролируют не только дозу излучения, но и мощность дозы излучения.

Для персонала, работающего в поле излучения, установлена *предельно допустимая доза* (ПДД). Она выбрана из условия, чтобы годовой уровень облучения при равномерном накоплении дозы в течение 50 лет не вызывал неблагоприятных изменений в состоянии здоровья облученного и его потомства. Из такого условия установлена ПДД, равная 5 бэр/год или 100 мбэр за рабочую неделю.

Предельно допустимая мощность дозы

$$P_{п.д} = 100 / t \text{ мбэр/ч,}$$

где  $t$  — продолжительность рабочей недели, ч. Если  $t = 36$  ч, то  $P_{п.д} = 2,8$  мбэр/ч.

Предельно допустимые дозы внутреннего облучения установлены на основании тех же принципов, что и предельно допустимые дозы для внешнего облучения. Биологический эффект от внутреннего источника зависит от химических свойств вещества, периода полураспада, вида испускаемого излучения и его энергии. Химические свойства определяют распределение радиоактивных атомов в организме и время вывода их из организма. Для проведения контроля содержания радиоактивных веществ в воздухе рабочих помещений, в атмосферном воздухе и в воде установлены среднегодовые допустимые концентрации (СДК) радиоактивного вещества. СДК определяет годовое предельно допустимое поступление (ПДП) радиоактивного вещества в организм человека. При постоянной концентрации радиоактивного вещества в воздухе рабочих помещений ПДП (мкКи/год) и СДК (Ки/л) связаны соотношением

$$\text{ПДП} = 2,5 \cdot 10^{12} \text{ СДК.}$$

СДК зависит от свойств радиоактивного вещества. Так, в воздухе рабочих помещений СДК  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{135}\text{I}$  соответственно равны  $1,7 \cdot 10^{-15}$  и  $1,0 \cdot 10^{-10}$  Ки/л. В атмосферном воздухе и воде СДК на несколько порядков меньше, чем в воздухе рабочих помещений.

Чтобы снизить дозу излучения до ПДД, вокруг источника устанавливают радиационную защиту. Иначе ее называют защитным экраном (экраном). В состав радиационной защиты входят вещества — сильные поглотители излучения. Радиоактивные вещества из воздуха удаляют через систему вентиляции рабочих помещений.

### § 3.7. ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСТОЧНИКОВ $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЯ

В радиоактивном веществе после  $\alpha$ - и  $\beta$ -распадов дочерние ядра могут образовываться в возбужденном состоянии. Такое вещество является источником  $\gamma$ -излучения ( $\gamma$ -источником). К характеристикам  $\gamma$ -источников относятся: период полураспада, активность и спектр  $\gamma$ -квантов ( $\gamma$ -спектр). Источники испускают  $\gamma$ -кванты с дискретным (линейчатым) спектром. В нем насчитывается от одной до нескольких десятков линий. Так, в  $\gamma$ -спектре  $^{226}\text{Ra}$ , находящегося в радиоактивном равновесии с основными дочерними продуктами распада, выделено около 50 линий. В большинстве сложных  $\gamma$ -спектров есть несколько наиболее интенсивных  $\gamma$ -линий. Так, в  $\gamma$ -спектре  $^{226}\text{Ra}$  отмечается шесть таких линий в интервале энергий  $E = 0,3 - 1,76$  МэВ, в  $\gamma$ -спектре  $^{24}\text{Na}$  — две  $\gamma$ -линии с энергиями 1,37 и 2,75 МэВ.

$\gamma$ -Источники имеют небольшие размеры  $d$ . На расстояниях  $r \geq 4d$  с хорошим приближением можно считать  $\gamma$ -источник точечным и при решении задач не учитывать его размеры  $d$ . Кроме того, точечные  $\gamma$ -источники относятся к изотропным источникам, испускающим  $\gamma$ -кванты с одинаковой вероятностью по всем направлениям.

Радиоактивное вещество заключают в герметичную металлическую ампулу, стенки которой изменяют спектр  $\gamma$ -излучения. Стенки ампулы, а также материалы, используемые для поглощения части  $\gamma$ -линий, называют *фильтрами*.

Мощность экспозиционной дозы в воздухе от точечного изотропного источника характеризуется *ионизационной  $\gamma$ -постоянной*  $K_\gamma$ . Она численно равна мощности экспозиционной дозы (Р/ч) нефльтрованного  $\gamma$ -излучения от точечного изотропного  $\gamma$ -источника активностью 1 мКи на расстоянии 1 см от него. Величину  $K_\gamma$  выражают в единицах  $\text{Р} \cdot \text{см}^2 / (\text{ч} \cdot \text{мКи})$ . Ее находят по известной диаграмме распада радиоактивного ядра или измеряют экспериментально и приводят в справочниках (табл. 5.3).

Таблица 5.3

Ионизационные  $\gamma$ -постоянные и  $\gamma$ -эквиваленты для некоторых радиоактивных веществ

Вещество	$T_{1/2}$	$K_\gamma \cdot \frac{\text{Р} \cdot \text{см}^2}{\text{ч} \cdot \text{мКи}}$	$\gamma$ -Эквивалент 1 мКи вещества, мг-экв Ra
$^{24}\text{Na}$	14,9 ч	18,55	2,20
$^{60}\text{Co}$	5,27 года	12,93	1,54
$^{75}\text{Se}$	127 дней	1,84	0,23
$^{134}\text{Cs}$	2,2 года	8,58	1,02
$^{226}\text{Ra}$	1622 года	9,36	1,11

Фильтрация  $\gamma$ -излучения уменьшает значение  $K_\gamma$  до  $K_\gamma(\delta)$ , где  $\delta$  — толщина фильтра. В расчетах изменение величины  $K_\gamma$  учитывается поправочным множителем  $\kappa$ , меньшим единицы, т. е.  $K_\gamma(\delta) =$

$= \kappa K_{\gamma}$ . Для свинцовых, железных и алюминиевых ампул толщиной 0,1—0,3 см значение  $\kappa$  лежит в пределах 0,85—0,98 при энергии  $\gamma$ -квантов  $E_{\gamma} > 1$  МэВ. Использование справочных значений  $K_{\gamma}$  для нефльтрованного  $\gamma$ -излучения дает некоторый запас по мощности дозы на рабочем месте и по толщине радиационной защиты.

Величина  $K_{\gamma}$  значительно упрощает расчет мощности экспозиционной дозы  $P(R)$  на расстоянии  $R$  от незащищенного точечного  $\gamma$ -источника. Так как интенсивность  $\gamma$ -излучения, согласно формуле (5.9), пропорциональна  $1/R^2$ , то

$$P(R) = aK_{\gamma}/R^2, \quad (5.11)$$

где  $P(R)$  — мощность экспозиционной дозы, Р/ч;  $a$  — активность  $\gamma$ -источника, мКи;  $R$  — расстояние от  $\gamma$ -источника, см.

В дозиметрии  $\gamma$ -источники часто сравнивают по ионизации воздуха. Два радиоактивных вещества, создающих при тождественных условиях измерения одну и ту же мощность экспозиционной дозы, имеют одинаковый  $\gamma$ -эквивалент.  $\gamma$ -Эквивалент измеряют в миллиграмм-эквивалентах радия (мг-эquiv. Ra). Эта единица равна такому количеству радиоактивного вещества,  $\gamma$ -излучение которого при данной фильтрации и тождественных условиях измерения создает такую же мощность экспозиционной дозы, что и  $\gamma$ -излучение 1 мг радия Государственного эталона радия СССР при платиновом фильтре толщиной 0,5 мм.

Мощность экспозиционной дозы от точечного источника с  $\gamma$ -эквивалентом 1 мг-эquiv Ra на расстоянии 1 см равна 8,4 Р/ч.  $\gamma$ -Эквивалент вещества  $m$  (мг-эquiv Ra) связан с его активностью  $a$  (мКи) и величиной  $K_{\gamma}$  [Р·см<sup>2</sup>/(ч·мКи)] соотношением  $m = aK_{\gamma}/8,4$ . Заменим в формуле (5.11)  $aK_{\gamma} = 8,4 m$ :

$$P(R) = 8,4m/R^2, \quad (5.12)$$

где  $P(R)$  — мощность экспозиционной дозы, Р/ч;  $m$  —  $\gamma$ -эквивалент вещества, мг-эquiv Ra;  $R$  — расстояние от вещества в воздухе, см.

**Пример.** На каком расстоянии  $R$  от точечного источника  $^{60}\text{Co}$  массой  $10^{-6}$  г за шестичасовой рабочий день доза равна ПДД? Рассчитать  $\gamma$ -эквивалент вещества.

Количество атомов в  $10^{-6}$  г  $^{60}\text{Co}$  по формуле (1.1):

$$N = \frac{1,0 \cdot 10^{-6}}{60} \cdot 6,02 \cdot 10^{23} = 1,0 \cdot 10^{16} \text{ атомов.}$$

Активность кобальта ( $T_{1/2} = 5,27$  года)

$$a = \lambda N = \frac{0,693}{5,27 \cdot 3,15 \cdot 10^7} \cdot \frac{1,0 \cdot 10^{16}}{3,7 \cdot 10^7} = 1,13 \text{ мКи.}$$

Предельно допустимая мощность дозы при шестичасовом рабочем дне  $P_{п.д} = 2,8 \cdot 10^{-3}$  бэр/ч. Так как  $K_{\gamma} (^{60}\text{Co}) = 12,93$  Р·см<sup>2</sup>/(ч·мКи), то по формуле (5.11)

$$R = \sqrt{aK_{\gamma}/R_{п.д}} = \sqrt{1,13 \cdot 12,93 / 2,8 \cdot 10^{-3}} \approx 72 \text{ см.}$$

$\gamma$ -Эквивалент вещества

$$m = aK_{\gamma}/8,4 = 1,13 \cdot 12,93 / 8,4 \approx 1,74 \text{ мг-эquiv Ra.}$$

### § 3.8. РАСЧЕТ РАДИАЦИОННОЙ ЗАЩИТЫ ОТ ТОЧЕЧНОГО $\gamma$ -ИСТОЧНИКА

Экспозиционную дозу от точечного  $\gamma$ -источника снижают на рабочем месте до ПДД несколькими способами: увеличением расстояния между источником и рабочим местом, помещением источника в защитный экран (радиационную защиту), сокращением продолжительности рабочего дня и т. д.

Толщину защитного экрана довольно просто рассчитать по кратности ослабления с помощью универсальных таблиц и справочников по защите от ионизирующих излучений (табл. 5.4).  
Таблица 5.4

Толщина защитных экранов, см

Кратность ослабления	Свинец ( $\rho=11,34$ г/см <sup>3</sup> ) при $E_{\gamma}$ равной			Железо ( $\rho=7,89$ г/см <sup>3</sup> ) при $E_{\gamma}$ равной			Бетон ( $\rho=2,3$ г/см <sup>3</sup> ) при $E_{\gamma}$ равной		
	1 МэВ	2 МэВ	3 МэВ	1 МэВ	2 МэВ	3 МэВ	1 МэВ	2 МэВ	3 МэВ
2	1,3	2,0	2,1	3,3	3,9	4,4	12,9	14,1	15,3
10	3,8	5,9	6,5	8,5	11,0	12,2	29,9	37,7	43,4
10 <sup>2</sup>	7,0	11,3	12,2	14,5	19,5	22,1	50,5	65,7	77,5
10 <sup>3</sup>	10,2	16,5	18,0	20,5	27,5	31,7	70,4	92,7	110,9
10 <sup>4</sup>	13,3	21,3	23,5	26,0	35,5	40,9	89,2	118,6	143,2
10 <sup>5</sup>	16,5	26,2	28,9	31,5	43,2	50,0	106,8	144,4	173,8
10 <sup>6</sup>	19,5	31,0	34,3	37,0	50,6	58,8	124,4	171,4	205,4

Кратность ослабления  $K_0$  показывает, во сколько раз необходимо уменьшить рассчитанную или измеренную мощность экспозиционной дозы  $P$  до заданной мощности экспозиционной дозы  $P_1$ , т. е.

$$K_0 = P/P_1.$$

По известным кратностям ослабления энергии  $\gamma$ -излучения из универсальных таблиц (см. табл. 5.4) находят толщину защитного экрана  $\delta$ .

Часто толщину защитного экрана выражают в килограммах на квадратный метр:

$$\delta_m = \rho \delta. \quad (5.13)$$

**Пример.** Рассчитать толщину свинцового экрана, обеспечивающего предельно допустимые условия работы персонала с точечным источником  $^{60}\text{Co}$  ( $\gamma$ -эквивалент  $m=400$  мг-экв. Ra) на расстоянии 1 м при длительности рабочей недели 30 ч.

Мощность экспозиционной дозы по формуле (5.12)

$$P = 8,4m/R^2 = 8,4 \cdot 400/10^4 = 0,336 \text{ Р/ч.}$$

Мощность предельно допустимой дозы

$$P_{п.д} = 100/t = 100/30 = 3,3 \text{ мбэр/ч.}$$

Кратность ослабления

$$K_0 = P/P_{п.д} = 336/3,3 \approx 100.$$

Энергия  $\gamma$ -квантов источника  $^{60}\text{Co}$  равна примерно 1,25 МэВ. Методом интерполяции, по данным табл. 5.4, получим толщину свинцового экрана  $\delta \approx 8,1$  см.

По формуле (5.13) толщина

$$\delta_m = 11,34 \cdot 8,1 \approx 92 \text{ г/см}^2 = 9,2 \text{ кг/м}^2.$$

Толщину защитного экрана рассчитывают также по слою половинного ослабления  $d_{1/2}$ . Она равна толщине защиты, ослабляющей мощность экспозиционной дозы в два раза. Величина  $d_{1/2}$  изменяется с ростом толщины защиты, так как в мощность экспозиционной дозы дают вклад первичное и рассеянное  $\gamma$ -излучение. С увеличением толщины защиты  $d_{1/2}$  сначала растет, а затем уменьшается. Для приближенных расчетов толщины защиты часто используют среднее значение  $\bar{d}_{1/2}$ . Так, для источников  $^{226}\text{Ra}$  и  $^{60}\text{Co}$  значение  $\bar{d}_{1/2}$  свинца равно 1,3 см, железа — 2,2 см, бетона — 6,9 см.

Один слой половинного ослабления уменьшает мощность экспозиционной дозы в два раза, два слоя в  $2^2=4$  раза, а  $n$  слоев — в  $2^n=K_0$  раз. Для снижения мощности дозы в  $K_0$  раз по толщине защиты должно укладываться

$$n = \lg K_0 / \lg 2 \approx 3,32 \lg K_0$$

слоев половинного ослабления. Следовательно, толщина защиты

$$\delta = n \bar{d}_{1/2}.$$

**Пример.** В предыдущем примере найти толщину свинцового экрана. Слой половинного ослабления свинца  $\bar{d}_{1/2} = 1,3$  см.

Число слоев половинного ослабления

$$n = 3,32 \lg 10^2 = 6,64,$$

следовательно, толщина свинцового экрана

$$\delta = n \bar{d}_{1/2} = 6,64 \cdot 1,3 = 8,62 \text{ см.}$$

## РЕГИСТРАЦИЯ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

### § 6.1. ИОНИЗАЦИОННЫЕ МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Взаимодействие излучения с веществом сопровождается рядом эффектов: образованием ионов, испусканием фотонов, выделением тепла. Эти эффекты и используются для обнаружения излучения, измерения плотности потока частиц, интенсивности и спектра излучения. Работа многих измерительных приборов (детекторов) основана на способности излучений ионизировать молекулы. Под действием излучения в детекторе возникают пары ионов, каждая из которых состоит из положительного иона молекулы и электрона. Ионизацию вещества под действием излучения называют *первичной*. Заряженные частицы непосредственно ионизируют мо-

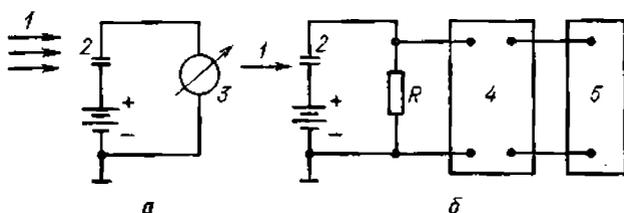


Рис. 6.1. Схема включения плоской ионизационной камеры в токовом (а) и импульсном (б) режимах:  
1 — поток частиц; 2 — ионизационная камера; 3 — микроамперметр; 4 — усилитель; 5 — регистратор

лекулы;  $\gamma$ -кванты сначала вырывают из молекул фотоэлектроны, комптон-электроны и образуют пары (электрон — позитрон), а затем эти электроны производят ионизацию в детекторе. Измеряя заряд в детекторе, находят характеристики излучения, проходящего через детектор."

Самыми распространенными детекторами излучения являются ионизационные камеры, пропорциональные счетчики и счетчики Гейгера — Мюллера. По принципу действия и конструкции эти детекторы сходны. Они представляют собой сосуды с двумя вмонтированными электродами, к которым приложено электрическое напряжение. Пространство между электродами заполнено сухим газом.

Для выяснения принципа работы газонаполненных детекторов рассмотрим работу и схему включения плоской ионизационной камеры. Этот детектор представляет собой плоский конденсатор, к обкладкам которого приложено напряжение  $U$  (рис. 6.1).

Сухой газ — хороший изолятор. Положение изменяется, если в газ попадает излучение. Оно ионизирует молекулы, и газ становится проводником электрического тока. Электрическая цепь за-

мыкается, и по ней течет электрический ток. Его можно непосредственно измерить микроамперметром (см. рис. 6.1,а), который показывает средний ток, протекающий через детектор. Такой детектор и его режим работы называют *токовыми*.

Если необходимо зарегистрировать каждую частицу, то используют *импульсный* детектор. Его включают в электрическую цепь, обеспечивающую импульсный режим работы детектора. Отдельная частица делает газ проводником на короткое время. На нагрузочном сопротивлении  $R$  (см. рис. 6.1,б) происходит изменение напряжения. Импульс напряжения подается на усилитель, который увеличивает амплитуду импульса в сотни и более раз. Затем усиленный импульс поступает в регистрирующую систему (регистратор). По скорости счета импульсов, равной числу зарегистрированных импульсов в единицу времени, и судят о плотности потока частиц в детекторе.

Импульсные детекторы применяют для измерения энергетических спектров частиц. При полном торможении частицы в ряде детекторов амплитуда импульса на нагрузочном сопротивлении  $R$  пропорциональна энергии частицы. Сортируя усиленные импульсы по амплитудам, находят распределение частиц по энергиям.

При регистрации излучения часто требуется выделить какое-либо явление из ряда других (движение быстрой частицы в определенном направлении и т. д.). Для этого используют схемы совпадений. К схеме подключают выходы от двух детекторов. Если частица пролетает через оба детектора, то на вход регистратора подается импульс напряжения. В схеме антисовпадений входные сигналы поступают также от двух детекторов. Однако схема срабатывает только тогда, когда на ее входы приходят импульсы напряжения от одного из детекторов.

## § 6.2. ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

Протекание ионизационного тока через газонаполненный детектор (газовый разряд) зависит от свойств газа, приложенного к электродам напряжения и формы электродов. Основную характеристику газового разряда — зависимость силы тока  $I$  от напряжения  $U$  при постоянной интенсивности излучения в детекторе — называют *вольт-амперной характеристикой* (рис. 6.2). При увеличении напряжения ток сначала растет, затем на некотором интервале напряжения он остается почти постоянным, после чего снова растет.

Проанализируем причины такого изменения тока. Так как в газовом промежутке есть электрическое поле, то возникающие ионы начинают двигаться к противоположно заряженным электродам. Скорость ионов  $v$  пропорциональна напряженности электрического поля  $E$ :  $v = uE$ . Коэффициент пропорциональности  $u$  называют *подвижностью ионов*. Он численно равен скорости ионов (м/с) при напряженности  $E = 1$  В/м и измеряется в единицах  $\text{м}^2/(\text{с} \cdot \text{В})$ . Подвижность ионов является характеристикой газонаполнителя. Чем больше подвижность ионов в газе, тем быстрее

собираются заряды на электродах. Молекулы электроотрицательных газов, таких, как галогены, захватывают электрон при столкновениях и образуют отрицательные ионы. В этих газах подвижность положительных и отрицательных ионов составляет  $(1-10) \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{с}\cdot\text{В})$ . Атомы электроположительных газов (аргон, гелий и др.) не поглощают электроны. В этих газах отрицательными ионами являются электроны, подвижность которых может достигать  $1,5 \text{ м}^2/(\text{с}\cdot\text{В})$ . Из сравнения подвижностей ионов следует, что сначала на аноде, называемом собирающим электродом, за короткий промежуток времени (около  $10^{-7} \text{ с}$ ) собираются электроны, а затем начинается медленный сбор тяжелых ионов: положительных — на катодe и отрицательных — на аноде.

При небольших напряжениях скорость направленного движения ионов мала и почти не влияет на перемещение ионов. В основном наблюдается хаотичное тепловое движение ионов. В результате многочисленных столкновений ионов с молекулами и между собой происходят два явления: рекомбинация и диффузия ионов.

Столкновение электронов и положительных ионов при небольших скоростях может заканчиваться рекомбинацией ионов, т. е. образованием электронейтральной молекулы. Скорость рекомбинации ионов зависит от плотности ионов в газе. Чем больше плотность электронов и положительных ионов и молекул, тем выше скорость рекомбинации ионов. Однако с увеличением скорости ионов их время взаимодействия, а вместе с ним и рекомбинация ионов уменьшаются.

Плотность ионов, образуемых излучением, неравномерна по объему газа. В одних частях она больше, в других — меньше. Вследствие различной плотности в газе и теплового движения ионы перемещаются из мест с большей плотностью в места с меньшей плотностью. Такое перемещение ионов по объему газа называют *диффузией ионов*.

Рекомбинация и диффузия ионов уменьшают ток через детектор, так как не все ионы попадают на электроды. Из двух этих явлений диффузия ионов в меньшей мере влияет на газовый разряд.

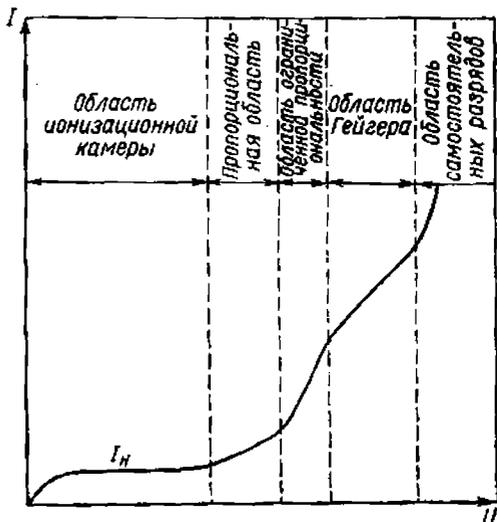


Рис. 6.2. Вольт-амперная характеристика газового разряда

При повышении напряжения на электродах диффузия и рекомбинация ионов уменьшаются и количество зарядов, попадающих на электроды, увеличивается. При определенном напряжении все первичные ионы собираются на электродах. Дальнейшее повышение напряжения практически не изменяет ток. Наступает состояние, при котором ток достигает насыщения, поэтому его и называют *током насыщения*  $I_n$ .

В области насыщения происходит упругое рассеяние ионов на молекулах газа. Кинетическая энергия, получаемая ионами от электрического поля, еще недостаточна для ионизации молекул. Однако при определенном напряжении (граница области насыщения) легкоподвижные электроны между двумя последовательными столкновениями ускоряются до такой кинетической энергии, которой хватает для ионизации молекул. Эту ионизацию называют *вторичной*. В последующих столкновениях электроны ионизируют другие молекулы и т. д. Возникает лавинообразный процесс размножения зарядов. Вследствие появления дополнительных зарядов в объеме газа ток увеличивается, и тем больше, чем выше напряжение. Это явление называют *газовым усилением*. Оно характеризуется *коэффициентом газового усиления*  $k$ , равным отношению заряда, собираемого на электродах, к первичному заряду.

В области насыщения тока  $k=1$ . В дальнейшем при увеличении напряжения  $U$  коэффициент  $k$  резко возрастает и зависит в некоторой области только от напряжения. Это значит, что каждому напряжению соответствует свой коэффициент  $k$  и что размножение зарядов при этом напряжении пропорционально первичному заряду. Область напряжений, в которой коэффициент  $k$  не зависит от первичного заряда, называют *областью пропорциональности*. В конце области пропорциональности коэффициент  $k$  достигает значений  $10^3$ — $10^4$ .

За область пропорциональности идет *область ограниченной пропорциональности*. Коэффициент газового усиления в этой области зависит и от напряжения, и от первичного заряда.

В определенной области напряжений  $U$  газовый разряд уже не зависит ни от первичного заряда, ни от вида излучения. Для начала газового разряда достаточно образования хотя бы одной пары ионов в газовом слое. Эту область напряжения называют *областью Гейгера*. Газовый разряд, возникающий под действием излучения в области Гейгера, не может прекратиться самостоятельно, и для его гашения используют ряд методов, о которых будет рассказано в дальнейшем. Область Гейгера заканчивается *областью самостоятельного газового разряда*.

В первой области и в области насыщения тока работают ионизационные камеры. Этот интервал напряжений иначе называют *областью ионизационной камеры*. В области пропорциональности работают пропорциональные счетчики, а в области Гейгера — счетчики Гейгера — Мюллера.

### § 6.3. ИОНИЗАЦИОННАЯ КАМЕРА

Ионизационная камера — один из самых распространенных детекторов. Ее применяют для измерения излучения всех видов. По конструкционному оформлению ионизационные камеры подразделяют на плоские, цилиндрические и шаровые.

В плоской камере электроды (пластины) разделены газовым слоем и заключены в корпус. Подводы напряжения к пластинам изолированы от корпуса камеры материалами, имеющими сопротивление  $10^9$ — $10^{14}$  Ом (янтарь, полиэтилен, текстолит, гетинакс и др.). Между плоскими электродами, к которым приложено напряжение  $U$ , возникает однородное электрическое поле напряженностью  $E=U/d$  ( $d$  — расстояние между пластинами). Однородность электрического поля нарушается вблизи краев пластин (краевой эффект). В этих частях объема камеры электрическое поле ослабляется. Поэтому доля собираемых на электродах ионов из краевых областей меньше, чем из центральных областей. Это один из недостатков плоской камеры, вследствие чего практически трудно установить ее рабочий объем, т. е. тот объем, из которого собираются на электродах все заряды первичной ионизации.

Сопротивление изоляторов  $R$ , используемых на практике, не превышает  $10^{14}$  Ом. Если ток, проходящий через камеру, равен  $10^{-10}$  А, то ток через изоляцию при  $R=10^{13}$  Ом и  $U=200$  В

$$I=U/R=2 \cdot 10^{-11} \text{ А.}$$

Показания измерительного прибора будут равны  $1,2 \cdot 10^{-10}$  А, и погрешность в измерении первичной ионизации составит 20%. По этой причине рабочее напряжение на электродах плоской камеры выбирают около начала области насыщения.

Одна из основных характеристик детектора — его чувствительность. Она показывает, какую минимальную первичную ионизацию можно зарегистрировать с помощью детектора. Для повышения чувствительности камеры необходимо увеличивать или объем детектора, или давление газа. В первом случае удлиняется путь заряженной частицы в объеме камеры, во втором уменьшается длина пробега заряженной частицы в газе. В обоих случаях растут количество ионных пар, образуемых частицей в объеме камеры, и сила тока. Плоские камеры могут регистрировать токи до  $10^{-12}$  А. Чувствительность больших камер ограничена космическим излучением, радиоактивными загрязнениями и т. п.

Вторая характеристика детектора — его эффективность. Она равна отношению числа частиц, регистрируемых детектором, к полному числу частиц, попадающих в объем детектора. Эффективность зависит от типа и конструкции детектора, от свойств частиц.

Цилиндрическая ионизационная камера (рис. 6.3) состоит из полого герметического цилиндра, по оси которого расположен металлический стержень — собирающий электрод. Высокое напря-

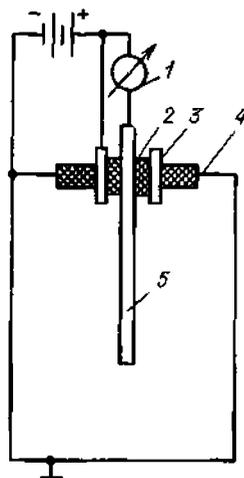


Рис. 6.3. Цилиндрическая ионизационная камера:

1 — микроамперметр; 2 — электроизоляция; 3 — охранный кольцо; 4 — корпус; 5 — собирающий электрод

жение подводят к собирающему электроду, а цилиндрический корпус заземляют. Высокочувствительные цилиндрические камеры регистрируют токи до  $10^{-13}$ — $10^{-15}$  А. Чтобы ток утечки был намного меньше  $10^{-15}$  А, высокое напряжение подают на собирающий электрод и охранный кольцо, установленное посередине электроизоляции. Напряжение между собирающим электродом и охранным кольцом близко к нулю, поэтому основная часть тока утечки протекает от охранный кольца к корпусу, минуя микроамперметр. Применение охранный кольца в значительной степени снижает требования к материалам электроизоляции и повышает точность измерения.

И наконец, третий тип ионизационных камер — шаровая. Корпус шаровой ионизационной камеры изготавливают из металла (алюминий, медь, сталь). В центре камеры расположен собирающий электрод — металлический шарик. Напряжение к металлическому шарiku подводят через стеклянный изолятор.

Ионизационные камеры в зависимости от назначения и конструкции могут работать в импульсном и токовом режимах. Импульсные камеры используют для регистрации отдельных тяжелых заряженных частиц (протонов,  $\alpha$ -частиц, осколков деления и т. д.). Удельная ионизация легких частиц (электронов, позитронов и др.) сравнительно мала, поэтому регистрация их импульсными камерами неэффективна.

Импульсные детекторы характеризуются разрешающим временем  $\tau_p$ . Оно равно минимальному интервалу времени, через который схема регистрирует отдельные импульсы на нагрузочном сопротивлении  $R$ .

По разрешающему времени легко рассчитать разрешающую способность импульсного детектора  $N_p = 1/\tau_p$ . Она равна максимальному числу частиц, регистрируемых импульсным детектором за 1 с.

Токовые камеры применяют для измерения средней интенсивности всех типов излучения, которая пропорциональна среднему току, текущему через камеру.

#### § 6.4. ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЙ СЧЕТЧИК

Импульсы напряжения на выходе из высокочувствительных ионизационных камер настолько незначительны, что для их регистрации приходится использовать мощные усилительные схемы. Пропорциональный счетчик выгодно отличается от ионизационной камеры тем, что начальное усиление первичной ионизации происходит внутри самого счетчика. Так как коэффициент газового

усиления  $k$  в пропорциональной области достигает  $10^3$ — $10^4$ , то при одной и той же первичной ионизации амплитуда импульса напряжения от пропорционального счетчика в  $k$  раз больше, чем от ионизационной камеры. Поэтому для пропорционального счетчика значительно упрощается схема усиления сигналов.

Конструкцию пропорционального счетчика выбирают такой, чтобы при сравнительно небольших его размерах и напряжениях на электродах получать высокий коэффициент газового усиления. Для этого наиболее подходят цилиндрические счетчики (рис. 6.4). Они состоят из катода-корпуса, по оси которого натянута металлическая проволока—собирающий электрод. На собирающий электрод подают высокое напряжение, а корпус счетчика заземляют.

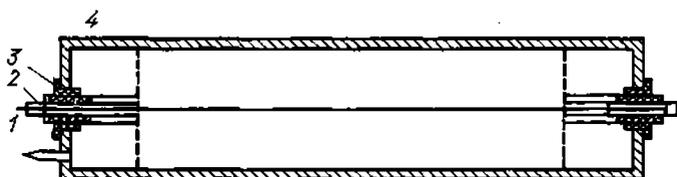


Рис. 6.4. Устройство цилиндрического счетчика:  
1 — собирающий электрод; 2 — охранное кольцо; 3 — изолятор; 4 — корпус

Напряженность электрического поля  $E$  между электродами в цилиндрическом счетчике неравномерна: она изменяется обратно пропорционально расстоянию от оси счетчика  $r$  по закону

$$E = \frac{U}{\ln(R/a)} \frac{1}{r}, \quad (6.1)$$

где  $R$  — радиус счетчика;  $a$  — радиус собирающего электрода;  $U$  — напряжение на электродах.

После пролета заряженной частицы через счетчик легкоподвижные электроны направляются к собирающему электроду. Вдали от собирающего электрода напряженность  $E$  невелика, поэтому электроны испытывают только упругие столкновения с молекулами газа. Характер взаимодействия электронов с молекулами газа в этой области счетчика такой же, как и в ионизационной камере. Однако в небольшом объеме вокруг проволоки, называемом критическим, напряженность  $E$  резко возрастает. Энергия ускоренных электронов в критическом объеме превышает пороговую энергию  $E_{\text{пор}}$ , при которой начинается ионизация молекул. В критическом объеме и происходит газовое усиление зарядов, в результате чего на собирающий электрод попадает целая лавина электронов.

Для получения высоких значений коэффициента  $k$  на счетчик подают напряжение  $U \geq 1000$  В. Диаметр собирающего электрода выбирают в пределах от 0,05 до 0,3 мм. Верхний предел диаметра собирающего электрода ограничен очень высоким напряже-

нием, которое необходимо подводить к счетчику, нижний предел — хрупкостью материала проволоки. Проволоку для собирающего электрода обычно изготавливают из вольфрама или стали. Поверхность проволоки полируют, так как незначительные шероховатости на проволоке сильно искажают электрическое поле около ее поверхности. Счетчики наполняют газом под давлением 50—760 мм рт. ст. С понижением давления возрастают пробег электронов в газе и энергия, получаемая электронами от электрического поля, вследствие чего газовое усиление начинается при меньших напряжениях.

Легкоподвижные электроны собираются на аноде примерно за  $10^{-7}$  с. За такое короткое время тяжелые положительные ионы, находящиеся в критической области, практически остаются на месте. Они образуют положительно заряженный «чехол» вокруг проволоки в части критического объема, расположенного вблизи проекции траектории заряженной частицы на проволоку. Положительные ионы заметно ослабляют напряженность электрического поля в критической области в течение времени  $\tau_m$ , называемого *мертвым временем счетчика*.

В интервале  $\tau_m$  в ослабленном электрическом поле не происходит значительного усиления газового разряда. Если за время  $\tau_m$  через пропорциональный счетчик пролетит заряженная частица, то амплитуда импульса на сопротивлении  $R$  будет меньше порога чувствительности усилителя и импульс напряжения не зарегистрируется. В пропорциональных счетчиках значение  $\tau_m \geq 10^{-5}$  с.

Приближающиеся к катоду положительные ионы постепенно восстанавливают напряженность электрического поля в критической области. Коэффициент газового усиления через время  $\tau_p$  становится таким, что амплитуда импульса на сопротивлении  $R$  начинает превышать порог чувствительности усилителя и создаются условия для регистрации очередной частицы. Свойства счетчика полностью восстанавливаются после нейтрализации положительных ионов на катоде. Время  $\tau_v$ , отсчитанное от конца мертвого времени, в течение которого восстанавливаются свойства счетчика, называется *временем восстановления*. Время  $\tau_v$  в пропорциональных счетчиках  $\sim 10^{-4}$  с.

Разрешающее время счетчика  $\tau_p$  зависит от времени  $\tau_m$  и порога чувствительности усилителя. Для пропорциональных счетчиков  $\tau_p \geq 10^{-5}$  с, а разрешающая способность  $N_p \leq 10^5$  имп/с.

На протекание газового разряда в счетчике влияют свойства газов-наполнителей. Если счетчик наполнить электроотрицательным газом ( $O_2$ ,  $Cl_2$  и др.), то время сбора отрицательных ионов на собирающем электроде удлинится и разрешающая способность счетчика будет невысокой. Поэтому при выборе газов-наполнителей предпочтение отдают электроположительным газам (аргон и др.). Такие газы обеспечивают быстрое собирание электронов на аноде.

В счетчиках, наполненных чистым аргоном, есть вероятность возникновения дополнительных лавин. Ионы аргона, попадая на

Катод, вырывают из металла электроны, в результате чего образуются возбужденные атомы аргона. Последние, переходя в основное состояние, испускают фотоны в широком энергетическом интервале. Фотоны ультрафиолетового излучения могут вырвать из корпуса счетчика фотоэлектроны. Появившиеся в газе фотоэлектроны дают начало газовому разряду (послеразряду). Послеразряды ухудшают свойства счетчика.

Существует два метода гашения послеразрядов. В соответствии с этим пропорциональные счетчики подразделяют на *несамогасящиеся* и *самогасящиеся*. Несамогасящиеся счетчики наполняют гелием, аргоном и другими электроположительными газами, не обеспечивающими гашение послеразряда. Поэтому вторичные эффекты гасятся внешними устройствами. Одно из них довольно просто: последовательно со счетчиками к источнику высокого напряжения всегда подключают нагрузочное сопротивление. Если это сопротивление не менее  $10^9$  Ом, то напряжение на аноде значительно снижается в течение  $10^{-3}$ — $10^{-2}$  с. За такой большой промежуток времени в газе исчезают возбужденные атомы, после чего послеразряды уже не возникают. Несамогасящиеся счетчики работают длительное время, но у них весьма большое разрешающее время, достигающее  $10^{-2}$  с.

Самогасящиеся счетчики наполняют смесью атомов аргона и молекул многоатомного газа (спирта, метана и др.), концентрация которых в смеси составляет 10—15%. Многоатомные газы хорошо поглощают ультрафиолетовое излучение. При столкновении с ионом аргона молекула многоатомного газа легко отдает ему один электрон и нейтрализует его. Попадая на катод, ион тяжелой молекулы вырывает из металла электрон, в результате чего образуется возбужденная молекула.

Время жизни возбужденной молекулы по отношению к диссоциации на составные атомы в сто раз меньше времени высвечивания фотонов. Поэтому энергия возбуждения почти всех молекул расходуется на диссоциацию, а не на испускание фотонов.

Срок службы пропорционального счетчика измеряют числом зарегистрированных частиц. В самогасящихся счетчиках газовые разряды не влияют на состав газа-наполнителя. Поэтому срок службы самогасящихся счетчиков ограничен дефектами конструкции (нарушение герметичности корпуса и др.). После регистрации одной частицы в самогасящихся счетчиках диссоциирует примерно  $10^5$  многоатомных молекул. Так как в газе-наполнителе содержится не более  $10^{20}$  многоатомных молекул, то срок службы самогасящихся счетчиков ограничен регистрацией не более  $10^{15}$  частиц.

Одна из основных характеристик пропорционального счетчика — счетная характеристика (рис. 6.5) показывает зависимость скорости счета импульсов от напряжения на электродах при постоянных интенсивности излучения в объеме счетчика и пороге чувствительности усилителя. Между напряжениями  $U_0$  и  $U_1$  счетная характеристика имеет горизонтальный участок (плато), на

котором скорость счета постоянна. Амплитуда импульса пропорциональна первичной ионизации, зависящей от направления движения частицы в газе. Частицы, движущиеся в различных направлениях, пролетают неодинаковые расстояния в газе, вследствие чего наблюдается разброс в амплитудах импульсов. Чем больше разброс в амплитудах импульсов, тем больше граничное напряжение  $U_0$ . При определенном пороге чувствительности усилителя на величину  $U_0$  влияет и вид излучения. Для  $\alpha$ -частиц граничное напряжение  $U_0$  меньше, чем для  $\beta$ -частиц, так как удельная ионизация для  $\beta$ -частиц в газе значительно меньше удельной ионизации для  $\alpha$ -частиц в том же газе. Снижение порога чувствительности усилителя смещает величину  $U_0$  в область более низких напряжений.

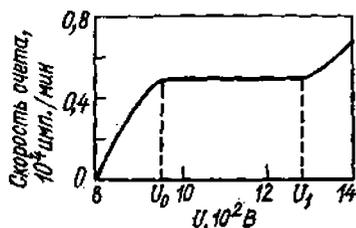


Рис. 6.5. Счетная характеристика пропорционального счетчика

Плато наклонено к оси напряжений под небольшим углом. Наклон плато характеризуют относительным изменением скорости счета импульсов на 100 В плато. Он равен примерно 0,1% на 100 В и связан с газовыми разрядами от частиц посторонних источников излучения.

Пропорциональные счетчики подключают к источнику питания с напряжением из области плато. Их применяют для регистрации заряженных частиц, нейтронов, для измерения энергетических спектров, активности источников.

### § 6.5. СЧЕТЧИК ГЕЙГЕРА — МЮЛЛЕРА

Область ограниченной пропорциональности практически не используют для работы с газонаполненными счетчиками. Коэффициент газового усиления в этой области зависит от напряжения и от первичной ионизации, что делает счетчик неудобным для регистрации излучения.

Газонаполненные счетчики, работающие в области Гейгера, названы по имени изобретателей *счетчиками Гейгера — Мюллера*. По своей конструкции они мало отличаются от пропорциональных счетчиков. На счетчик Гейгера — Мюллера подается более высокое напряжение, которое расширяет критическую область и увеличивает коэффициент газового усиления до  $10^{10}$ . Вследствие этого для счетчика Гейгера — Мюллера характерна самая высокая чувствительность среди газонаполненных детекторов. С выхода счетчика снимают мощные импульсы амплитудой до 50 В.

В процессе лавинного размножения электронов образуется огромное число ионов и возбужденных молекул. Возбужденные молекулы испускают очень интенсивное ультрафиолетовое излучение, которое вырывает фотоэлектроны как из металла катода, так и из молекул газа. Фотоэлектроны порождают новые лавины

электронов, и газовый разряд быстро охватывает весь объем счетчика.

После сбора электронов вокруг анода образуется плотный чехол положительных ионов. Он ослабляет напряженность электрического поля вблизи анода. Диаметр анода на некоторое время как бы увеличивается до диаметра критического объема. Вследствие этого приложенное к электродам напряжение не обеспечивает условий для протекания лавинного размножения электронов.

Мертвое время, время восстановления и разрешающее время счетчиков Гейгера—Мюллера близки к  $10^{-4}$  с.

Положительные ионы, нейтрализуясь на катоде, испускают ультрафиолетовое излучение, которое вырывает из металла катода фотоэлектроны. Через  $10^{-4}$  с после начала разряда в счетчике возникают послеразряды. Их гасят такими же способами, как и послеразряды в пропорциональных счетчиках: внешними устройствами, добавлением многоатомных молекул к газу-наполнителю.

Самогасящиеся счетчики Гейгера—Мюллера недолговечны. К газу-наполнителю добавляют не более  $10^{20}$  молекул спирта. В каждом разряде счетчика диссоциирует около  $10^{10}$  молекул. Поэтому срок службы счетчика ограничен регистрацией примерно  $10^{10}$  заряженных частиц.

Время работы самогасящегося счетчика можно продлить, если наполнить его инертным газом (неон, аргон) с небольшой добавкой галогенов (хлор, бром). Счетчики, наполненные такими смесями, называют *галогенными*.

Двухатомные молекулы галогенов, сталкиваясь с ионами инертного газа, легко отдают свои электроны и превращаются в положительные ионы. Нейтрализуясь на катоде, положительные ионы галогенов образуют возбужденные молекулы, которые диссоциируют на составные атомы.

Таким образом, галогены выполняют роль гасящего газа. При столкновениях атомы галогенов, в отличие от атомов других гасящих газов, рекомбинируют в молекулы. Вследствие этого количество молекул гасящей добавки в счетчике постоянно восстанавливается.

Галогены относятся к химически активным веществам. Это ограничивает выбор материала для корпуса счетчиков. Если корпус обычных счетчиков изготавливают из алюминия, стекла, меди, то для галогенных счетчиков приходится использовать нержавеющую сталь.

Счетная характеристика счетчика Гейгера—Мюллера аналогична по форме счетной характеристике пропорционального счетчика. До порогового (граничного) напряжения  $U_0$  счетчик работает в области ограниченной пропорциональности. Амплитуда импульсов еще зависит от первичной ионизации. Схема регистрирует только те импульсы, амплитуда которых превышает порог чувствительности усилителя. С ростом напряжения амплитуда всех импульсов становится больше и скорость счета увеличивается.

При напряжениях, больших порогового  $U_0$ , все частицы вызывают импульсы с амплитудами, превышающими порог чувствительности схемы, и все импульсы регистрируются.

Пороговое напряжение зависит от газа-наполнителя. Самое низкое пороговое напряжение (350—400 В) — у галогенных счетчиков, наполненных неоном с примесью аргона (0,1%) и галогена (0,1%). К счетчикам с другим составом газа-наполнителя подводят напряжение 800—1300 В.

Счетная характеристика счетчика Гейгера — Мюллера имеет одно плато для всех видов излучения, так как амплитуда импульса не зависит от первичной ионизации. Протяженность плато счетчика достигает несколько сот вольт. Наклон плато объясняется появлением ложных импульсов, не связанных с регистрируемыми частицами. Ложные импульсы вызываются электронами, вырываемыми из катода электрическим полем и фотонами. С увеличением напряжения число ложных сигналов становится больше, поэтому скорость счета повышается на 3—4% на каждые 100 В плато.

Наличие плато в счетной характеристике делает счетчик Гейгера — Мюллера очень удобным детектором. Если рабочее напряжение счетчика выбрать в середине плато, то скорость счета будет устойчивой. На нее мало влияют случайные небольшие колебания напряжения на электродах.

После плато скорость счета резко возрастает. При напряжении выше  $U_1$  главный вклад в показания счетчика вносят самопроизвольные разряды. Длительная работа счетчика в области самопроизвольных разрядов делает его непригодным для регистрации излучения.

Счетчики Гейгера — Мюллера применяют для регистрации  $\gamma$ -квантов,  $\beta$ - и  $\alpha$ -частиц. Амплитуда импульсов на выходе счетчика настолько велика, что в некоторых схемах не используют усилители, а импульсы посылают непосредственно в регистратор. Вследствие этого установки для регистрации со счетчиками Гейгера — Мюллера очень просты и компактны.

### § 6.6. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ СЧЕТЧИКИ

Энергия частиц расходуется в веществе на ионизацию и возбуждение молекул. В сцинтилляционном методе регистрации главную роль играют возбужденные молекулы. У прозрачных веществ, называемых фосфорами, часть излучения возбужденных молекул лежит в световой области. Поэтому прохождение частицы в фосфоре сопровождается световой вспышкой (сцинтилляцией). Отношение световой энергии, излучаемой фосфором, к поглощенной энергии частицы называют *конверсионной способностью фосфора*.

Сцинтилляционный счетчик (рис. 6.6) состоит из двух основных элементов: фосфора и электровакуумного прибора — фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). В фосфоры вводят небольшую примесь активаторов, которые повышают их конверсионную способность. Активирующее вещество указывают в скобках после сим-

волической записи фосфора. Например, запись  $\text{NaI(Tl)}$  показывает, что иодистый натрий активирован таллием. Часть световой вспышки попадает из фосфора на катод ФЭУ и вырывает из него фотоэлектроны. Катод изготавливают из светочувствительных материалов с высоким выходом электронов. Так, сурьмяно-цезиевый катод испускает 8—15 фотоэлектронов на 100 падающих фотонов.

В трубке ФЭУ последовательно расположены 8—13 электродов, называемых *динодами*. Между катодом и анодом включают напряжение 1500—2500 В, которое распределяется через систему сопротивлений между динодами. Фотоэлектроны, ускоренные электрическим полем до 150—200 эВ, ударяются о поверхность первого динода и выбивают из него в среднем по  $\sigma=2-4$  вторичных электрона. Последние, в свою очередь, ускоряются и выбивают из второго динода также по  $\sigma$  электронов и т. д. Если на первый динод попадает  $A$  фотоэлектронов, то с последнего,  $m$ -го, динода на анод собирается  $A\sigma^m$  электронов. Коэффициент усиления ФЭУ  $k=\sigma^m$  зависит от материала динодов, их числа в фотоумножителе и напряжения между ними. Значения  $k$  современных ФЭУ лежат в пределах  $10^5-10^7$ .

На выходе ФЭУ измеряют электрические импульсы на нагрузочном сопротивлении  $R$ . Если электрические импульсы малы, то перед регистратором их усиливают.

Фосфоры изготавливают из органических и неорганических веществ, имеющих высокую прозрачность для испускаемого света. Это одна из важнейших характеристик фосфора. Чем больше света выходит из фосфора, тем больше фотоэлектронов вырывается из фотокатода.

Другой характеристикой фосфора служит время высвечивания. Частица пролетает через фосфор примерно за  $10^{-10}$  с. Затем начинается световая вспышка. Для получения небольшого разрешающего времени выбирают фосфоры с временем высвечивания  $10^{-6}-10^{-9}$  с.

Сцинтилляционные счетчики применяют для регистрации различных излучений. В зависимости от их назначения используют фосфоры с избирательной чувствительностью к отдельным видам излучения. Так, фосфор  $\text{ZnS(Ag)}$  характеризуется высокой чувствительностью к  $\alpha$ -частицам, и им можно регистрировать  $\alpha$ -части-

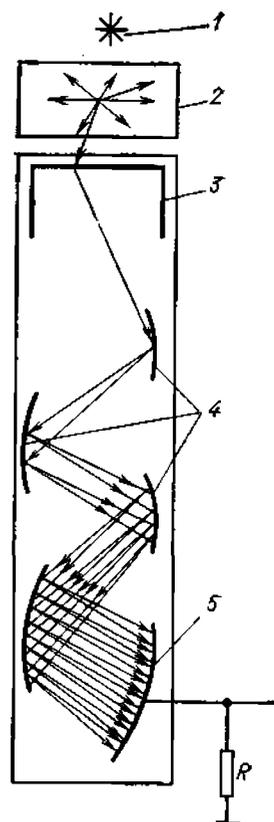


Рис. 6.6. Схема сцинтилляционного счетчика:

- 1 — источник излучения;  
2 — фосфор; 3 — фотокатод;  
4 — диноды; 5 — анод

цы, падающие вместе с электронами и  $\gamma$ -квантами.

Кристалл  $\text{NaI(Tl)}$  — хороший фосфор для счетчика  $\gamma$ -квантов. Он имеет довольно высокую плотность —  $3,67 \text{ г/см}^3$ . Присутствие в кристалле иода ( $Z=53$ ) повышает его эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов до 60%, в то время как эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов счетчиком Гейгера — Мюллера составляет всего 1—2%.

Разрешающее время сцинтилляционных счетчиков изменяется от  $10^{-8}$  до  $10^{-5}$  с. Это значительно повышает скорость счета по сравнению со скоростью счета газонаполненных счетчиков.

Интенсивность световой вспышки в ряде фосфоров, таких, как  $\text{NaI(Tl)}$ , антрацен и т. д., пропорциональна поглощенной энергии. Вследствие этого сцинтилляционные счетчики применяют как спектрометры  $\gamma$ -квантов, электронов и других частиц. Энергетическое разрешение сцинтилляционных спектрометров не превышает 7,5—10%.

### § 6.7. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

Минимальные размеры газонаполненной ионизационной камеры ограничиваются удельной ионизацией частиц в газе. С уменьшением размеров ионизационной камеры ее эффективность к различным видам излучения падает. Однако если заменить в ионизационной камере газ твердым веществом, то удельная ионизация увеличится примерно в  $10^4$  раз. При таком «наполнении» эффективность детектора становится довольно высокой, даже если размеры детектора небольшие. Создание компактных детекторов стало возможным после изучения свойств и освоения технологии производства полупроводников. К полупроводникам относятся вещества, электропроводность которых занимает промежуточное положение между электропроводностями металлов (проводников) и диэлектриков (изоляторов). Свойствами полупроводников обладает часть элементов III и IV групп Периодической системы элементов Д. И. Менделеева. Из всех полупроводников наиболее пригодны для детекторов монокристаллы двух элементов IV группы — германия и кремния.

Для получения полупроводников с необходимой электропроводностью в чистый монокристалл германия (кремния) вводят небольшие примеси элементов III или V группы. Выясним, как влияют эти примеси на электрические свойства полупроводников.

В каждом узле кристаллической решетки монокристалла германия расположено по одному четырехвалентному атому. В монокристалле германия в валентных связях узловых атомов участвуют восемь электронов: четыре внешних электрона узлового атома и четыре внешних электрона четырех соседних узловых атомов. Предположим, что в одном узле кристаллической решетки атом германия заменен атомом фосфора — элемента V группы. У фосфора во внешней оболочке пять электронов. Четыре из пяти электронов компенсируют валентные связи удаленного атома германия. Пятый электрон, вращаясь вокруг ядра атома фосфора,

сталкивается с атомами кристалла, колеблющимися около своего равновесного положения. В результате таких столкновений связь пятого электрона с ядром фосфора разрывается. В германии с примесью фосфора и других элементов V группы появляются свободные электроны и неподвижные положительные заряженные ионы фосфора. Вследствие этого он имеет электронную проводимость и называется *n-полупроводником*.

Характер электропроводности изменяется при добавлении к кристаллу трехвалентных атомов III группы (бор, алюминий и др.). Каждый атом бора, внедренный в узел решетки, стремится заполнить все четыре валентные связи удаленного атома германия. Так как у атома бора не хватает одного валентного электрона для компенсации четырех валентных связей, то он отнимает

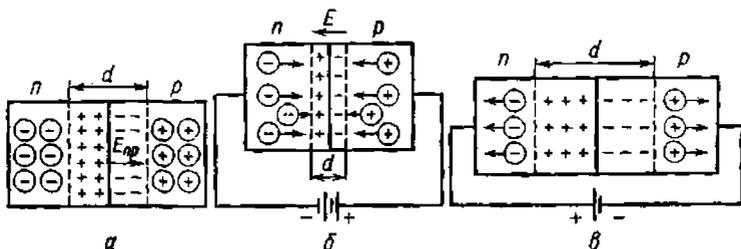


Рис. 6.7. Схема односторонней проводимости *n-p*-полупроводника

один валентный электрон у соседнего атома германия и превращается в неподвижный отрицательно заряженный ион. Между узлами решетки возникают свободные валентные связи (положительные заряды), которые принято называть *дырками*.

Свободную валентную связь может занять валентный электрон из соседнего узла решетки. В результате таких переходов дырка (положительный заряд) перемещается по кристаллу. Перемещение дырки сходно с движением положительного иона. Отличие состоит лишь в том, что в монокристалле положительный заряд передается по цепочке неподвижных атомов. Монокристаллы германия с примесью атомов III группы называют *p-полупроводниками*, а их электрическую проводимость — *дырочной*.

Количество свободных электронов в *n*-полупроводнике и дырок в *p*-полупроводнике равно количеству соответствующих примесных атомов. Отдельные *n*- и *p*-полупроводники электронейтральны, так как заряды дырок и электронов компенсируются в них зарядами неподвижных ионов.

Предположим, что полупроводник состоит из двух частей (рис. 6.7,а), одна из которых имеет электронную, а вторая — дырочную проводимость. В первой части полупроводника есть свободные электроны, во второй — дырки. Электроны, переходя из *n*- в *p*-полупроводник, нейтрализуют часть дырок в тонком граничном слое. Поэтому часть заряда неподвижных отрицательно заряженных ионов остается некомпенсированной, и тонкий слой

$p$ -полупроводника заряжается отрицательно. Дырки, попадающие из  $p$ -полупроводника в  $n$ -полупроводник, нейтрализуют часть электронов, и тонкий слой  $n$ -полупроводника заряжается положительно. Таким образом, контакт  $n$ - и  $p$ -полупроводников приводит к образованию на границе тонкого слоя, называемого  $n$ - $p$ -переходом. Этот слой обеднен носителями электричества (электронами и дырками), поэтому его электрическое сопротивление несравненно выше, чем у остальной части монокристалла. В  $n$ - $p$ -переходе возникает контактная разность потенциалов с напряженностью  $E$ , которая ограничивает переходы электронов в  $p$ -полупроводник, а дырок — в  $n$ -полупроводник.

Полупроводник с  $n$ - $p$ -переходом проводит электрический ток только в одном направлении и является полупроводниковым диодом. Если присоединить  $n$ -полупроводник к минусу, а  $p$ -полупроводник — к плюсу батареи (см. рис. 6.7,б), то равновесие в  $n$ - $p$ -переходе нарушится. Электроны под действием электрического поля начнут проникать в  $p$ -полупроводник, а дырки — в  $n$ -полупроводник, и в цепи потечет электрический ток. При изменении полярности (см. рис. 6.7,в) все свободные электроны от  $n$ - $p$ -перехода смещаются к аноду, а дырки — к катоду. Толщина  $n$ - $p$ -перехода увеличивается, и монокристалл становится изолятором. На этом свойстве  $n$ - $p$ -перехода и основано применение полупроводниковых диодов как детекторов.

Детектор из  $n$ - $p$ -полупроводника — это небольшая пластинка, на поверхность которой нанесены два плоских электрода. К  $n$ -полупроводнику подводят высокое напряжение (несколько сот вольт) положительного знака. При таком включении напряжения  $n$ - $p$ -полупроводник становится диэлектриком и в отсутствие излучения размыкает электрическую цепь. Как только в  $n$ - $p$ -переход попадает излучение, в нем образуются электроны и дырки и диод на короткое время становится проводником.

Время протекания тока в цепи ограничено временем собирания электронов и дырок на соответствующих электродах. Этот ток создает на нагрузочном сопротивлении импульс, который подается на схему регистрации. После удаления электронов и дырок из  $n$ - $p$ -перехода полупроводник снова становится изолятором, и электрическая цепь размыкается.

Энергия образования пары электрон — дырка в германии и кремнии составляет примерно 3 эВ, вследствие чего в полупроводниковом детекторе возникает примерно в десять раз больше первичных зарядов, чем в газе, при торможении одних и тех же частиц. Поэтому чувствительность полупроводниковых детекторов выше чувствительности ионизационных камер.

Германиевые и кремниевые  $n$ - $p$ -полупроводники обладают рядом хороших качеств как детекторы. В них достаточно высокая подвижность и незначительная рекомбинация ионов. Они выдерживают высокие электрические напряжения, что исключает электрический пробой. Полупроводниковые детекторы компактны и просты по конструкции.

Для регистрации различных видов излучения требуются неодинаковые толщины  $n$ — $p$ -перехода полупроводникового детектора. Тяжелая заряженная частица тормозится слоем полупроводника толщиной около 10 мкм. Такими миниатюрными детекторами не только регистрируют отдельные частицы, но и измеряют их энергетический спектр.

Для регистрации  $\gamma$ -квантов нужны полупроводниковые детекторы с большей толщиной  $n$ — $p$ -перехода. При взаимодействии  $\gamma$ -квантов с полупроводником возникают быстрые электроны, пробег которых составляет примерно 1 мм/МэВ. Следовательно, для регистрации  $\gamma$ -квантов с высокой эффективностью пригодны детекторы с толщиной  $n$ — $p$ -перехода не менее нескольких миллиметров. Такие детекторы пригодны и для спектрометрии  $\gamma$ -квантов. Разрешение полупроводниковых гамма-спектрометров в 20—30 раз выше разрешения сцинтилляционных гамма-спектрометров при сравнимой эффективности регистрации излучения.

В столкновениях с атомами кристаллической решетки, совершающих тепловое колебательное движение, валентный электрон может получить порцию энергии и стать свободным. Тогда в полупроводнике вместе со свободными электронами возникают и дырки.

Собственный (темновы) ток полупроводника, не связанный с регистрируемым излучением, возрастает с повышением температуры. Особенно высок темновы ток в германиевых детекторах, которые приходится охлаждать жидким азотом.

## § 6.8. ДРУГИЕ МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЙ

**Счетчики Черенкова.** Скорость света в прозрачном веществе  $c' = c/n$ , где  $n$  — коэффициент преломления. Если заряженная частица, движущаяся в вакууме со скоростью  $v > c/n$ , попадает в такое вещество, то ее скорость будет больше скорости света  $c'$  в этом веществе. Чем больше коэффициент преломления, тем меньше скорость света  $c'$ . У воды  $n = 1,33$ , а  $c' = 2,26 \cdot 10^8$  м/с, у стекла  $n = 1,50$ , а  $c' = 2,0 \cdot 10^8$  м/с.

Движение заряженных частиц со скоростью  $v > c'$  в прозрачном веществе сопровождается испусканием излучения, часть которого находится в видимой части спектра. Это излучение впервые открыли советские физики С. И. Вавилов и П. А. Черенков, по имени которых оно и названо.

*Излучение Вавилова—Черенкова* распространяется под углом  $\theta = \arccos(c/nv)$  к траектории частицы. С ростом скорости частицы  $v$  угол  $\theta$  увеличивается и достигает максимального значения при скорости  $v = c$ . Это свойство излучения Вавилова—Черенкова положено в основу работы счетчиков Черенкова (рис. 6.8). Быстрые заряженные частицы со скоростью  $v > c'$  входят в цилиндрическую часть сосуда из прозрачного вещества С (плексиглас; сосуд, наполненный водой). Прозрачное вещество в течение короткого времени движения заряженной частицы становится источником света. Угол падения света на границу вещества С с воздухом близок

к углу полного отражения. Поэтому свет не выходит из прозрачного вещества и после многократных отражений через фокусирующую линзу  $L$  попадает в фотоэлектронный умножитель  $\Phi$ .

Если длина сосуда  $l$  равна 20 см, то вспышка света продолжается  $l/c \approx 10^{-9}$  с. Как следствие этого, счетчики Черенкова имеют очень малое разрешающее время и относятся к пороговым детекторам. Эти счетчики регистрируют только заряженные частицы, скорость которых превышает скорость света в прозрачном веществе.

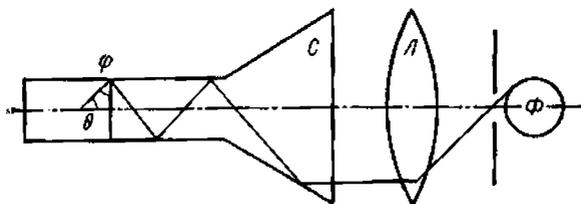


Рис. 6.8. Схема счетчика Черенкова

**Трековые камеры.** В экспериментальной физике используют три типа трековых камер: камеру Вильсона, диффузионную и пузырьковую камеру. В таких камерах частицы регистрируются по видимым следам (*трекам*), которые возникают вдоль траекторий частиц.

Работа *камеры Вильсона* основана на способности ионов быть центром конденсации паров жидкости. Простейшая камера Вильсона состоит из камеры-цилиндра и поршня (рис. 6.9). Перед началом эксперимента камеру наполняют насыщенными парами жидкости (воды, спирта). Затем поршень быстро опускают вниз. Расширение объема камеры приводит к падению температуры, в результате чего образуется пересыщенный пар. Если в этот момент через камеру пролетит заряженная частица, то вокруг ионов возникнут капельки жидкости. Они делают видимым след заряженной частицы, называемый треком. Треки, освещенные боковым светом, фотографируют.

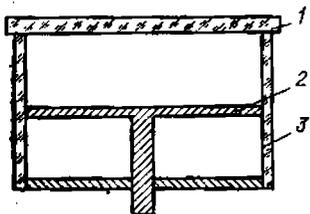


Рис. 6.9. Схема камеры Вильсона:

1 — стеклянная пластина; 2 — подвижный поршень; 3 — стеклянный цилиндр

Для определения знака заряда частицы камеру Вильсона помещают в однородное магнитное поле. На рис. 6.10 показаны сфотографированные треки позитрона и электрона. Пара частиц выходит из одной точки поверхности металлической пластинки, которую облучают  $\gamma$ -квантами. Позитрон и электрон отклоняются магнитным полем в противоположных направлениях в соответствии с их зарядами.

Через 1—2 с пересыщенный пар конденсируется, и камера становится непригодной для наблюдения треков частиц. Для даль-

нейшего использования камеры к ней подводят напряжение и удаляют из ее объема ионы. Поршень возвращают в исходное положение, камера снова наполняется насыщенными парами и т. д.

Управление современными камерами, регистрирующими частицы высокой энергии, полностью автоматизировано. Вместо поршня используют мембрану, давление под которой автоматически меняется. После уменьшения давления мембрана прогибается, увеличивая до необходимых размеров объем камеры. Частицы перед входом в камеру пролетают через счетчики Гейгера — Мюллера.

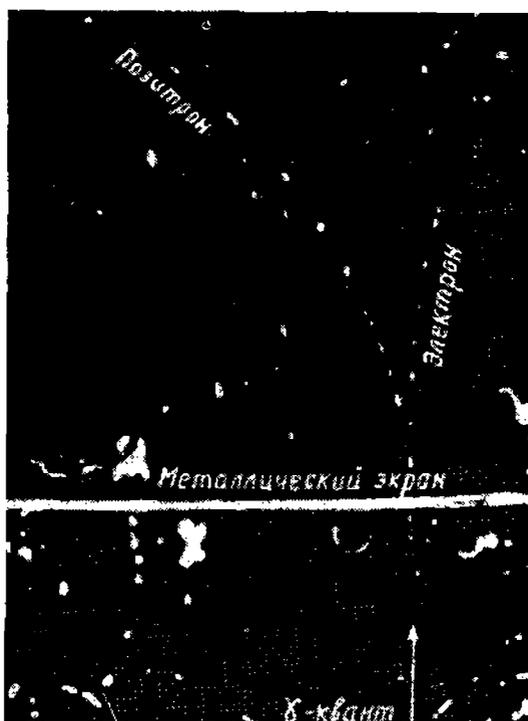


Рис. 6.10. Фотография треков позитрона и электрона в камере Вильсона

лера. Сигнал от счетчиков подается к механизму, который создает пересыщенный пар в камере, включает освещение и фотографирует треки. Затем через определенный промежуток времени камеру очищают от зарядов и снова наполняют насыщенным паром.

В *диффузионной камере* поддержание состояния пересыщенного пара происходит вследствие диффузии паров жидкости. В верхнюю, теплую часть диффузионной камеры вводят ненасыщенные пары легкокипящей жидкости (спирт, эфир). Пары жидкости диффундируют в нижнюю, холодную часть камеры, где происходит их конденсация. Между холодной и теплой частями камеры рас-

положен чувствительный слой пересыщенных паров. Состояние пересыщенного пара в камере Вильсона сохраняется не более 1—2 с, и есть вероятность пропустить наблюдение какого-либо интересного процесса. В диффузионной камере состояние пересыщенного пара в чувствительном слое практически не ограничено во времени. Это важное преимущество диффузионной камеры перед камерой Вильсона. Однако увеличение времени действия диффузионной камеры достигается уменьшением толщины чувствительного слоя в объеме камеры.

В камере Вильсона и диффузионной камере плотность молекул в чувствительном объеме не превышает  $10^{20}$  молекула/см<sup>3</sup>. Если через газ пролетает частица с энергией  $E \geq 1$  ГэВ, то в камере образуется слабый прерывистый след, по которому трудно судить о свойствах частиц. Поэтому для наблюдения за такими частицами используют пузырьковую камеру, заполненную легкокипящими жидкостями (водород, дейтерий и др.). Замена в камере газа жидкостью увеличивает более чем в 100 раз плотность молекул и ядер. Вследствие этого с помощью пузырьковой камеры стало возможным измерение пробегов частиц с энергией  $E \geq 1$  ГэВ, изучение ядерных реакций под их действием и т. д.

Работа *пузырьковой камеры* построена на одном из свойств жидкости: температура кипения жидкости в замкнутом сосуде зависит от давления. Легкокипящую жидкость поддерживают под давлением при температуре, несколько превышающей температуру кипения при атмосферном давлении. Последующее резкое сбрасывание давления до атмосферного делает жидкость перегретой. В течение короткого времени (около 10 мс) жидкость не кипит. Если в этот промежуток времени в перегретой жидкости появится заряженная частица, то на ионах вдоль ее траектории возникают пузырьки пара. Этот видимый след (трек) частицы фотографируют, а затем изучают. Пузырьковые камеры устанавливают на мощных ускорителях заряженных частиц, на выходе из которых получают частицы огромных энергий. В момент впуска частиц в камеру сбрасывают давление и фотографируют треки частиц в жидкости.

**Фотопластинки.** Фотоэмульсионный слой, облученный заряженными частицами или фотонами, чернеет после проявления. Это свойство фотопластинок используют при регистрации излучений. С помощью фотопластинок можно измерять дозы излучения, регистрировать отдельные частицы. Дозу излучения определяют по степени почернения пластинки, а отдельные частицы — по трекам в фотоэмульсии.

Для регистрации излучений применяют мелкозернистую фотоэмульсию, так как от размера зерен зависит чувствительность фотопластинки к излучению. При регистрации быстрых частиц используют стопку фотопластинок, толщина которой превышает полный пробег частиц. Фотопластинки удобны тем, что после проявления по ним можно детально изучать треки частиц в фотоэмульсии и получать информацию о виде частиц, их энергии и т. д.

## УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

## § 7.1. НАЗНАЧЕНИЕ УСКОРИТЕЛЕЙ

Свойства атомных ядер и элементарных частиц экспериментально изучают с помощью ядерных реакций. Для протекания ядерной реакции необходимо сблизить два ядра так, чтобы между ними возникло ядерное взаимодействие. Процессу сближения двух ядер с порядковыми номерами  $Z_1$  и  $Z_2$  препятствует потенциальный барьер высотой  $V_k$  МэВ (см. § 3.3). При энергиях  $E_a < V_k$  вероятность сближения ядер сравнительно мала. Поэтому для увеличения числа ядерных реакций необходимо ускорять бомбардирующие ядра до энергий  $E_a > V_k$ .

В качестве бомбардирующих ядер используют легкие ядра (частицы): протоны, дейтоны,  $\alpha$ -частицы и др. Высота потенциального барьера для легких ядер небольшая, и изучение ядерных реакций требует сравнительно невысоких затрат энергии на их ускорение.

Первые ядерные реакции были осуществлены при бомбардировке ядер  $\alpha$ -частицами, испускаемыми естественными  $\alpha$ -излучателями. Энергия  $\alpha$ -частиц не превышает 9 МэВ. Такие частицы пригодны для изучения ядерных реакций на ядрах с  $Z \leq 20$ .

В природе есть еще один источник быстрых заряженных частиц — космическое излучение (см. гл. 9). В его составе есть частицы огромных энергий (более  $10^8$  ГэВ). Изучая взаимодействие космических частиц с веществом, ученые получили много ценных сведений для ядерной физики и физики элементарных частиц. Однако плотность потока космических частиц невелика, и для наблюдения некоторых реакций приходится проводить длительные эксперименты.

Мощные потоки быстрых частиц получают на ускорителях, принцип действия которых основан на ускорении заряженной частицы, движущейся в электромагнитном поле. Если частица с зарядом  $q$  проходит ускоряющее электрическое напряжение  $U$ , то ее кинетическая энергия увеличивается на  $qU$ . В одних типах ускорителей, таких, как электростатический генератор Ван-де-Граафа, создается высокое напряжение — до 8 МВ. В ускорителях других типов частица увеличивает свою энергию, многократно проходя сравнительно небольшие ускоряющие напряжения — около 10 кВ.

В современных ускорителях энергия быстрых частиц доведена до 400 ГэВ. Однако даже такие высокие энергии уже недостаточны для проведения некоторых экспериментов. С увеличением энергии частиц наблюдаются новые и новые явления. Для изучения этих явлений требуются частицы более высоких энергий.

Впервые были открыты в космическом излучении частицы позитроны, мюоны, пионы и др. Как получить их в земных условиях

и полнее изучить их свойства? По соотношению  $W=mc^2$  для рождения частицы с массой покоя  $m_0$  необходима кинетическая энергия не менее  $m_0c^2$ . Однако в ядерной реакции возникают одновременно частицы и античастицы (см. § 9.3), массы покоя которых равны. Например, в электрическом поле ядра  $\gamma$ -квант с энергией  $E_\gamma = 1,02$  МэВ образует пару электрон (частица) — позитрон (античастица). Следовательно, только на получение пары частица — античастица требуется израсходовать энергию  $2m_0c^2$ . Кроме того, в ядерной реакции сохраняется импульс, т. е. количество движения до реакции равно количеству движения после нее. На сохранение импульса идет часть кинетической энергии бомбардирующихся частиц.

Источниками большинства частиц, таких, как пионы, антинейтроны, антипротоны и др., служат ускорители протонов. Частицы возникают при столкновении ускоренных протонов с нуклонами мишени. Пороговая энергия  $E_{\text{пор}}$  для рождения пары частица — античастица определяется выражением

$$E_{\text{пор}} = 1,86m_{0a}(m_{0a}/m_{0p} + 2) \text{ ГэВ},$$

где  $m_{0a}$  и  $m_{0p}$  — массы покоя частицы  $a$  и протона  $p$ , а. е. м. Порог рождения пары нейтрон — антинейтрон ( $m_{0a} = m_{0n} \approx m_{0p}$ )

$$E_{\text{пор}} = 1,86 \cdot 3m_{0p} \approx 5,6 \text{ ГэВ}.$$

Для возникновения покоящейся пары нейтрон — антинейтрон необходима энергия 1,879 ГэВ. Непроизводительный расход энергии  $E = 5,6 - 1,879 \approx 3,7$  ГэВ составляет более  $2/3$  пороговой энергии. В действующих ускорителях энергия протонов доведена до 400 ГэВ. Из этой энергии на полезные цели используется примерно десятая часть, т. е. около 40 ГэВ.

Эффективность использования энергии частиц повышается при столкновении встречных пучков ускоренных частиц. При одинаковой энергии частиц во встречных пучках их суммарный импульс до реакции равен нулю. Поэтому и бесполезные расходы энергии на сохранение импульса частиц во время столкновения сводятся к минимуму. Допустим, что в ускорителях с неподвижной мишенью и со встречными пучками часть энергии частицы, используемая в ядерной реакции, одинакова. Для выполнения этого условия в первом ускорителе необходимо ускорить частицы до энергии  $E_1$ , а во втором — до энергии  $E_2$ . Если энергия покоя частицы  $W_0 \ll E_2$ , то  $E_1 \approx 2E_2^2/W_0$ .

В настоящее время действуют ускорители, в которых изучают взаимодействие встречных пучков электронов и позитронов с энергиями до 3,5 ГэВ, встречных пучков протонов с энергией 28 ГэВ. В ускорителе с неподвижной мишенью таким энергиям частиц соответствует энергия электронов (позитронов) 49 000 ГэВ, энергия протонов 1700 ГэВ.

Одна из главных трудностей на пути разработки ускорителей со встречными пучками — получение пучков с высокой плотностью частиц. Только при столкновении таких пучков будет наблюдаться заметный выход ядерных реакций.

## § 7.2. ЛИНЕЙНЫЕ УСКОРИТЕЛИ

Схема одного из линейных ускорителей — электростатического генератора Ван-де-Граафа — показана на рис. 7.1. Ускорение частиц происходит в ускорительной трубке  $T$ . Внутри трубки находятся изготовленный из электроизоляторов (стекло, фарфор) источник ионов  $I$  и система трубчатых электродов. Последние расположены в одну линию на небольшом расстоянии друг от друга. С одного конца системы электродов помещают ионный источник  $I$ , с другого — мишень  $M$  из исследуемого материала. Ускорительная трубка вакуумируется до давлений  $10^{-5}$  мм рт. ст. Это исключает столкновение ускоряемых ионов с молекулами воздуха и образование газового разряда между электродами.

К ускорительной трубке подводят высокое напряжение — до  $8 \cdot 10^6$  В. Через систему последовательно соединенных сопротивлений оно равномерно распределяется между ионным источником, трубчатыми электродами и мишенью.

Ускоряемые ионы попадают из ионного источника внутрь первого электрода. В зазоре между источником и первым электродом ионы получают первую порцию энергии. Внутри трубчатых электродов ионы движутся по инерции, так как там нет электрического поля. Следующая порция энергии передается частицам в зазоре между первым и вторым электродами и т. д. Частицы, попадающие на мишень, ускоряются до энергий  $E = qU$  эВ, где  $q$  — заряд частицы в единицах  $e$ ,  $U$  — напряжение на ускорительной трубке, В.

Высокое напряжение получают следующим способом. Заряды из низковольтного генератора через специальную гребенку подаются в точку  $A$  на бесконечный ремень, изготовленный из электроизолирующего материала. В точке  $B$  такой же гребенкой заряды снимаются и подаются на металлическую полусферу — кондуктор  $P$ . Заряды, накапливаясь на внешней поверхности, повышают напряжение кондуктора до  $(5 \rightarrow 8) 10^6$  В, которое подается на ускорительную трубку.

При сравнительно простом устройстве генератор Ван-де-Граафа дает стабильный ток частиц до 0,1 мА. Такой генератор используют для проведения ядерных исследований и как предварительный ускоритель ионов для других ускорителей. Энергия частиц зависит от напряжения кондуктора, которое ограничено утечкой зарядов с поверхности кондуктора через воздух.

В ускорительной трубке линейного резонансного ускорителя (рис. 7.2) ускорение ионов происходит при многократном прохож-

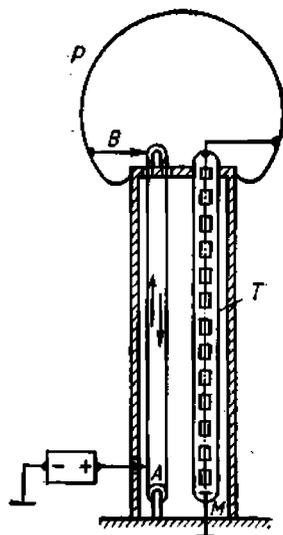


Рис. 7.1. Электростатический генератор Ван-де-Граафа

дении ими небольшого напряжения, подаваемого от высокочастотного (ВЧ) генератора. Длина трубчатых электродов увеличивается в направлении движения ионов. Время инерциального движения ионов во всех трубках одинаково и равно полупериоду изменения напряжения ВЧ-генератора. Четные трубчатые электроды подключают к одной клемме ВЧ-генератора, а нечетные — к другой.

Пусть положительно заряженные ионы входят в зазор между первым и вторым электродами. В это время на нечетные электроды подается положительное, а на четные — отрицательное напряжение. К моменту выхода ионов из второго электрода на четные электроды подается положительное напряжение, а на нечетные — отрицательное и т. д. Время прохождения ионов через

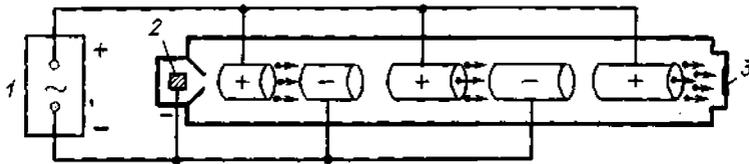


Рис. 7.2. Линейный резонансный ускоритель:  
1 — ВЧ-генератор; 2 — источник ионов; 3 — мишень

каждый электрод и период переменного напряжения равны. Поэтому ускорители называют *резонансными*. На выходе линейных резонансных ускорителей энергия частиц увеличивается до 22 ГэВ. Они поступают на мишень импульсами через время, равное периоду ВЧ-генератора.

### § 7.3. ЦИКЛОТРОН. ФАЗОТРОН

Заряженная частица с массой  $m$  и зарядом  $q$  движется в однородном магнитном поле по окружности, если ее скорость  $v$  постоянна и перпендикулярна к направлению магнитной индукции  $B$ . Радиус орбиты частицы

$$R = mv / Bq.$$

Частота вращения  $\nu$  (число оборотов частицы за 1 с) равна частному от деления скорости частицы на длину окружности  $2\pi R$ :

$$\nu = Bq / 2\pi m.$$

Она не зависит от скорости частицы, пока масса  $m$  постоянна, что и используется при ускорении частиц в циклотроне.

Циклотрон состоит из магнита, между полюсами которого в однородном магнитном поле помещены два пустотелых электроизолированных электрода, называемых *дуантами* (рис. 7.3). К дуантам подведено сравнительно низкое напряжение от ВЧ-генератора, а посередине щели между дуантами расположен источник положительных ионов. Вся система (дуанты и источник ионов) заключена в вакуумную камеру, давление в которой около  $10^{-5}$  мм рт. ст.

Предположим, что магнитная индукция  $B$ , перпендикулярная к скорости движения ионов  $v$ , направлена от читателя к странице, а на правый дуант подано максимальное положительное напряжение. Положительные ионы, выпущенные из источника, ускоряются в щели и входят в левый дуант, где они движутся с постоянной скоростью по окружности в магнитном поле. Частоту генератора подбирают равной частоте вращения ионов. Когда ионы, сделав полуоборот, попадают снова в щель, то максимальное положительное напряжение подается уже на левый дуант. Ионы в щели получают новую порцию энергии и т. д. После каждого прохождения щели скорость ионов возрастает, а радиус орбиты увеличивается. Ускоряемые ионы движутся по спиральной траектории (см. рис. 7.3). В конце ускорения пучок ионов выводит специальным устройством из камеры и направляют на мишень.

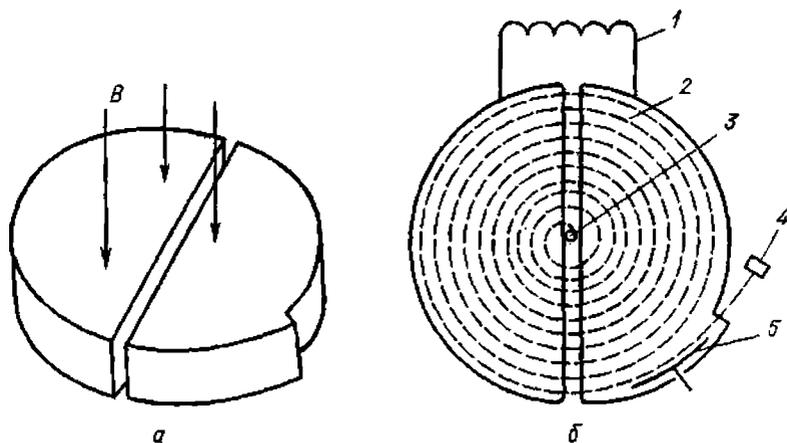


Рис. 7.3. Дуанты циклотрона (а — общий вид; б — вид сверху):  
1 — ВЧ-источник питания; 2 — траектория иона; 3 — источник ионов; 4 — мишень;  
5 — отклоняющий электрод

Цикличность ускорения ионов дает возможность уменьшить размеры циклотрона по сравнению с размерами линейного ускорителя и использовать для ускорения сравнительно низкое напряжение. Кинетическая энергия ионов на выходе из циклотрона

$$E_a = m_a v_a^2 / 2 = (B^2 R^2 / 2) (q^2 / m_a).$$

Каждый циклотрон характеризуется определенными радиусом магнита  $R$  и магнитной индукцией  $B$ . Поэтому энергия ускоряемых ионов в конкретном циклотроне пропорциональна отношению квадрата заряда иона к его массе. У протонов и  $\alpha$ -частиц отношения  $q^2/m_a$  равны, а у дейтронов это отношение в два раза меньше. Следовательно, дейтроны получают в циклотроне энергию, в два раза меньшую энергии протона. Энергия ускоряемых ионов не зависит от амплитуды напряжения ВЧ-генератора. Если на дуанты подается напряжение с небольшой амплитудой, то ион

до выхода из циклотрона делает больше оборотов, чем при более высокой амплитуде напряжения. Однако энергия ионов на выходе будет одинаковой.

При больших скоростях ( $v/c > 0,2$ ) масса ионов начинает заметно увеличиваться. Так, при энергии протонов около 25 МэВ их масса возрастает примерно на 2%. Вследствие этого частота вращения ионов уменьшается, а их время появления в щели отстает от времени подачи генератором на дуанты максимального напряжения. Ионы начинают получать в щели все меньшее и меньшее приращение энергии. Несовпадение частот генератора и вращения ионов приводит к тому, что ионы со временем попадают между дуантами при тормозящем напряжении. Это и ограничивает энергию, до которой можно ускорить ионы в циклотроне. Протоны ускоряют в циклотроне до 25 МэВ, а  $\alpha$ -частицы — до 50 МэВ.

Для повышения энергии ускоряемых ионов к дуантам подводят напряжение, частота которого уменьшается так же, как и частота вращения иона. В таком ускорителе, называемом *фазотроном* или *синхроциклотроном*, можно получить ионы с энергией до 800 МэВ и выше. В циклотроне ускорение ионов идет почти непрерывно, так как ионы начинают ускоряться через промежутки времени, равные периоду ВЧ-генератора. В фазотроне ускорять приходится порции ионов, так как генератор уменьшает свою частоту с увеличением энергии ионов. В фазотроне ускоряют протоны, дейтоны и  $\alpha$ -частицы. Так как энергия частиц пропорциональна квадрату радиуса полюсных наконечников, то магнит фазотронов весит несколько тысяч тонн. Так, радиус магнита синхроциклотрона Объединенного института ядерных исследований (г. Дубна) равен 3 м, а его масса 7000 т. На этом синхроциклотроне получают протоны с энергией 680 МэВ, дейтоны — 420 МэВ и  $\alpha$ -частицы — 840 МэВ.

#### § 7.4. УСКОРИТЕЛИ ЭЛЕКТРОНОВ

Циклотроны непригодны для ускорения электронов. Увеличение массы электронов начинает сказываться на частоте их вращения уже при энергиях около 10 кэВ. Электроны ускоряют в специальных ускорителях — *микротроне*, *бетатроне* и *синхротроне*.

**Микротрон.** Период обращения заряженной частицы  $T$  в постоянном магнитном поле пропорционален ее массе  $m$ . Если в каком-нибудь небольшом по размеру ускорительном промежутке изменять массу частицы кратно ее массе покоя, то и период ее обращения в постоянном магнитном поле будет увеличиваться в такое же число раз. Ускорять таким методом тяжелые частицы очень трудно, так как для этого потребуются слишком сильные электрические поля. Однако данный метод вполне пригоден для ускорения электронов. Он и осуществлен в ускорителе электронов, который называют *микротроном* (рис. 7.4).

Плоская вакуумная камера, в которой происходит ускорение электронов, помещена между полюсными наконечниками постоян-

ного магнита. Внутри камеры расположен ускоряющий резонатор, который представляет собой полую короткую трубку. К резонатору подводят ВЧ-напряжение постоянной частоты  $\nu \approx 3$  ГГц.

На входе в резонатор расположен эмиттер (источник) электронов. Электроны вырываются из эмиттера электрическим ВЧ-полем. Вырванные электроны получают в резонаторе первую порцию энергии — 0,51 МэВ, после этого они делают один оборот в магнитном поле, снова попадают в резонатор в ускоряющей фазе, получают новую порцию энергии 0,51 МэВ и т. д. Период ВЧ-генератора  $T$  подбирают равным начальному периоду обращения электрона  $T_1$ . При этом условии электроны после каждого витка попадают в резонатор всегда в ускоряющей фазе. Радиус траектории электрона после ускорения в резонаторе меняется и в конце ускорения становится близким к радиусу расположения резонатора. С последнего витка электроны выводятся из микротрона. В зависимости от конструкции микротрона увеличение энергии электронов в резонаторе может быть кратным 0,51 МэВ.

В микротронах ускоряют электроны до энергий 50—100 МэВ. Перед выходом из микротрона они делают до 100 оборотов в вакуумной камере. Электроны вырываются из эмиттера импульсами через период ВЧ-поля. Поэтому они поступают на исследуемую мишень короткими импульсами с интервалом времени примерно  $3 \cdot 10^{-4}$  мкс. Средний ток электронов из микротрона достигает примерно 100 мА.

**Бетатрон.** Работа бетатрона в некотором отношении сходна с работой электрического трансформатора. В трансформаторе на сердечник намотаны две обмотки. Если через первичную обмотку пропускать переменный электрический ток, то в сердечнике образуется переменное магнитное поле. Оно индуцирует во вторичной обмотке электродвижущую силу. Если замкнуть вторичную обмотку, то через нее потечет электрический ток.

В бетатроне вторичная обмотка заменена кольцевой вакуумной камерой. Схематическое изображение поперечного сечения бетатрона показано на рис. 7.5. Тороидальную камеру, сделанную из стекла или фарфора, помещают между полюсами магнита. В камере поддерживают давление порядка  $10^{-6}$  мм рт. ст. Порцию электронов с энергией несколько десятков килоэлектронвольт за время до 0,001 с инжектируют (впускают) в камеру с помощью «электронной пушки». Источник электронов состоит из вольфрамовой нити накаливания, испускающей электроны, и системы электродов, которые фокусируют и предварительно ускоряют электроны.

Электроны, впущенные в камеру, вращаются под действием вихревой электродвижущей силы. Ее образует переменное магнит-

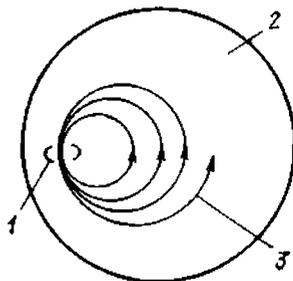


Рис. 7.4. Микротрон:  
1 — резонатор; 2 — область магнитного поля; 3 — траектория электрона

ное поле. Во время ускорения электронов магнитное поле увеличивается так, чтобы электроны двигались внутри трубки по устойчивой орбите. Ускорение электронов происходит во время возрастания напряжения в обмотках электромагнита от нуля до максимального, т. е. в течение четверти периода источника питания.

На устойчивой орбите радиусом  $R$  центростремительная сила  $F_{ц}$  совпадает с лоренцевой  $F_{л}$ . Радиальное изменение силы Лоренца по ускорительной камере таково, что  $F_{л} > F_{ц}$  для  $r > R$  и  $F_{л} < F_{ц}$  для  $r < R$ . Следовательно, электроны, отклонившиеся от

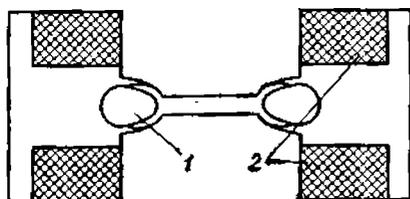


Рис. 7.5. Вертикальное сечение бетатрона:

1 — камера для ускорения электронов; 2 — обмотка электромагнита

устойчивой орбиты, возвращаются снова на нее. В процессе ускорения происходят небольшие колебания электронов вблизи устойчивой орбиты.

В первом бетатроне, построенном Керстом, электроны ускорялись всего до нескольких миллионов электронвольт. К 1952 г. были построены бетатроны с энергией электронов на выходе 300 МэВ. Электроны можно ускорять в бетатроне до определенной

энергии. Вращаясь с большой частотой на орбите, электрон испускает электромагнитное (бетатронное) излучение. По расчетам советских физиков И. Я. Померанчука и Д. Д. Иваненко, электрон теряет за один оборот в бетатроне на излучение энергию

$$\Delta E \approx 90 E_e^4 / R \text{ кэВ,}$$

где  $E_e$  — энергия электрона, ГэВ;  $R$  — радиус орбиты, м.

В бетатроне электроны ускоряются до энергии, не превышающей 500 МэВ. Ускорение выше этой энергии становится неэффективным, так как электрон почти все приращение энергии за один оборот теряет на бетатронное излучение.

**Синхротрон.** Электрон с энергией  $E_e \gg 2$  МэВ движется со скоростью, мало отличающейся от скорости света. Так, при энергии 2 МэВ это отличие составляет всего 2,10%. Следовательно, скорость электронов при энергиях  $E_e > 2$  МэВ практически постоянна, так как она не может быть больше скорости света. Поэтому дальнейшее ускорение электронов можно проводить, как в циклотроне, используя ВЧ-генератор. Получение высокоэнергетических электронов в синхротроне разбито на два последовательных этапа. Сначала электроны ускоряют в кольцевой вакуумной камере, такой же, как и в бетатроне, до энергий 2—7 МэВ.

Бетатронный режим обеспечивается небольшим центральным электромагнитом. Его массу выбирают с таким расчетом, чтобы магнит насыщался при скоростях электронов, близких к скорости света.

После насыщения внутреннего магнита автоматически включается синхротронный режим ускорения электронов. Ускорительная кольцевая камера состоит из нескольких соединенных секций. Одну секцию заменяют электрическим резонатором, к которому подключен ВЧ-генератор. Когда электрон пролетает через резонатор, он получает порцию энергии в 4—6 раз больше, чем за один виток в бетатроне. Электроны удерживаются вблизи устойчивой орбиты изменяющимся магнитным полем в ускорительной камере, в которой отношение магнитной индукции  $B$  к массе электрона  $m_e$  остается постоянным. Магнитное поле создается кольцевым магнитом, между полюсными наконечниками которого установлена ускорительная камера.

Замена сплошного магнита кольцевым снижает в несколько раз массу магнита синхротрона. Для ускорения электронов до 300 МэВ в бетатроне нужен магнит массой 300—400 т, а в синхротроне — 130 т.

Во время ускорения электроны движутся не точно по устойчивой орбите, а колеблются вблизи нее. Чем больше амплитуда колебаний электронов, тем больше площадь поперечного сечения ускорительной трубки. Поперечное сечение и масса кольцевого магнита зависят от поперечного сечения ускорительной трубки. В первых синхротронах допускались заметные отклонения электронов от устойчивой орбиты. Поэтому их называют синхротронами с мягкой фокусировкой. В последних синхротронах удалось значительно уменьшить амплитуду колебаний электронов, а значит, и массу магнита. Эти синхротроны называют синхротронами с жесткой фокусировкой. Предельные энергии электронов на выходе из синхротронов с мягкой фокусировкой не превышают 1,2—2 ГэВ, а из синхротронов с жесткой фокусировкой — 7,5 ГэВ.

### § 7.5. СИНХРОФАЗОТРОН

Ускорение протонов в фазотроне до энергий свыше 1 ГэВ неэкономично. Если построить такой фазотрон, то у него будут очень тяжелый магнит и высокий расход энергии. Так, для получения в фазотроне протонов с энергией  $E_p \approx 10$  ГэВ необходим магнит массой около  $10^6$  т. Поэтому для дальнейшего увеличения энергии протонов потребовались поиски новых методов ускорения. Проблема получения быстрых протонов с энергией до 400 ГэВ была решена в синхрофазотроне (рис. 7.6).

Ускорение протонов происходит в кольцевой вакуумной камере 3, размещенной внутри кольцевого магнита 2. Магнит состоит из четырех сегментов. Они соединены между собой прямолинейными участками, внутри которых нет магнитного поля. Внутри одного из прямолинейных участков установлен электрический резонатор 1.

Протоны, предварительно ускоренные до нескольких миллионов электронвольт в линейном ускорителе, вводят в один из прямолинейных участков 5 кольцевой камеры. Магнитное поле меняют

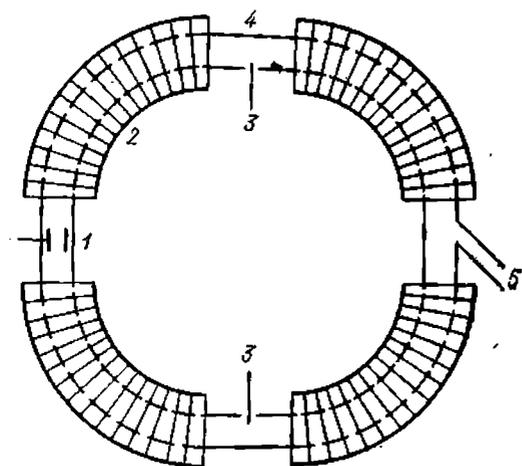


Рис. 7.6. Схема синхрофазотрона:

1 — резонатор; 2 — кольцевой магнит; 3 — вакуумная камера; 4 — вывод протонов; 5 — ввод протонов

так, чтобы протоны двигались вблизи устойчивой орбиты. В каждом витке протоны, проходя через резонатор 1, получают порцию энергии около 2000 эВ. Так как скорость протонов все время увеличивается, а орбита остается постоянной, то частота их вращения непрерывно растет. Поэтому на первом этапе ускорения частота напряжения изменяется так же, как и частота вращения протонов. Первый этап сходен с фазотронным режимом ускорения.

На втором этапе, когда энергия протонов превышает 3 ГэВ ( $v \approx c$ ), устанавливается синхротронный режим ускорения. На резонатор подаются напряжения почти постоянной частоты. В конце ускорения импульс протонов выводится отклоняющим устройством на участке 4 из синхрофазотрона.

Первый мощный синхрофазотрон\* с мягкой фокусировкой построен в Брукхейвенской национальной лаборатории (США) в 1952 г. Он назван космотроном, так как энергия ускоренных в нем протонов ( $E_p = 3$  ГэВ) сравнима с энергией космических частиц. Внешний радиус кольцевого магнита космотрона равен 10 м, а его масса — 2000 т. Советский синхрофазотрон с мягкой фокусировкой начал работать в г. Дубне в 1957 г. Внешний радиус его магнита равен 28 м, а масса кольцевого магнита — 36 000 т. Во время работы он потребляет мощность 142 МВт. Из синхрофазотрона выпускаются протоны с энергией до 10 ГэВ.

В современных синхрофазотронах с жесткой фокусировкой протоны ускоряются до энергий 30—400 ГэВ. На синхрофазотроне в ЦЕРНе (Швейцария) получают протоны с энергией 30 ГэВ, на Серпуховском (СССР) — 76 ГэВ, на ускорителе в Батейви (США) — 400 ГэВ. Средний диаметр электромагнитов Серпуховского ускорителя равен 470 м, а масса электромагнитов — 22 000 т.

\* В литературе синхрофазотрон называют часто протонным синхротроном.

## ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

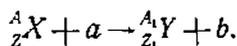
### § 8.1. ОБЩЕЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ. УРАВНЕНИЕ ЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ

Ядерные силы действуют на расстоянии примерно  $10^{-15}$  м. Если в зоне действия ядерных сил появляется частица (нейтрон, протон, дейтон,  $\alpha$ -частица и другие ядра), то между ядром и частицей происходит *ядерная реакция* (кратко — *реакция*). В ядерной реакции сохраняются число нуклонов и заряд, как и в радиоактивном распаде. Во время ядерного процесса происходит только перераспределение заряда и нуклонов между ядрами и частицами. Сохранение заряда и числа нуклонов позволяет качественно определить возможное направление протекания ядерной реакции.

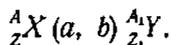
Впервые ядерную реакцию наблюдал Эрнест Резерфорд в 1919 г. В его эксперименте ядра азота бомбардировались  $\alpha$ -частицами с энергией  $E_{\alpha} = 7,7$  МэВ, испускаемыми полонием. Потенциальный барьер ядра азота для  $\alpha$ -частицы  $V_{\alpha} = 3,5$  МэВ более чем в два раза меньше их кинетической энергии.  $\alpha$ -Частицы свободно проникали в ядра азота и вызывали ядерные реакции, в которых возникали ядра кислорода  $^{17}_8\text{O}$  и протоны. Это было первым экспериментальным доказательством того, что протоны входят в состав ядра.

После открытия Резерфорда было исследовано более десятка тысяч других ядерных реакций. Какова же цель изучения ядерных реакций? Во-первых, ядерные реакции дают основные сведения о строении ядер и природе ядерных сил. Во-вторых, изучение ядерных реакций имеет практическое значение. Так, радиоактивные вещества, получаемые в ядерных реакциях, используют во многих отраслях науки и техники.

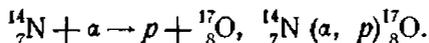
Ядерную реакцию, как и химическую, удобно записать в виде уравнения. В левой части уравнения указывают бомбардируемое ядро-мишень  $^A_ZX$  и частицу  $a$  и справа — продукты реакции — ядро  $^A_1Y$  и вылетающую частицу  $b$ :



Краткая запись ядерной реакции:



Запишем для примера уравнение первой ядерной реакции в полной и краткой формах:



Тип ядерной реакции определяется бомбардирующей и вылетающей частицами и относится к реакции  $(a, b)$ . Если бомбарди-

рующая и вылетающая частицы совпадают, то протекает реакция  $(a, a)$ , называемая рассеянием частицы  $a$ . Различают два вида рассеяния частиц. При упругом рассеянии ядро и частица взаимодействуют, как два упругих шарика. В этой ядерной реакции внутреннее состояние и состав ядра не изменяются, а между ядром и частицей происходит перераспределение кинетической энергии. Ядро, движущееся после упругого рассеяния нейтрона, называют *ядром отдачи*.

Неупругое рассеяние сопровождается возбуждением ядра-мишени без изменения его состава. Часть кинетической энергии неупруго рассеянной частицы тратится на возбуждение ядра. Так как возбужденные уровни ядра принимают дискретный ряд значений энергии, то неупругое рассеяние возможно только при энергиях частицы, превышающих энергию первого возбужденного уровня. Неупругое рассеяние сопровождается испусканием  $\gamma$ -квантов возбужденным ядром.

Во многих экспериментах с нейтронами и в ядерных установках упругое и неупругое рассеяние используется для замедления нейтронов. Например, в экспериментах по изучению взаимодействия медленных нейтронов ( $E_n < 10^3$  эВ) с веществом быстрые нейтроны ( $E_n > 0,1$  МэВ), выходящие из источника, предварительно замедляют в веществах, содержащих легкие ядра ( $A \lesssim 12$ ): бериллии, графите, парафине и т. д.

В реакции  $(a, b)$  частица  $a$  исчезает, поглощается, а вместо нее испускается частица  $b$ , при этом состав ядра-мишени изменяется, т. е. происходит ядерное превращение. Некоторые  $(a, b)$ -реакции имеют специальные названия. Так,  $(a, \gamma)$ -реакцию называют *радиационным захватом* частицы  $a$ . Поглощение частицы  $a$  в радиационном захвате сопровождается испусканием  $\gamma$ -квантов.

В ядерной реакции *неупругого рассеяния (поглощения)*\* частицы  $a$  возникает ядро, отличающееся от ядра-мишени энергетическим состоянием (составом). Такое ядро называют *ядром-продуктом*.

### § 3.2. ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ И ИМПУЛЬСА В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

В ядерной реакции выполняются законы сохранения энергии и количества движения (импульса). Запишем сначала баланс энергии в реакции  ${}_Z^A X(a, b) {}_Z^A Y$ , учитывая, что полная энергия ядер и частиц равна энергии покоя и кинетической энергии:

$$M_n(Z, A)c^2 + m_a c^2 + E_1 + E_a = M_n(Z_1, A_1)c^2 + m_b c^2 + E + E_b.$$

---

\* Ядерные взаимодействия частиц и ядер в литературе часто подразделяют на упругое рассеяние и собственно ядерные реакции. К собственно ядерным реакциям относят ядерные взаимодействия, в которых происходит изменение энергетического состояния ядра (неупругое рассеяние частицы  $a$ ) и превращение ядер (поглощение частицы  $a$ ).

Индексами  $a$  и  $b$  обозначены величины, относящиеся к соответствующим частицам;  $E_1$  — кинетическая энергия ядра-мишени;  $E$  — кинетическая энергия ядра  ${}^A_1Y$ . Сгруппируем энергии покоя в левой части, а кинетические энергии — в правой:

$$[M_{\text{я}}(Z, A) + m_a - M_{\text{я}}(Z_1, A_1) - m_b]c^2 = E + E_b - (E_1 + E_a).$$

Изменение кинетической энергии в реакции, равное по абсолютному значению изменению энергии покоя, называют *энергией реакции (тепловым эффектом)* и обозначают  $Q$ . По определению, величина

$$Q = [M_{\text{я}}(Z, A) + m_a - M_{\text{я}}(Z_1, A_1) - m_b]c^2 = \Delta M c^2.$$

Заменим массы ядер массами соответствующих нуклидов по формуле (3.1). Изменение массы покоя в ядерной реакции

$$\Delta M = M(Z, A) - M(Z_1, A_1) + m_a - m_b - (Z - Z_1)m_e. \quad (8.1)$$

Если массы нуклидов и частиц выражены в единицах а. е. м., то энергия реакции

$$Q = 931 \Delta M \text{ МэВ}. \quad (8.2)$$

В экзотермической (экзотермической) реакции ( $Q > 0$ ) часть энергии покоя ядра-мишени и бомбардирующей частицы преобразуется в кинетическую энергию продуктов реакции. Как правило, ядро-мишень перед реакцией неподвижно. Тогда

$$Q = E + E_b - E_a.$$

Примером экзотермической реакции является реакция  ${}^{10}_5\text{B}(\alpha, n){}^7_3\text{Li}$ . Рассчитаем для нее энергию реакции  $Q$ . Выпишем из табл. 3.1 массы нуклидов и нейтрона:

$$M({}^{10}_5\text{B}) = 10,0129 \text{ а. е. м.}; \quad M({}^7_3\text{Li}) = 7,0160 \text{ а. е. м.};$$

$$m_n = 1,0087 \text{ а. е. м.}; \quad M({}^4_2\text{He}) = 4,0026 \text{ а. е. м.}$$

Суммарная масса покоя до реакции равна 11,0216 а. е. м., после реакции 11,0186 а. е. м. Уменьшение массы покоя  $\Delta M = 11,0216 - 11,0186 = 0,0030$  а. е. м.

По формуле (8.2)

$$Q = 931 \Delta M = 931 \cdot 3 \cdot 10^{-3} \approx 2,8 \text{ МэВ}.$$

В эндотермической (эндотермической) реакции ( $Q < 0$ ) суммарная масса покоя ядра-мишени и бомбардирующей частицы меньше массы покоя продуктов реакции на массу  $\Delta M = -Q/c^2$ . Это приращение массы и получается в результате преобразования кинетической энергии в энергию покоя. Эндотермические реакции протекают при кинетической энергии частицы  $\alpha$  больше пороговой  $E_{\text{пор}}$ . Поэтому их называют пороговыми реакциями. Пороговая энергия обеспечивает в ядерной реакции увеличение массы на величину  $\Delta M$ . Если кинетическая энергия бомбардирующей частицы ниже пороговой, то эндотермическая реакция не наблюдается. К пороговым реакциям, например, относятся неупругое

рассеяние частиц, реакция  ${}^3_1\text{H}(p, n){}^3_2\text{He}$ , энергия которой  $Q = -0,783$  МэВ.

Закон сохранения импульса в ядерной реакции на неподвижном ядре-мишени записывают в виде векторного равенства

$$m_a v_a = M_{\text{я}} v_{\text{я}} + m_b v_b.$$

Применим закон сохранения импульса для получения связи пороговой энергии  $E_{\text{пор}}$  с энергией  $Q$  в пороговой реакции. После столкновения частицы с ядром-мишенью образуется составное ядро (см. § 8.3), масса которого  $M_C \approx M_{\text{я}} + m_a$ . При покоящемся ядре-мишени импульс частицы  $a$  равен импульсу составного ядра. Так как скорости частицы  $a$  и составного ядра  $C$  имеют одно и то же направление, то

$$m_a v_a = M_C v_C.$$

Часть энергии  $E_a$ , равная кинетической энергии составного ядра  $E_C$ , расходуется на выполнение закона сохранения импульса. Учитывая, что массы  $M_{\text{я}}(Z, A) \approx A$  а. е. м.,  $m_a \approx A_a$  а. е. м., а  $M_C \approx A + A_a$  а. е. м., получаем

$$E_C = \frac{M_C v_C^2}{2} = \frac{M_C}{2} \left( \frac{m_a}{M_C} \right)^2 v_a^2 \approx \frac{A_a}{A + A_a} E_a.$$

Кинетическая энергия частицы, преобразующаяся в энергию покоя составного ядра, равна разности кинетических энергий частицы и составного ядра:

$$\Delta M c^2 = E_a - E_C = \frac{A}{A + A_a} E_a.$$

Минимальный прирост массы, необходимой для протекания пороговой реакции,  $\Delta M = -Q/c^2$ , при этом кинетическая энергия  $E_a$  частицы равна пороговой. Подставим в последнее уравнение

$$\Delta M c^2 = |Q| \text{ и } E_a = E_{\text{пор}}.$$

Тогда

$$E_{\text{пор}} = \frac{A + A_a}{A} |Q|. \quad (8.3)$$

Если массовое число  $A_a \ll A$ , то

$$E_{\text{пор}} \approx |Q|.$$

Найдем пороговую энергию реакции  ${}^9_4\text{Be}(p, n){}^9_5\text{B}$ . Выпишем массы нуклидов и нейтрона (см. табл. 3.1):

$$M({}^9_4\text{Be}) = 9,0122 \text{ а. е. м.}; \quad M(\text{H}) = 1,0078 \text{ а. е. м.};$$

$$m_n = 1,0087 \text{ а. е. м.}; \quad M({}^9_5\text{B}) = 9,0133 \text{ а. е. м.}$$

Увеличение массы покоя в реакции

$$\Delta M = 9,0133 + 1,0087 - (9,0122 + 1,0078) = 0,002 \text{ а. е. м.}$$

Энергия реакции  $Q = -931 \Delta M \approx -1,9$  МэВ.

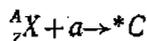
Пороговая энергия протона

$$E_{\text{пор}} = \frac{9+1}{9} \cdot 1,9 \approx 2,1 \text{ МэВ.}$$

При расчете величин  $\Delta M$  и  $Q$  нельзя принимать за массы атомов и частиц соответственно  $A$  а. е. м и  $A_a$  а. е. м. Такое приближение приводит к неправильным результатам. Так, в последнем примере приближенные  $M_{\text{я}}(^9_4\text{Be}) \approx 9$  а. е. м.,  $M(\text{H}) \approx 1$  а. е. м. дает  $\Delta M = 0$  и  $E_{\text{пор}} = 0$ .

### § 8.3. СОСТАВНОЕ ЯДРО

Исследование ядерных реакций дало много экспериментальных результатов, на которых было построено теоретическое объяснение процессов ядерных превращений. Одна из этих теорий — теория составного (промежуточного) ядра — впервые была предложена Нильсом Бором в 1936 г. Она удовлетворительно объясняет ядерные превращения при энергиях бомбардирующих частиц до 50 МэВ. Ядерная реакция  ${}_Z^A X(a, b) {}_Z^A Y$ , по этой теории, протекает в два этапа. На первом этапе ядро  ${}_Z^A X$  захватывает частицу  $a$ . В результате этого образуется составное ядро  $C$  в возбужденном состоянии:



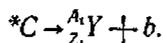
(звездочка указывает на возбужденное состояние ядра). Энергия возбуждения  $W_{\text{в}}$  составного ядра складывается из энергии связи  $\epsilon_a$  частицы  $a$  в составном ядре и части кинетической энергии частицы  $E_a$ , преобразующейся в энергию покоя составного ядра:

$$W_{\text{в}} = \epsilon_a + \frac{A}{A + A_a} E_a.$$

Если  $A_a \ll A$ , то

$$W_{\text{в}} \approx \epsilon_a + E_a.$$

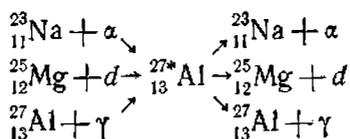
В сильных взаимодействиях нуклонов энергия возбуждения быстро распределяется почти равномерно между нуклонами. Допустим, что энергии возбуждения ядра  $C$  вполне хватает для выброса частицы  $b$ , однако этому препятствует рассредоточенность энергии по всем нуклонам. Многочисленные столкновения нуклонов могут привести к передаче всей энергии возбуждения частице  $b$ , находящейся в поверхностном слое составного ядра. После этого наступает второй этап реакции — распад составного ядра на частицу  $b$  и ядро  ${}_Z^A Y$ :



Время жизни составного ядра  $\tau_c = 10^{-14} + 10^{-13}$  с намного больше характерного ядерного времени  $\tau_{\text{я}}$ , за которое частица  $a$  пролетает расстояния, сравнимые с радиусом ядра  $R$ . Так, для  $\alpha$ -частицы, движущейся со скоростью  $v_{\alpha} \approx 10^9$  см/с, время  $\tau_{\text{я}} = R/v_{\alpha} \approx 10^{-12}/10^9 = 10^{-21}$  с в  $10^8$  раз меньше времени жизни составного ядра.

Длительное существование составного ядра приводит к тому, что его образование и распад становятся независимыми. Способ

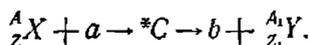
распада составного ядра определяется только энергией возбуждения. Проиллюстрируем процесс ядерного превращения через составное ядро следующим примером:



Составное ядро  ${}_{13}^{27*}\text{Al}$  может быть получено в реакции поглощения  $\alpha$ -частиц ядром  ${}_{11}^{23}\text{Na}$ , дейтона ядром  ${}_{12}^{25}\text{Mg}$ ,  $\gamma$ -кванта ядром  ${}_{13}^{27}\text{Al}$ . Если энергия возбуждения  ${}_{13}^{27*}\text{Al}$  превышает энергию связи как  $\alpha$ -частицы, так и дейтона, то составное ядро может или выбросить одну из этих частиц, или перейти в основное состояние, испустив один или несколько  $\gamma$ -квантов. Если же энергия возбуждения  ${}_{13}^{27*}\text{Al}$  меньше энергии связи  $\alpha$ -частицы и дейтона, то в реакции возникают ядро  ${}_{13}^{27}\text{Al}$  и  $\gamma$ -кванты. Ядро  ${}_{13}^{27}\text{Al}$  после распада составного ядра часто оказывается в возбужденном состоянии. Тогда оно испускает  $\gamma$ -кванты.

Ядерное взаимодействие, в котором возникает данное составное ядро, называют *входным каналом*, а отдельный способ распада составного ядра — *выходным каналом*. Так, в приведенном выше примере записано три входных и три выходных канала реакции.

Полная запись уравнения ядерной реакции с учетом составного ядра имеет вид



Обычно интересуются входным и выходным каналами реакции. Поэтому при записи уравнения реакции составное ядро  ${}^*C$ , как правило, опускают.

#### § 8.4. ЭФФЕКТИВНОЕ СЕЧЕНИЕ И ВЫХОД ЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ

Уравнение ядерной реакции дает только качественное описание взаимодействия частиц с ядрами. Однако по виду уравнения нельзя ничего сказать о количестве частиц, прореагировавших с ядрами в каком-нибудь объеме вещества. Для определения величины, характеризующей вероятность взаимодействия частицы с ядром, рассмотрим тонкую плоскую мишень из однородного вещества, содержащую  $N_s$  ядер на  $1 \text{ м}^2$  поверхности. Пусть на поверхность мишени перпендикулярно падает поток моноэнергетических частиц (рис. 8.1). Ради простоты примем за частицы нейтроны. Каждый нейтрон, проходящий через  $1 \text{ м}^2$  мишени, может провзаимодействовать с любым из  $N_s$  ядер. Число возможных взаимодействий нейтрон — ядро за  $1 \text{ с}$  на  $1 \text{ м}^2$  мишени при плотности потока нейтро-

Поток  $\Phi$  равно  $\Phi N_s$ . Однако взаимодействие нейтрона с ядром — случайное событие, и в мишени реализуется не все, а только часть возможных взаимодействий. Количество ядерных реакций  $\Pi$ , происходящих каждую секунду на  $1 \text{ м}^2$  мишени, пропорционально произведению  $\Phi N_s$ :

$$\Pi = \sigma \Phi N_s.$$

Коэффициент пропорциональности  $\sigma$  численно равен вероятности взаимодействия нейтрона с ядром при условии, что на поверхность мишени падает поток нейтронов единичной плотностью [ $\Phi = 1 \text{ нейтр./}(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ ], а на  $1 \text{ м}^2$  мишени находится только одно ядро ( $N_s = 1 \text{ ядро/м}^2$ ).

Перепишем последнее равенство в виде

$$\sigma = \Pi / \Phi N_s.$$

Учитывая размерности [ $\Pi$ ] =  $\text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , [ $\Phi$ ] =  $\text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  и [ $N_s$ ] =  $\text{м}^{-2}$ , получим, что коэффициент  $\sigma$  — это площадь, отнесенная к одному ядру мишени. Нейтрон вызывает ядерную реакцию всякий раз, когда он пересекает поверхность условного шара (черные кружки на рис. 8.1), площадь поперечного сечения которого равна  $\sigma$ . Общее поперечное сечение для всех ядер на  $1 \text{ м}^2$  мишени равно  $\sigma N_s$ . Поэтому из  $\Phi$  нейтронов, которые равномерно падают за  $1 \text{ с}$  на  $1 \text{ м}^2$  мишени, прореагируют с ядрами  $\sigma N_s \Phi$  нейтронов.

Сечение  $\sigma$  взаимодействия частиц с ядрами называют *эффективным сечением реакции* (кратко — *сечением реакции, сечением*). Сечения реакции и геометрические сечения ядра сравнимы с площадью  $10^{-28} \text{ м}^2$ . Поэтому для удобства за единицу ядерных сечений принят *барн*:  $1 \text{ б} = 10^{-28} \text{ м}^2$ .

Сечение реакции  $\sigma$  не совпадает с геометрическим сечением ядра. Так, сечение реакции  $^{235}\text{U}$  с нейтронами энергией  $0,025 \text{ эВ}$  равно  $7056 \text{ б}$ , а геометрическое — около  $2,56 \text{ б}$ . Такое различие объясняется тем, что при взаимодействии частиц с ядрами проявляются волновые свойства частиц. Поэтому сечение реакции не только отличается от геометрического, но и зависит от энергии частиц.

На рис. 8.2 приведена в логарифмическом масштабе зависимость сечения реакции  $\sigma$  от энергии нейтронов для ядра  $^{115}\text{In}$ . До энергий  $E_n \approx 0,5 \text{ эВ}$  сечение изменяется обратно пропорционально скорости нейтрона  $v$  (закон  $1/v$ ). В области энергий  $E_n > 0,5 \text{ эВ}$

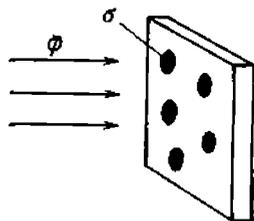


Рис. 8.1. Схематическое изображение сечений реакции (черные кружки) в плоской мишени

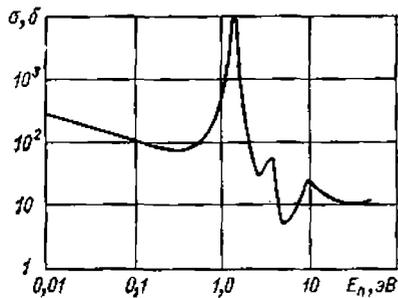


Рис. 8.2. Зависимость сечения реакции  $\sigma$  для  $^{115}\text{In}$  от энергии нейтрона  $E_n$

сечение  $\sigma$  имеет такую же энергетическую зависимость, как и плотность вероятности  $f(W)$  (см. § 3.3). Максимумы сечения  $\sigma$ , расположены при энергиях нейтрона  $E_{ri}$ . Им соответствуют наиболее вероятные энергии уровня составного ядра  $W_i = \varepsilon_n + \frac{A}{A+1} E_{ri}$  ( $\varepsilon_n$  — энергия связи нейтрона в составном ядре). Область энергий, в которой изменение сечения  $\sigma(E_n)$  имеет вид пиков, величины  $\sigma$ ,  $E_r$  и пики сечений называют *резонансными*. В резонансной области у нуклидов  $^{115}\text{In}$  есть несколько пиков. Самый высокий резонансный пик ( $\sigma_r = 3 \cdot 10^4$  б) расположен около резонансной энергии  $E_r = 1,44$  эВ.

С увеличением энергии высоты пиков, соответствующих другим возбужденным состояниям, уменьшаются, а энергетические уровни расширяются. При кинетической энергии  $E_n \sim 1$  кэВ расстояние между уровнями тяжелых ядер становится меньше разрешения измерительных приборов, и уровни не разделяются. Вследствие этого сечение  $\sigma$ , измеренное экспериментально, начинает убывать, монотонно приближаясь к геометрическому сечению ядра  $\pi R^2$ .

Ядерному взаимодействию между заряженной частицей и ядром препятствует потенциальный барьер. Если кинетическая энергия бомбардирующих частиц меньше высоты потенциального барьера, то не все частицы, взаимодействующие с ядрами, вступают в ядерную реакцию. Часть из них рассеивается электрическим полем ядра. Другая часть проникает в ядра через потенциальный барьер и вызывает ядерную реакцию. Доля частиц, проникающих при столкновении с ядрами сквозь потенциальный барьер, равна коэффициенту прозрачности  $D$ .

Энергия заряженных частиц, вступающих в реакцию с ядрами, не равна их начальной энергии  $E$  на поверхности мишени. До столкновения с ядром заряженная частица расходует часть своей энергии на ионизацию и возбуждение атомов мишени. И чем длиннее путь частиц в мишени до столкновения с ядром, тем больше ионизационные потери и тем меньше энергия частиц. Следовательно, ядерные реакции протекают под действием заряженных частиц, энергия которых заключена в интервале от  $E - \Delta E$  до  $E$ . Здесь  $\Delta E$  — ионизационные потери частицы в мишени.

В тонкой мишени, толщина которой намного меньше длины пробега частицы, ионизационные потери незначительны. Заряженные частицы, проходящие через тонкую мишень, практически не изменяют своей энергии.

Учитывая прозрачность потенциального барьера ядра, запишем количество реакций на  $1 \text{ м}^2$  тонкой мишени при плотности потока моноэнергетических частиц  $\Phi$ :

$$\Pi = \sigma D \Phi N_s.$$

Произведение  $\sigma D$  рассчитывают по результатам экспериментальных измерений. Его принимают за сечение реакции и обозначают единым символом сечения  $\sigma$ . В нем учитывают влияние на

Образование составного ядра ядерных и электрических свойств ядра-мишени и частицы. Коэффициент прозрачности  $D$  сильно растет с увеличением энергии частицы и становится равным единице при энергиях частицы, превышающих высоту потенциального барьера  $V_k$ . Аналогично изменяется и сечение реакции  $\sigma$ .

На рис. 8.3 показана типичная зависимость сечения реакции  $\sigma$  от энергии заряженной частицы  $E_a$ . Сечение становится отличным от нуля при энергии  $E_a \sim 0,5V_k$ . Затем оно резко увеличивается и при энергиях  $E_a > V_k$  постепенно приближается к геометрическому сечению ядра  $\pi R^2$ .

Для некоторых реакций, например такой, как  ${}^{27}_{13}\text{Al}(\alpha, p){}^{30}_{14}\text{Si}$ , в интервале энергий до  $E_a \approx V_k$  на кривой сечения реакции есть несколько резонансных пиков.

Обозначим сечение образования составного ядра  $\sigma$ . Возможные направления распада составного ядра характеризуются парциальными сечениями реакции:  $\sigma_s$  — сечение упругого рассеяния;  $\sigma_{in}$  — сечение неупругого рассеяния;  $\sigma_a$  — сечение поглощения частицы [реакция  $(a, b)$ ]. Отношения  $\sigma_s/\sigma$ ,  $\sigma_{in}/\sigma$  и  $\sigma_a/\sigma$  показывают вероятность распада составного ядра с упругим, неупругим рассеянием и поглощением частицы соответственно. Из общего числа  $\Pi$  ядерных реакций  $(\sigma_s/\sigma)\Pi$  частиц рассеивается упруго,  $(\sigma_{in}/\sigma)\Pi$  частиц рассеивается неупруго, а  $(\sigma_a/\sigma)\Pi$  частиц поглощается ядрами. Так как возбужденное составное ядро обязательно распадается по какому-нибудь выходному каналу, то и сумма вероятностей его распада

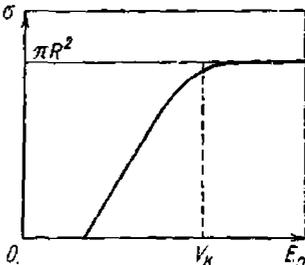


Рис. 8.3. Зависимость сечения реакции  $\sigma$  от энергии заряженной частицы  $E_a$

$$\sigma_s/\sigma + \sigma_{in}/\sigma + \sigma_a/\sigma = 1,$$

откуда

$$\sigma = \sigma_s + \sigma_{in} + \sigma_a.$$

Непосредственно с сечением реакции связан выход реакции  $Y$ . Он равен доле частиц, вступающих в реакцию с ядрами мишени. Чтобы найти выход реакции  $Y$ , необходимо разделить количество реакций на  $1 \text{ м}^2$  мишени за  $1 \text{ с}$  на плотность потока частиц  $\phi$ . В тонкой мишени ослабление плотности потока и изменение энергии частиц по ее толщине незначительны. Поэтому плотность потока и энергию частиц можно считать постоянными. В этом частном случае число реакций на  $1 \text{ м}^2$  мишени за  $1 \text{ с}$

$$\Pi_i = \sigma_i N_s \phi,$$

где  $N_s$  — число ядер, приходящихся на  $1 \text{ м}^2$  мишени, ядро/ $\text{м}^2$ ;  $\sigma_i$  — сечение  $i$ -й реакции ( $i = s, in, a$ ). Разделив число реакций  $\Pi_i$  на плотность потока  $\phi$ , получим выход реакции для тонкой мишени:

$$Y_i = \sigma_i N_s. \quad (8.4)$$

Так как на  $1 \text{ м}^2$  мишени толщиной  $1 \text{ м}$  содержится столько же ядер, сколько атомов в  $1 \text{ м}^3$ , то на  $1 \text{ м}^2$  мишени толщиной  $\delta$

$$N_s = \frac{\rho \delta}{A} 6,02 \cdot 10^{26} \text{ ядро/м}^2.$$

Подставим выражение для  $N_s$  в формулу (8.4):

$$Y_l = \frac{\sigma_l \rho \delta}{A} 6,02 \cdot 10^{26}.$$

**Пример.** Найти выход реакции поглощения нейтронов с энергией  $E_n = 0,025 \text{ эВ}$  в плоской тонкой мишени из меди толщиной  $\delta = 1 \text{ мм}$ , если для меди  $\sigma_a = 3,77 \text{ б}$ ,  $\rho = 8,89 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ ,  $A = 63,5$ .

$$N_{\text{Cu}} = \frac{8,89 \cdot 10^3}{63,5} 6,02 \cdot 10^{26} = 8,42 \cdot 10^{28} \text{ ядро/м}^2.$$

Число ядер на  $1 \text{ м}^2$  мишени толщиной  $1 \text{ мм}$

$$N_s = 8,42 \cdot 10^{28} \cdot 10^{-3} = 8,42 \cdot 10^{25} \text{ ядро/м}^2.$$

Выход ядерной реакции по формуле (8.4)

$$Y_a = 3,77 \cdot 10^{-28} \cdot 8,42 \cdot 10^{25} \approx 3,2 \cdot 10^{-2}.$$

### § 8.5. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ. ЯДЕРНЫЙ ФОТОЭФФЕНТ

**Реакция под действием  $\alpha$ -частиц.** При изучении реакции ( $\alpha$ ,  $b$ ) были получены первые сведения о строении ядра. Используя естественные  $\alpha$ -излучатели, физики установили некоторые закономерности протекания ядерных реакций, на которых построена, например, модель составного ядра.

Кроме первой реакции  ${}^1_7\text{N}(\alpha, p){}_8^{17}\text{O}$  были открыты другие важные для ядерной физики реакции. К ним относятся прежде всего реакции ( $\alpha$ ,  $n$ ). При бомбардировке бериллия  $\alpha$ -частицами в реакции  ${}^9_4\text{Be}(\alpha, n){}_6^{12}\text{C}$  были получены нейтроны. До настоящего времени реакции ( $\alpha$ ,  $n$ ) используют в качестве лабораторных источников нейтронов.

Большинство реакций ( $\alpha$ ,  $n$ ) заканчивается возникновением нестабильных ядер с позитронной активностью. С помощью этих реакций получают некоторые искусственные радиоактивные вещества.

**Реакция под действием протонов.** Высота потенциального барьера ядер для протонов в два раза меньше, чем для  $\alpha$ -частиц. Вследствие этого ( $p$ ,  $b$ )-реакции идут при более низких энергиях. Протоны с энергией до  $400 \text{ ГэВ}$  получают в ускорителях заряженных частиц.

Впервые расщепление лития протонами наблюдали Кокрофт и Уолтон. Протоны ускорялись в линейном ускорителе до энергии  $700 \text{ кэВ}$ . Ядро  ${}^7_3\text{Li}$  под действием протонов расщеплялось на две

частицы. Реакция  ${}^7_3\text{Li}(p, \alpha) {}^4_2\text{He}$  — экзотергическая с энергией реакции  $Q=17,3$  МэВ. В другом выходном канале реакции  ${}^7_3\text{Li}(p, \gamma) {}^8_4\text{Be}$  испускаются  $\gamma$ -кванты с энергией  $E_\gamma = 17,3$  МэВ.

**Реакция под действием дейтронов.** Дейтрон состоит из двух нуклонов: протона и нейтрона. Энергия связи дейтона, равная 2,225 МэВ, меньше, чем у других многонуклонных ядер. Слабая связанность нуклонов в дейтоне обуславливает некоторые особенности протекания реакций ( $d, b$ ). Ядерная реакция может идти как через составное ядро (тогда дейтрон поглощается ядром-мишенью), так и без образования составного ядра («прямые» реакции). При небольших энергиях дейтона нейтрон проникает в ядро-мишень и отрывается от протона, которому мешают войти в ядро кулоновские силы. В результате такого разрыва связи нейтрона и протона протекает прямая реакция ( $d, p$ ).

С ростом энергии дейтронов увеличивается вероятность проникновения протона в ядро через потенциальный барьер. В результате этого наблюдаются две конкурирующие прямые реакции ( $d, p$ ) и ( $d, n$ ). Радиационный захват дейтронов происходит крайне редко, так как ядро-мишень, поглотив дейтрон, возбуждается до энергии  $W_b = \epsilon_n + \epsilon_p - 2,225 \approx 14$  МэВ, где  $\epsilon_n = \epsilon_p \approx 8$  МэВ — энергии связи протона и нейтрона в составном ядре. При такой большой энергии возбуждения составное ядро с большей вероятностью выбрасывает нуклон, чем испускает  $\gamma$ -квант.

**Ядерный фотоэффект.** Поглощение ядром  $\gamma$ -кванта может вызвать реакции ( $\gamma, n$ ) и ( $\gamma, p$ ). Эти реакции называют ядерным фотоэффектом. Энергетически ядерный фотоэффект возможен только при энергиях  $\gamma$ -кванта, превышающих энергию связи нуклона в ядре. Особенно низок порог фотоэффекта у дейтона и ядра  ${}^9_4\text{Be}$ . Дейтрон расщепляется на протон и нейтрон  $\gamma$ -квантами с энергией  $E_\gamma = 2,225$  МэВ, а пороговая энергия реакции  ${}^9_4\text{Be}(\gamma, n) {}^8_4\text{Be}$  составляет всего 1,67 МэВ.

### § 8.6. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

После поглощения частицы с энергией 10—50 МэВ образуется сильно возбужденное составное ядро. Энергия возбуждения настолько высока, что ее хватает для выброса нескольких нуклонов. Например, при энергии нейтронов  $E_n = 20$  МэВ идут пороговые реакции  ${}^{12}_6\text{C}(n, 2n) {}^{11}_6\text{C}$  и  ${}^{63}_{29}\text{Cu}(n, 3n) {}^{61}_{29}\text{Cu}$ . Кинетическая энергия бомбардирующих нейтронов расходуется на удаление из составного ядра одного-двух нейтронов.

При энергиях  $E_a \gg \epsilon_n$ , где  $\epsilon_n$  — энергия связи нуклона в ядре, частица взаимодействует практически со свободным нуклоном. Поэтому для описания механизма ядерных реакций под действием частиц с энергиями  $E_a > 50$  МэВ модель составного ядра неприемлема.

Быстрая частица, сталкиваясь с нуклонами, непосредственно выбивает их из ядра. В результате реакции из ядра-мишени вы-

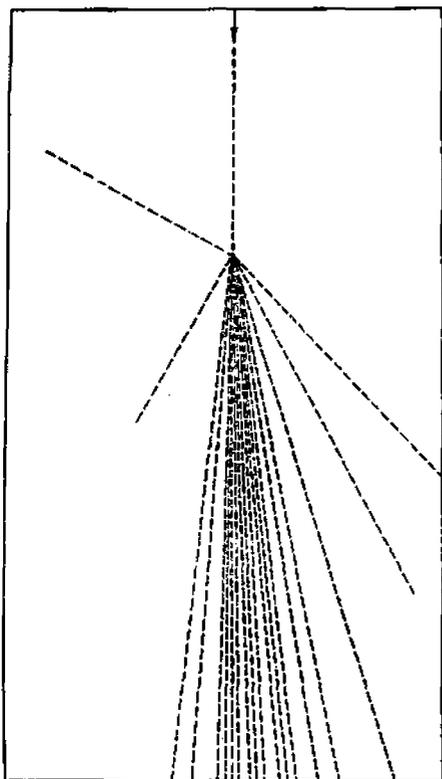


Рис. 8.4. Звезда из 19 лучей. Энергия первичного протона 300 ГэВ

летает целый каскад нуклонов, причем число частиц в каскаде растет с увеличением энергии бомбардирующей частицы.

На рис. 8.4 показан каскад частиц, вызванный протоном с энергией 300 ГэВ в фотоэмульсии. От места столкновения протона с ядром расходится 19 треков вторичных протонов. Треки похожи на изображение лучей звезды. Поэтому видимую часть изображения каскада частиц называют звездой. В отличие от протонов нейтроны не оставляют следов в фотоэмульсии, и по лучам звезды нельзя точно определить полное число частиц в каскаде.

#### § 8.7. ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

Вещества, нагретые до нескольких десятков миллионов градусов, изменяют свои свойства. При такой температуре атомы полностью ионизированы, а вещества превращаются в электронно-ядерный газ — *плазму*, состоящую из свободных ядер и электронов. Обыч-

но плазму называют или по ее составным ядрам (протонная, дейтонная и т. д.), или по атомам, соответствующим составным ядрам (дейтериевая, тритиевая и т. п.).

В плазме происходит интенсивное движение частиц (ядер и электронов). В результате многочисленных столкновений в плазме устанавливается максвелловское распределение частиц по скоростям.

Прозрачность потенциального барьера двух взаимодействующих ядер зависит от их относительной кинетической энергии  $E$ . Например, энергия  $E$  двух ядер, которые до столкновения двигались навстречу друг другу с одинаковой кинетической энергией  $E_j$ , равна  $4E_j$ . Если же эти ядра движутся в одном направлении, то их относительная энергия  $E=0$ .

На рис. 8.5 приведены три кривые. Кривая 1 — это максвелловское распределение ядер по энергии  $f(E)$  в плазме. Функция  $f(E)$  с увеличением энергии  $E$  сначала растет, достигает максимума при энергии  $E=kT/2$ , а затем быстро убывает. В плазме есть медленные ядра с энергией  $E \leq kT$ , а также небольшая доля «горячих» ядер с  $E \gg kT$ .

Столкновение двух легких ядер в плазме или мишени может закончиться реакцией поглощения. Тогда образуется ядро, которое тяжелее любого из двух исходных ядер, и освобождается энергия. Такую реакцию называют *реакцией синтеза ядер*. Кривая 2 показывает зависимость сечения поглощения  $\sigma_a$  от энергии  $E$ . С ростом энергии  $E$  прозрачность потенциального барьера увеличивается, а сечение  $\sigma_a$  резко возрастает. Выход реакции синтеза при энергии  $E$  в плазме пропорционален произведению  $\sigma_a(E)f(E)$ . Реакция синтеза ядер происходит вблизи максимума выхода  $Y(E_M)$ . Вдали от энергии  $E_M$  ( $E \ll E_M$  и  $E \gg E_M$ ) величина  $Y(E) \approx 0$ . В первом энергетическом интервале сечение  $\sigma_a$  близко

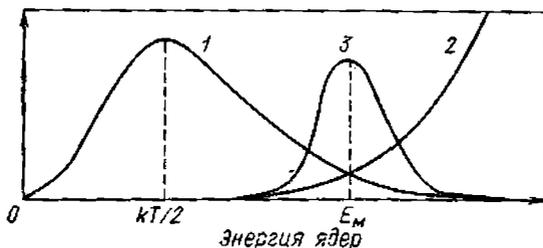


Рис. 8.5. Максвелловское распределение ядер в плазме (1); сечения поглощения (2) и выход реакции (3) в зависимости от энергии ядра

к нулю, а во втором энергетическом интервале мала доля ядер в плазме. Площадь, ограниченная кривой  $Y(E)$  и осью энергии, пропорциональна энерговыделению в плазме. С повышением температуры плазмы максимум спектра Максвелла сдвигается вправо по оси энергии. Вследствие этого увеличивается доля ядер в области более высоких значений сечения  $\sigma_a$  и энерговыделение в плазме.

Начиная с некоторой температуры, называемой *температурой зажигания*  $T_0$ , реакция синтеза становится самоподдерживающейся. Выделяемой в плазме энергии хватает и на поддержание постоянной температуры плазмы, и на компенсацию излучения с ее поверхности. Если температура  $T > T_0$ , то в плазме идет развивающаяся реакция синтеза ядер. Огромное выделение энергии в плазме приводит за короткое время к взрыву. Следовательно, течение реакции синтеза в плазме непосредственно связано с тепловым движением ядер, температурой плазмы. Поэтому реакции синтеза ядер, протекающие в горячей плазме, называют *термоядерными*.

Температура зажигания плазмы зависит от трех факторов: плотности, состава и объема плазмы. Плотность ядер в плазме пропорциональна плотности плазмы. С увеличением плотности плазмы растет скорость термоядерных реакций, что ведет к уменьшению температуры зажигания. Значит, чем выше плотность плазмы, тем ниже температура зажигания.

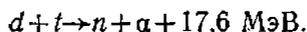
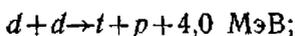
Сечение реакции  $\sigma_a$  неодинаково для различных ядер. При одной и той же энергии сечение реакции между дейтонами больше, чем сечение реакции между протонами. Следовательно, при одинаковых плотностях ядер и температуре плазмы выделение энергии в водородной плазме менее интенсивно, чем в дейтериевой, а температура зажигания первой выше, чем второй.

Из бесконечного объема плазмы нет утечки энергии, и температура зажигания такой плазмы минимальна. С уменьшением объема плазмы на температуре зажигания начинает сказываться утечка энергии через поверхность. Для компенсации этой утечки необходимо дополнительное энерговыделение в плазме. Поэтому температура зажигания конечной плазмы больше, чем бесконечной.

Температура внутри светящихся звезд достигает 20—30 млн. градусов. Звездная плазма состоит в основном из протонов и сжата огромным давлением до плотности  $100 \text{ г/см}^3$ , которой соответствует плотность протонов примерно  $6 \cdot 10^{25}$  в  $1 \text{ см}^3$ . В плотной протонной плазме происходит синтез  $\alpha$ -частиц из протонов с освобождением 26,7 МэВ на одну  $\alpha$ -частицу. Вся выделенная энергия в плазме расходуется на излучение с поверхности и на поддерживание температуры звезды.

Термоядерные реакции в водородной плазме идут крайне медленно. Для синтеза одной  $\alpha$ -частицы в солнечной плазме требуется более десяти миллиардов лет. Поэтому выход энергии даже в плотной солнечной плазме составляет около  $2 \cdot 10^{-4}$  Вт/кг.

Ученые многих стран работают над проблемой применения управляемого термоядерного синтеза  $\alpha$ -частиц из дейтонов и тритонов. В дейтериевой и дейтериево-тритиевой плазмах протекают термоядерные реакции



Сечение второй реакции намного больше сечения первой. Вследствие этого в дейтериевой плазме обе реакции идут последовательно, а в дейтериево-тритиевой плазме вторая реакция преобладает над первой.

Прежде чем поставить термоядерные реакции на службу человечеству, потребуются решить несколько крупных проблем. Управляемая термоядерная реакция будет протекать в аппарате, называемом *термоядерным реактором*. В земных условиях трудно получить такую же плотную плазму, как на Солнце, потому что нет материалов, выдерживающих давление в несколько миллионов атмосфер. Поэтому плотность плазмы в термоядерном реакторе будет сравнительно небольшой. Вследствие этого плазму придется поддерживать при температуре в несколько десятков или сот миллионов градусов. При такой температуре предполагают получить приемлемую скорость освобождения энергии. Нагретая плазма должна каким-нибудь способом удерживаться в сжатом состоянии и быть термоизолированной от стенок реактора, так как темпера-

Температура самых тугоплавких материалов ограничена несколькими тысячами градусов.

Ученые, проводящие эксперименты с плазмой, пытаются решить проблему удержания и термоизоляции плазмы при помощи неоднородных магнитных полей. Заряженная частица, движущаяся вдоль силовой линии к концентрированному магнитному полю, отражается этим полем, как луч света от зеркала. Отражающие магнитные поля называли *магнитными зеркалами*.

Плазму помещают в вакуумную камеру. Внутри камеры создается магнитное поле с магнитной индукцией, убывающей к центру камеры. Такое магнитное поле сжимает плазму около центра камеры, отделяя плазму от оболочки камеры. Неоднородное магнитное поле и служит магнитной термоизоляцией. Камеру с магнитной термоизоляцией называют *магнитной ловушкой*.

Создать надежную термоизоляцию довольно трудно. Одна из причин неустойчивости плазмы — диффузия заряженных частиц. Сталкиваясь между собой, заряженные частицы перемещаются в плазме, и часть из них проникает через магнитную термоизоляцию. Другая причина неустойчивости плазмы связана с колебаниями объема плазмы, неравномерностью температуры и плотности ядер в плазме. Они изменяют магнитное поле, создавая условия для утечки заряженных частиц из плазмы.

Плазма в термоядерном реакторе нагревается до температуры зажигания  $T_0$ . За время существования плазмы  $\tau$ , называемое *временем удержания*, в ней успевают прореагировать количество ядер, пропорциональное  $N\tau$  ( $N$  — плотность ядер плазмы). Величину  $N\tau$  называют *параметром удержания*.

Мощность термоядерного реактора подразделяют на две составляющие. Непосредственно в плазме тормозятся заряженные частицы, возникающие в термоядерной реакции. Торможение заряженных частиц (первая составляющая) дает около 20% мощности. Примерно 80% мощности (вторая составляющая) уносится из плазмы нейтронами.

Каждый состав плазмы объемом  $V$  характеризуется минимальным значением параметра удержания  $(N\tau)_0$ , при котором первая составляющая мощности компенсирует затраты мощности на поддержание горения плазмы при постоянной температуре. Величину  $(N\tau)_0$  называют *критерием Лоусона*. Для дейтериево-тритиевой плазмы ( $T_0 \approx 10^8$  К) значение  $(N\tau)_0 = 3 \cdot 10^{14}$  с/см<sup>3</sup>, а для дейтериевой плазмы ( $T_0 \approx 5 \cdot 10^8$  К)  $(N\tau)_0 = 10^{16}$  с/см<sup>3</sup>. Следовательно, дейтериево-тритиевая плазма зажигается при более низких температуре и критерии Лоусона, чем дейтериевая плазма. Вот почему в первых термоядерных реакторах будет использоваться дейтериево-тритиевая плазма.

В Советском Союзе исследования по управляемому термоядерному синтезу ядер проводятся с начала 50-х годов. Теоретическим и экспериментальным изучением свойств плазмы руководили выдающиеся ученые академики И. В. Курчатов и Л. А. Арцимович. Результаты многолетних исследований советских и зарубежных

ученых позволили вплотную подойти к проектированию термоядерных реакторов.

Одной из наиболее изученных термоядерных установок — моделей термоядерных реакторов является установка *токамак*. Название составлено по начальным буквам слов: ток, камера, магнитная катушка.

Герметичная тороидальная камера (рис. 8.6) имеет две оболочки. Внутренняя стальная оболочка и внешняя медная оболочка (кожух) разделены вакуумным зазором и электроизолированы. На поверхности медной оболочки смонтированы магнитные катушки, создающие продольное магнитное поле в камере. Камера

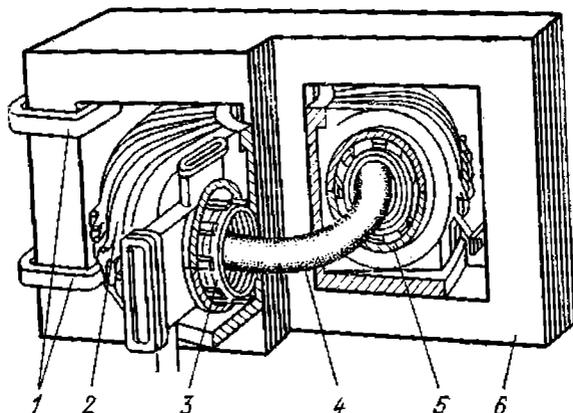


Рис. 8.6. Схема установки токамак:

1 — первичная обмотка; 2 — магнитная катушка; 3 — стальная оболочка; 4 — плазма; 5 — медный кожух; 6 — железный сердечник

с магнитными катушками установлена на магнитном сердечнике с первичной обмоткой. Установка токамак — это трансформатор с одновитковой вторичной обмоткой (плазмой).

Перед заполнением газом (дейтерием или смесью дейтерия с тритием) в камере создают высокий вакуум. После заполнения газом под низким давлением включают питание первичной обмотки, в камере происходит пробой и ионизация газа. Электрический ток, протекающий по ионизированному газу, нагревает его до высокой температуры.

Магнитная термозащита создается наложением двух магнитных полей. Первое, основное магнитное поле — это магнитное поле электрического тока в плазме. Оно сжимает плазму в радиальном направлении и удерживает ее в камере. Второе, управляемое магнитное поле, образующееся при пропускании электрического тока через магнитные катушки, используется для стабилизации плазмы.

По результатам исследований на установках типа токамак был сделан вывод, что время  $\tau$  возрастает с увеличением поперечного сечения плазмы. В установках Токамак-10 (СССР) и PLT (США)

поперечное сечение камеры равно примерно  $0,5 \text{ м}^2$ , а объем плазмы около  $5 \text{ м}^3$ . На установке Токамак-10 (кратко — Т-10) достигнута температура плазмы  $10^7 \text{ К}$ , параметр удержания  $N\tau = 4 \cdot 10^{12} \text{ с/см}^3$ . Чтобы осуществить самоподдерживающуюся термоядерную реакцию, потребуется увеличить температуру плазмы примерно в 10 раз, а параметр удержания — в 50 раз.

В СССР, США и Японии проектируются установки типа токамак с поперечным сечением камер от 3 до  $12 \text{ м}^2$  и объемом плазмы от 60 до  $400 \text{ м}^3$ . Температура плазмы и параметр удержания проектируемых установок будут мало отличаться от температуры зажигания и критерия Лоусона.

Термоядерные реакторы найдут широкое применение как источники энергии. В лабораториях изучаются различные схемы преобразования энергии на атомных электростанциях с термоядерными реакторами. В одной из них тепло выделяется при замедлении вылетевших из плазмы нейтронов, в толстом слое вещества (бланкете), окружающем камеру. Тепло от blankets отводится теплоносителем. Если через blanket прокачивать жидкий литий, то под действием замедленных нейтронов в литии протекает реакция  ${}^6\text{Li}(n, t){}^4\text{He}$  и воспроизводится тритий, сжигаемый в плазме.

В гибридном реакторе blanket изготавливается из  ${}^{238}\text{U}$ . Под действием нейтронов с энергией  $E > 1 \text{ МэВ}$  ядра  ${}^{238}\text{U}$  делятся и освобождается энергия  $200 \text{ МэВ}$  на одно деление.

В гибридном реакторе вторая составляющая мощности возрастает в несколько раз. В blanket такого реактора можно производить и плутоний, который идет на приготовление ядерного топлива для ядерных реакторов. Под действием нейтронов на ядрах  ${}^{238}\text{U}$  в blanket протекает наряду с реакцией деления ядер и  $(n, \gamma)$ -реакция:  ${}^{238}\text{U}(n, \gamma){}^{239}\text{U}$ . Затем  ${}^{239}\text{U}$  превращается в  ${}^{239}\text{Pu}$ :



Появление мощной лазерной техники поставило перед учеными другую задачу в области термоядерного синтеза. Если направить импульсы света лазера на небольшую таблетку из замороженной смеси дейтерия и трития, то можно ли подогреть таблетку до температуры, при которой эффективно протекает термоядерная реакция без удерживающего магнитного поля?

В 1963 г. группа советских ученых во главе с академиком Н. Г. Басовым впервые зарегистрировала нейтроны, испущенные при взаимодействии импульса света лазера с таблеткой из дейтерида лития. Источником нейтронов была термоядерная реакция. Последующие эксперименты в США и Франции подтвердили результаты советских ученых.

Как же развивается процесс в таблетке? Под действием импульса света лазера длительностью до  $10^{-10} \text{ с}$  поверхностный слой таблетки испаряется, переходит в плазменное состояние, а затем плазма нагревается до нескольких десятков миллионов градусов. В течение времени  $\tau \sim 10^{-9} \text{ с}$  в плазме происходит термоядерная реакция. Давление в плазме резко возрастает, и в конце процесса

таблетка разрывается на осколки. В проектах лазерных термоядерных реакторов разрабатываются способы преобразования энергии взрывов таблеток в тепло.

Энергетический выигрыш в лазерном термоядерном синтезе может быть получен при условии превышения энергии взрыва над затраченной энергией. Он зависит от энергии импульса света, определяющей начальную температуру плазмы, а также от метода облучения таблетки.

При одностороннем облучении таблетки параметр удержания  $Nt$  не превышает  $10^{14}$  с/см<sup>3</sup> (время удержания  $\tau \sim 10^{-9}$  с, плотность ядер  $N \sim 5 \cdot 10^{22}$  ядро/см<sup>3</sup>). Такой параметр удержания достаточен только для компенсации затраченной энергии. Количество освобожденной энергии резко повышается, если поверхность небольшого шара из замороженной смеси дейтерия и трития облучать одновременно со всех сторон несколькими лазерами. Облученный шар превращается в сгусток плазмы с давлением до  $10^{11}$  атм. В таких условиях плотность плазмы, а следовательно, и энергетический выигрыш возрастает в сотни раз.

Лазерный термоядерный синтез пока исследуется в лабораториях. По теоретическим оценкам, для получения заметного энергетического выигрыша нужны мощные лазеры с энергией импульса света  $10^5$ — $10^6$  Дж, которая в  $10^2$ — $10^3$  раз больше энергии импульса света действующих лазеров. Создание такой мощной лазерной установки — одна из многих проблем на пути овладения лазерным термоядерным синтезом.

Запасы дейтерия и лития в природе огромны, и решение проблемы управляемого термоядерного синтеза обеспечит человечество практически неисчерпаемым источником энергии.

### § 8.3. ТРАНСУРАНОВЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ

Природные элементы заполняют Периодическую систему элементов Д. И. Менделеева до урана ( $Z=92$ ). Химические элементы, расположенные за ураном, называют *трансурановыми*. Все они радиоактивны и имеют малый период полураспада по сравнению с возрастом Земли. Поэтому трансурановые элементы давно распались и не встречаются на Земле.

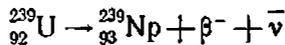
Торий, протактиний, уран и трансурановые элементы образуют группу актиноидов. В Периодической системе элементов актиноиды расположены под лантаноидами, которые насчитывают в своей группе 14 элементов. Такое же количество элементов и в группе актиноидов. До 1940 г. были известны три первых актиноида, встречающиеся в природе: торий, протактиний и уран. Остальные 11 элементов группы актиноидов (табл. 8.1) были получены в ядерных реакциях.

Большинство изотопов трансурановых элементов являются  $\beta$ -излучателями. Это свойство радиоактивности используют при получении изотопов трансурановых элементов. Первый изотоп химического элемента с порядковым номером  $Z=93$  был получен американским физиком Макмилланом в 1940 г.

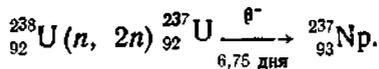
## Трансурановые элементы

Элемент	Химический символ	Порядковый номер	Массовые числа изотопов	Год открытия
Нептуний	Np	93	231—241	1940
Плутоний	Pu	94	232—246	1940
Америций	Am	95	237—246	1944
Кюрий	Cm	96	238—250	1944
Берклий	Bk	97	243—250	1949
Калифорний	Cf	98	244—254	1950
Эйнштейний	Es	99	246—256	1953
Фермий	Fm	100	250—256	1954
Менделевий	Md	101	255—256	1955
Нобелий	(No)	102	253—255	1957
Лоуренсий	Lr	103	257	1961
Курчатовий	Ku	104	260	1964
Нильсборий	Ns	105	—	1970

Он облучал нейтронами природный уран, состоящий из  $\alpha$ -активных изотопов  ${}_{92}^{238}\text{U}$  (93,3%/д) и  ${}_{92}^{235}\text{U}$  (0,7%/д). В результате реакции  ${}_{92}^{238}\text{U}(n, \gamma) {}_{92}^{239}\text{U}$  и дальнейшего  $\beta^-$ -распада  ${}_{92}^{239}\text{U}$  с периодом полу-распада 23 мин:



возникал изотоп нового химического элемента с  $Z=93$ . Он был назван нептунием. У нептуния известно 11 изотопов с массовыми числами от 231 до 241. Наибольший интерес для изучения химических свойств нептуния представляет изотоп  ${}_{93}^{237}\text{Np}$  с периодом полураспада  $2,2 \cdot 10^6$  лет. Он образуется в цепочке превращений

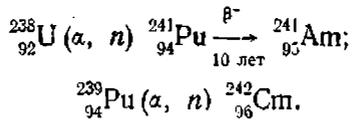


${}_{93}^{237}\text{Np}$  принадлежит к радиоактивному семейству с массовыми числами  $A=4n+1$ . В дочерних продуктах  $\beta^-$ -активных изотопов нептуния порядковый номер увеличивается до  $Z=94$ . Химический элемент с порядковым номером  $Z=94$  назван плутонием.

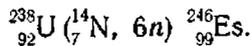
Среди изученных изотопов плутония наибольший научный и практический интерес представляет изотоп плутония  ${}_{94}^{239}\text{Pu}$  с периодом полураспада 24 000 лет. Под действием нейтронов происходит деление  ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ , в результате которого освобождается энергия. Поэтому  ${}_{94}^{239}\text{Pu}$  используют в атомной энергетике для приготовления ядерного топлива.

Большая исследовательская работа в области трансурановых элементов была проделана группой американских ученых (Сиборг, Макмиллан и др.) в Калифорнийском университете (г. Беркли). Они получали новые элементы, облучая тяжелые мишени ( $A \sim$

~240) пучками дейтронов и  $\alpha$ -частиц, ускоренных в циклотроне. Так, америций Am и кюрий Cm образуются в цепочках превращений:



В последнее время для получения трансурановых элементов используют пучки ядер  ${}^6_6\text{C}$ ,  ${}^{14}_7\text{N}$ ,  ${}^{16}_8\text{O}$ . Порядковый номер  $Z$  после реакции увеличивается на шесть—восемь единиц. Таким способом были синтезированы эйнштейний Es, фермий Fm, менделевий Md, лоуренсий Lr и другие химические элементы. Например, при облучении  ${}^{238}\text{U}$  ядрами  ${}^{14}\text{N}$ , ускоренными до 100 МэВ, идет реакция



Советские физики (Г. Н. Флёрв и др.) получили ряд изотопов химических элементов с порядковыми номерами 102, 104 и 105. В честь академика И. В. Курчатова химический элемент с порядковым номером 104 назван курчатовием (Ku), а в честь Н. Бора химический элемент с порядковым номером 105 назван нильсборием (Ns).

## КОСМИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

## § 9.1. ПРИРОДА КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*Первичным космическим излучением* называют поток частиц высоких энергий, падающих из мирового пространства на Землю. Его подразделяют на две компоненты: галактическое космическое излучение (ГКИ) и солнечное космическое излучение (СКИ).

ГКИ представляет собой поток легких ядер, среди которых 91,5% протонов, 7,8%  $\alpha$ -частиц, а остальные — ядра с порядковыми номерами от 3 до 30. Энергия первичных частиц заключена в интервале от 0,1 до  $10^8$  ГэВ/нуклон, а средняя энергия ГКИ приблизительно равна 3,5 ГэВ/нуклон. Энергия первичной частицы равна энергии, приходящейся на один нуклон, умноженной на массовое число частицы.

По теории советских физиков В. Л. Гинзбурга и И. С. Шкловского, ГКИ возникает при взрывах сверхновых и новых звезд, образующихся в Галактике. Эти взрывы выбрасывают огромное число частиц. В межзвездном пространстве есть магнитное поле. С этим магнитным полем современная теория связывает два наиболее вероятных процесса ускорения космических частиц.

В первом процессе космические частицы разгоняются, как в бетатроне. Предполагается, что магнитное поле в межзвездном пространстве меняется во времени. В отдельных областях оно может возрастать, а в других — уменьшаться. Энергия частицы, попадающей в возрастающее магнитное поле, увеличивается под действием вихревого электрического поля. Частицы ускоряются довольно быстро, но сообщаемая им энергия относительно небольшая.

Второй механизм ускорения космических частиц, названный статистическим, предложен Энрико Ферми в 1949 г. Он основан на предположении сильной неоднородности магнитных полей в межзвездном пространстве. В отдельных ограниченных областях магнитное поле намного сильнее, чем в окружающем их пространстве. Эти сгустки магнитных полей, похожие на намагниченные «облака», движутся в космосе. Если заряженная частица сталкивается с движущимся облаком, то она отражается от него. Это столкновение аналогично столкновению легкой частицы с тяжелой. Если кинетическая энергия легкой частицы меньше кинетической энергии тяжелой частицы, то первая частица ускоряется. Так же ускоряется и космическая частица. Отражаясь от облака, она получает дополнительную энергию, как легкая частица от тяжелой. Статистический механизм ускорения развертывается значительно медленнее во времени, чем бетатронный. Однако, по теоретическим оценкам, именно в статистическом механизме ускорения космические частицы разгоняются до энергий  $10^8$  ГэВ/нуклон.

Магнитные поля в космосе ориентированы произвольно. Космические частицы, выбрасываемые в Галактику в определенных местах, проходят огромные расстояния. Они многократно рассеива-

ются магнитными полями по всем направлениям, в результате чего у всей массы космических частиц нет какого-либо определенного направления движения. Этим и объясняется изотропия ГКИ, т. е. равномерное поступление космических частиц в околоземное пространство со всех сторон. Плотность потока первичных космических частиц мало зависит от времени и на границе атмосферы равна примерно  $1,0 \cdot 10^4$  част./ $(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ .

Источником СКИ являются вспышки, наблюдаемые на Солнце. СКИ состоит в основном из протонов, энергия которых достигает 50 ГэВ. Интенсивность СКИ зависит от времени. Многолетними наблюдениями отмечено, что цикл изменения интенсивности СКИ повторяется через каждые 11 лет. Максимум солнечной активности, продолжающийся шесть лет, сменяется временем спокойного Солнца.

Во время максимума солнечной активности на Солнце происходят короткие вспышки. В течение этих вспышек с поверхности Солнца выбрасываются мощные потоки протонов, плотность которых может составлять  $10^{13}$  част./ $(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ , а плотность потока протонов с энергией 1—50 ГэВ — до  $2 \cdot 10^{10}$  част./ $(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ .

Кроме частиц высокой энергии с поверхности Солнца постоянно испускаются электроны и протоны, заполняющие межпланетное пространство. Это излучение, распространяющееся со скоростью 300 км/с, называют *солнечным ветром*. Плотность протонов и электронов в солнечном ветре невелика и равна примерно  $10^7$  част./ $\text{м}^3$ .

Исследования космического пространства приобрели в последние годы не только научный, но и практический интерес. Так, искусственные спутники Земли используются для связи и телевизионных передач.

Космические корабли и искусственные спутники Земли подвергаются постоянному воздействию космического излучения. При высокой интенсивности излучения космические частицы повреждают научные приборы, оказывают биологическое воздействие на организм человека. Поэтому для выбора радиационной защиты, траекторий и времени полета космических кораблей необходимо знать состав космического излучения, временное и энергетическое распределения космических частиц в околоземном и межпланетном пространстве. Мощность дозы ГКИ в межпланетном пространстве оценивается в 2 мрэд/ч. В околоземном пространстве мощность дозы ГКИ возрастает с увеличением высоты над поверхностью Земли. Она зависит также от угла наклона плоскости орбиты искусственного спутника к экваториальной плоскости. Такая зависимость мощности дозы ГКИ объясняется двумя причинами. Часть ГКИ, падающего на Землю с противоположной стороны от точки измерения, поглощается и не дает вклада в дозу излучения. Кроме того, доза ГКИ в точке измерения уменьшается из-за отклонения заряженных частиц магнитным полем Земли. Так, при угле наклона плоскости орбиты  $60^\circ$  мощность эквивалентной дозы возрастает от 1,0 мбэр/ч (высота над поверхностью

мли 200—600 км) до 3,0 мбэр/ч (высота над поверхностью земли 7000—8000 км).

Более высокую дозу дает СКИ во время вспышек на Солнце. По расчетам американских ученых, эквивалентная доза СКИ незащищенных точек может достигать  $1,8 \cdot 10^4$  бэр, а в командном отсеке космического корабля «Аполлон» — до 343 бэр. Поэтому перед длительными космическими полетами в межпланетном пространстве необходимо прогнозировать возникновение вспышек на Солнце. Такое прогнозирование дает возможность запускать космические корабли в период минимальной интенсивности СКИ.

Быстрые первичные частицы сталкиваются с ядрами в верхних слоях атмосферы и разрушают их. В столкновениях образуется вторичное космическое излучение, состоящее из протонов, нейтронов, пионов и других частиц. Большинство первичных частиц поглощается в верхних слоях атмосферы, и лишь отдельные частицы (с энергией более  $10^4$  ГэВ) пробиваются сквозь атмосферу, сохраняя энергию около 1 ГэВ.

Первичные частицы на высоте 20—30 км вызывают цепное размножение частиц. Нуклоны и пионы, порожденные первичными частицами, имеют достаточно высокую энергию, которой вполне хватает, чтобы при их последующих столкновениях с ядрами вызвать дальнейшее размножение частиц. Так возникает *ядерный ливень* в атмосфере. Ядерный ливень охватывает сравнительно небольшие объемы атмосферы. Он начинает затухать, как только энергия вторичных нуклонов снизится до нескольких десятков мегаэлектронвольт. Остаток энергии протоны теряют на ионизацию воздуха.

Часть нейтронов поглощается в реакциях  $^{14}_7\text{N}(n, p)^{14}_6\text{C}$ ,  $^{14}_7\text{N}(n, \alpha p)^{10}_4\text{Be}$  и других, в которых возникают радиоактивные атомы. Другая часть нейтронов замедляется и поглощается ядрами в ( $n, \gamma$ )-реакции.

Более мощные ливни вторичных частиц создают нейтральные пионы. Распадаясь, они превращаются в два фотона, общая энергия которых не менее 135 МэВ (энергия покоя  $\pi^0$ -мезона). Фотоны в поле ядер превращаются в электронно-позитронные пары (рис. 9.1). Электроны и позитроны с энергией более 62,5 МэВ, пролетая вблизи ядер, испускают тормозное излучение, фотоны которого, в свою очередь, образуют электронно-позитронные пары и т. д. Таким путем развиваются в атмосфере *фотонно-электронные ливни*. Размножение частиц ливня происходит в последовательных и многократно повторяющихся циклах. Каждый цикл состоит из двух этапов: сначала фотоны превращаются в электроны и позитроны, а затем электроны и позитроны образуют фотоны.

Фотонно-электронный ливень развивается, пока возникающие фотоны расходуют энергию на образование электронно-позитронных пар. По мере уменьшения энергии фотонов начинают преобладать фотоэффект и комптон-эффект, и ливень затухает. Фотонно-

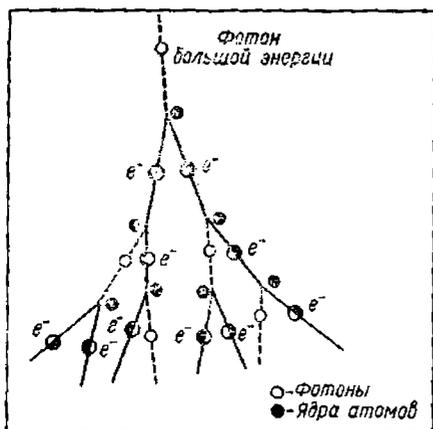
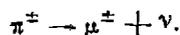


Рис. 9.1. Образование в атмосфере электронно-позитронного ливня

электронные ливни захватывают площади в несколько десятков квадратных километров. На высотах около 15 км в космическом излучении преобладают электроны, позитроны и фотоны. До поверхности Земли доходит небольшая часть ливневых частиц. Доля электронов в космическом излучении на уровне моря не превышает 30%.

Часть заряженных пионов распадается, не успевая прореагировать с ядрами. При их распаде образуются мюоны и нейтрино:



Так как энергия пионов достигает нескольких гигаэлектронвольт, то мюоны движутся со скоростью, близкой к скорости света. Они обладают большой проникающей способностью в веществе. С высоты 20—30 км, где образуются мюоны, они пролетают не только до поверхности Земли. Их обнаруживают под большими толщами земной коры. Способность к глубокому проникновению мюонов в вещество объясняется некоторыми их свойствами. Мюоны, как и электроны, относятся к частицам, слабо поглощаемым ядрами. В основном между мюонами и ядрами происходят электромагнитные взаимодействия. Масса мюонов в 207 раз больше массы электрона. Поэтому их радиационные потери в несколько десятков тысяч раз меньше, чем у электронов. На уровне моря доля мюонов в космическом излучении близка к 70%.

## § 9.2. РАДИАЦИОННЫЕ ПОЯСА МАГНИТОСФЕРЫ

С 1957 г. в Советском Союзе и США запускают искусственные спутники Земли и космические корабли. На борту спутников и кораблей установлена самая совершенная измерительная аппаратура для регистрации излучения. Данные, полученные в последнее время, уточнили наши представления об околоземном пространстве.

Земля — это огромный магнит. Ее магнитное поле называют *магнитосферой*. Оно простирается на десятки тысяч километров от Земли. Полеты космических аппаратов показали, что магнитосфера и межпланетное пространство заполнены плазмой, состоящей в основном из протонов и электронов. Плотность заряженных частиц в магнитосфере неравномерна. В магнитосфере есть две огромные области — магнитные ловушки с повышенными плотностями заряженных частиц (рис. 9.2). Эти области называли *внутренним* и *внешним радиационными поясами*. Границы внутреннего радиационного пояса удалены от поверхности Земли в эква-

риальной плоскости от 500 до 6000 км, границы внешнего радиационного пояса — от 20 000 до 60 000 км. Внутренний пояс заполнен протонами с энергией 30—100 МэВ и электронами энергией менее 100 кэВ. В составе внешнего радиационного пояса преобладают электроны с энергией в несколько сот килоэлектронвольт.

Заряженные частицы движутся в радиационных поясах между магнитными полюсами Земли вдоль силовых линий. Вблизи полюса магнитные силовые линии сгущаются, поэтому заряженные частицы отражаются от полюса, как от магнитного зеркала.

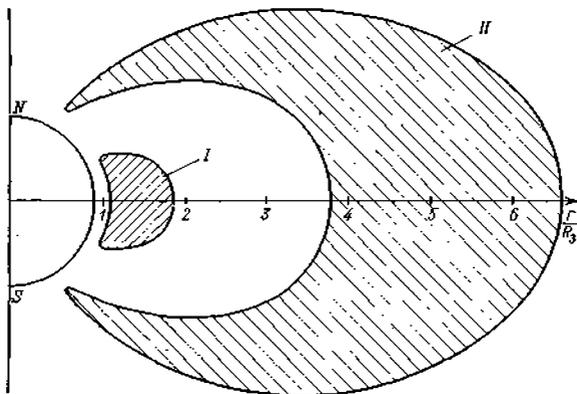


Рис. 9.2. Внутренний (I) и внешний (II) радиационные пояса магнитосферы

Источником протонов и электронов для внутреннего радиационного пояса служат нейтроны. Они образуются в ядерных реакциях между первичными частицами, пронизывающими радиационные пояса, и ядрами атмосферы. Нейтроны, свободно перемещаясь в магнитосфере, распадаются на протоны и электроны, часть которых задерживается во внутреннем радиационном поясе. Заполнение радиационных поясов заряженными частицами происходит также за счет частиц из межпланетной плазмы: заряженные частицы межпланетной плазмы, попадая в магнитосферу, ускоряются и захватываются радиационными поясами. Плотность заряженных частиц в радиационных поясах, усредненная во времени, неизменна. Так как в радиационные пояса постоянно вливаются заряженные частицы, то должна происходить и утечка заряженных частиц из радиационных поясов.

Магнитное поле вблизи поверхности Земли неоднородно. В этой области магнитосферы обнаружено несколько *магнитных аномалий* с относительно низкой магнитной индукцией. В магнитных аномалиях зарегистрированы повышенные потоки заряженных частиц, поэтому их и назвали радиационными аномалиями. К самым крупным из них относятся южноатлантическая радиационная аномалия над поверхностью южной части Атлантического океана и

ложная радиационная аномалия вблизи берегов Антарктиды. Они связаны с радиационными поясами: южноатлантическая — с внутренним, южная — с внешним. В области радиационных аномалий радиационные пояса опускаются к поверхности Земли до высоты 200—300 км, на которой плотность атмосферы еще достаточно высока.

Заряженная частица существует в радиационном поясе определенное время. Так, время жизни заряженной частицы во внутреннем радиационном поясе составляет 1 год. Затем заряженные частицы попадают в радиационные аномалии и выводятся атмосферой из радиационных поясов.

Исследование радиационных поясов позволило выяснить и дозиметрическую обстановку в околоземном пространстве. Мощность дозы в радиационных поясах неравномерна. Наиболее высока мощность дозы во внутреннем радиационном поясе, в котором она больше  $10^3$  бэр/ч. Максимум мощности дозы излучения  $10^6$  бэр/ч отмечен вблизи центра пояса. Во внешнем радиационном поясе мощность дозы возрастает от 30 бэр/ч на внешней границе до  $10^3$  бэр/ч в центре пояса.

### § 9.3. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

К элементарным частицам относятся частицы с неизвестным внутренним строением. Естественно, название «элементарная частица» условно и зависит от уровня наших знаний. Менее 70 лет назад элементарной частицей считался атом, имеющий сложное строение. К элементарным частицам пока относят нуклоны, хотя уже есть их модельные представления.

Теоретическая физика предсказывает существование античастиц для большинства частиц. Частица и античастица имеют одинаковые массу и спин, одинаковые по абсолютному значению, но разные по знаку заряды и магнитные моменты.

При взаимодействии медленных частицы и античастицы происходит процесс аннигиляции, в котором частица и античастица превращаются в другие частицы. Одним из примеров частицы и античастицы является пара электрон — позитрон. Магнитные моменты позитрона и электрона равны по абсолютному значению. Однако у позитрона он направлен по спину, а у электрона — против спина. Аннигилируя, позитрон и электрон превращаются в фотоны с общей энергией 1,02 МэВ.

Две элементарные частицы — фотон и нейтральный пион — не имеют античастиц. В этих случаях частица равнозначна античастице. Античастицы обычно обозначают символом частиц с добавлением сверху черточки (табл. 9.1). Некоторые античастицы имеют свои обозначения (позитроны, отрицательные пионы и др.). Все элементарные частицы по своим свойствам разбиты на четыре подгруппы: фотоны, лептоны, мезоны и барионы. Дадим краткое описание свойств каждой из этих групп.

**Фотоны** — частицы электромагнитного поля. Они относятся к бозонам как частицы со спином, равным единице. С заряженными

### Элементарные частицы

Группа	Частица	Символ		Масса покоя	Спин	Электрический заряд	Барийонный заряд	Лептонный заряд	Время	
		частицы	анти-частицы							
Фотоны	Фотон	$\gamma$	$\bar{\gamma}$	0	1	0	0	0	Стабильно	
Лептоны	Нейтрино	$\nu$	$\bar{\nu}$	0	1/2	0	0	1		
	Электрон	$e^-$	$e^+$	1	1/2	-1	0	1		
	Мюон (мю-мезон)	$\mu^-$	$\mu^+$	206,7	1/2	-1	0	1	2,2	
Мезоны	Пион (пи-мезон)	$\pi^0$	$\pi^0$	264,2	0	0	0	0	1,8·10 <sup>-8</sup>	
		$\pi^+$	$\pi^-$	273,2	0	1	0	0	2,55·10 <sup>-8</sup>	
	Каон (K-мезон)	$K^+$	$K^-$	966,3	0	1	0	0	1,2·10 <sup>-8</sup>	
		$K^0$	$\bar{K}^0$	274,5	0	0	0	0	0,91·10 <sup>-8</sup>	
Барiony	Нуклоны	Протон	$p$	$\bar{p}$	1836,1	1/2	1	1	0	Стабильно
		Нейтрон	$n$	$\bar{n}$	1838,5	1/2	1	1	0	1,5·10 <sup>-8</sup>
	Гипероны	Гиперон лямбда	$\Lambda$	$\bar{\Lambda}$	2182	1/2	0	1	0	2,6·10 <sup>-10</sup>
		Гиперон сигма	$\Sigma^+$	$\bar{\Sigma}^+$	2327	1/2	1	1	0	0,8·10 <sup>-10</sup>
			$\Sigma^0$	$\bar{\Sigma}^0$	2333	1/2	0	1	0	< 10 <sup>-10</sup>
			$\Sigma^-$	$\bar{\Sigma}^-$	2342	1/2	-1	1	0	1,7·10 <sup>-10</sup>
			Гиперон кси	$\Xi^0$	—	2570	1/2	0	0	0
			$\Xi^-$	—	2585	1/2	-1	1	0	1,7·10 <sup>-10</sup>
	Гиперон омега	$\Omega^-$	$\bar{\Omega}$	3278	3/2	-1	1	0	0,7·10 <sup>-10</sup>	

Примечание. Масса, спин и время жизни античастицы и частицы совпадают. Заряды частицы и античастицы противоположны по знаку. Масса выражена в единицах массы покоя электрона  $m_e$ , спин — в единицах  $\hbar$ , электрический заряд — в единицах элементарного заряда  $e$ .

частицами фотоны вступают в электромагнитное взаимодействие.

**Лептоны** состоят из легких фермионов (спин равен  $1/2$ ): нейтрино, электронов, отрицательных мюонов и их античастиц. Лептоны взаимодействуют между собой и с другими частицами. Характерная особенность лептонов: они аннигилируют и возникают попарно, поэтому разность в числе лептонов и антилептонов всегда сохраняется. Для выражения этого закона всем лептонам присваивается *лептонный заряд*. У антилептонов он равен  $-1$ , у лептонов  $+1$ . Общий лептонный заряд системы частиц, как и общий электрический заряд, равен сумме отдельных лептонных зарядов. Во всех превращениях общий лептонный заряд сохраняется — так формулируется *закон сохранения лептонного заряда*. Проиллюстрируем этот закон на примере распада отрицательного мюона

$$\mu^- = e^- + \nu + \bar{\nu}.$$

Слева — один лептонный заряд. Для того чтобы и справа был один лептонный заряд, в распаде мюона образуются три лептона: электрон, нейтрино и антинейтрино. Аналогично показывается, что в  $\beta^-$ -распаде испускается антинейтрино, а в  $\beta^+$ -распаде — нейтрино.

Сильно проникающие нейтрино взаимодействуют с веществом в  $10^{10}$  раз слабее, чем заряженные лептоны. Одной из реакций, вызываемых антинейтрино, является взаимодействие с протоном:

$$p + \bar{\nu} \rightarrow n + e^+.$$

Регистрация продуктов этой реакции подтвердила гипотезу Паули об испускании нейтрино в  $\beta$ -распаде.

**Мезоны.** Группа мезонов объединяет частицы (пионы, каоны) со спином, равным нулю, и с массами, заключенными между массами лептонов и нуклонов. Они сильно поглощаются барионами. В свою очередь, продукты их распада относятся к лептонам. Таким образом, группа мезонов является переходной между лептонами и барионами.

**Барионы.** В группу барионов входят частицы, обладающие ядерным (барионным) зарядом. Барионам присваивается ядерный заряд  $+1$ , а антибарионам — ядерный заряд  $-1$ . Получение антибарионов (антипротонов, антинейтронов и др.) стало возможным только в таких мощных ускорителях, как синхрофазотроны. В 1955—1956 гг. американские физики на Брукхейвенском синхрофазотроне впервые зарегистрировали антипротон и антинейтрон.

Барионы, так же как и лептоны, возникают и аннигилируют попарно. Поэтому общий барионный заряд системы частиц во всех превращениях сохраняется. Частный случай этого закона сохранения — закон сохранения нуклонов. Проиллюстрируем закон со-

ранения барионного заряда на примере распада гиперона плюс-сигма:

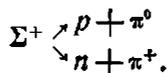
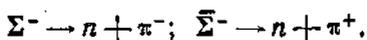


Схема распада гиперона плюс-сигма двойная. В обеих цепочках и слева, и справа барионный заряд равен единице, так как у пионов нет ни барионного, ни лептонного заряда.

В последней колонке табл. 9.1 приведены продукты распада частиц. Схема распада античастиц такая же, как и частиц, только частицы в продуктах распада заменяются античастицами, и наоборот. При такой замене должны сохраняться электрический, лептонный и барионный заряды. Например, схемы распада гиперона и антигиперона минус-сигма имеют вид



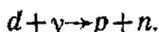
Сейчас насчитывается около 200 частиц и античастиц, часть которых приведена в табл. 9.1. Для всей массы элементарных частиц физики-теоретики стремятся найти единую классификацию, подобную Периодической системе элементов Д. И. Менделеева.

## ФИЗИКА НЕЙТРОНОВ

### § 10.1. СВОЙСТВА НЕЙТРОНОВ

Нейтрон открыт в 1932 г. английским физиком Чедвиком, который теоретически и экспериментально доказал, что при бомбардировке бериллия  $\alpha$ -частицами испускаются электронейтральные частицы с массой, близкой к массе протона. Отсутствие электрического заряда определило и название новой частицы (нейтрон — от слова «нейтральный»).

Массу нейтрона измеряют различными методами. В одном из экспериментов дейтрон расщепляют на протон и нейтрон  $\gamma$ -квантами:

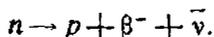


Минимальная энергия  $\gamma$ -квантов, необходимая для расщепления дейтона, равна 2,225 МэВ. По соотношению Эйнштейна ей соответствует дефект массы  $\Delta M = 0,00239$  а. е. м. Массы дейтона и протона известны из масс-спектрометрических измерений и равны  $m_d = 2,01355$  а. е. м. и  $m_p = 1,00727$  а. е. м. Из выражения для дефекта массы получаем

$$m_n = m_d - m_p + \Delta M = 1,00866 \text{ а. е. м.}$$

Приведем значение массы нейтрона, которая принята в настоящее время:  $m_n = 1,0086652$  а. е. м.

Разность масс нейтрона и протона больше массы электрона. Поэтому свободный нейтрон радиоактивен. Он распадается на протон, электрон и антинейтрино:



Измерения периода полураспада нейтрона относятся к очень тонким экспериментам. Они затруднены тем, что нейтроны, непрерывно двигаясь в веществе, поглощаются ядрами за время, намного меньшее их периода полураспада. Пучок нейтронов пропускают через цилиндрическую вакуумную камеру. За время прохождения через камеру часть нейтронов распадается. Продукты распада (протоны и электроны) разделяются электрическим полем. Они отклоняются в противоположных направлениях, перпендикулярных к оси камеры, и регистрируются. Счетчики протонов и электронов подключают к схеме совпадений. В эксперименте регистрируют число совпадений  $\Delta N$ , равных числу распадов нейтронов, и число нейтронов  $N$ , прошедших через цилиндрическую камеру за то же время. Затем по этим данным рассчитывают постоянную распада  $\lambda = (\Delta N / \Delta t) (1 / N)$ . По наиболее точным измерениям, период полураспада нейтрона равен 11,7 мин.

Нейтроны входят в состав всех ядер, кроме ядра водорода. Связанные нейтроны в ядре, в отличие от свободных нейтронов, существуют бесконечно долго.

**Характеристики источников.** Нейтроны возникают в ядерных реакциях и при спонтанном делении ядер. Источники нейтронов подразделяют по типу реакции, по способу получения бомбардирующей частиц и т. д.

Характеристиками источника нейтронов служат мощность источника  $P$  и энергетический спектр нейтронов  $f(E)$ . Мощность источника  $P$  — это количество нейтронов, испускаемых источником в единицу времени. Она изменяется в широких пределах — от  $10^6$  до  $10^{12}$  нейтр./с и выше. Для некоторых источников нейтронов, таких, как ядерный реактор, удобной характеристикой является плотность потока нейтронов  $\Phi$ . В мощных ядерных реакторах величина  $\Phi$  достигает значений  $10^{18}$  нейтр./ $(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ . Энергетический спектр нейтронов — это распределение нейтронов источника по энергии. Одни источники нейтронов имеют дискретный спектр, другие — сплошной.

Наряду с величинами  $P$  и  $f(E)$  используют и третью характеристику — *выход нейтронов*  $Y$ . Он равен доле частиц  $\alpha$ , вызывающих в источнике  $(\alpha, n)$ -реакцию. Если в источник нейтронов впускается  $N$  част./с, то мощность источника

$$P = YN.$$

**Реакция  $(\alpha, n)$ .** К источникам нейтронов, в которых нейтроны образуются в  $(\alpha, n)$ -реакциях, относятся радий-бериллиевые (Ra—Be), полоний-бериллиевые (Po—Be) и плутоний-бериллиевые (Pu—Be) источники. В них атомы  $\alpha$ -излучателей  $^{210}\text{Po}$ ,  $^{226}\text{Ra}$  и  $^{239}\text{Pu}$  равномерно перемешаны с атомами бериллия, а смесь заключена в герметичную металлическую ампулу. Так, один из типов Ra—Be-источника представляет собой ампулу с суспензией тонкомолотого порошка бериллия в водном растворе солей радия.

Радий, полоний и плутоний испускают  $\alpha$ -частицы с энергиями 4,8—7,7 МэВ. Этой энергии хватает для преодоления  $\alpha$ -частицами потенциального барьера ядра бериллия высотой около 4 МэВ. Однако большинство  $\alpha$ -частиц, взаимодействуя с электронами атомов, замедляются до энергий ниже 4 МэВ, и только одна из  $(1-1,5) \cdot 10^4$   $\alpha$ -частиц проникает в ядро бериллия и вызывает реакцию  $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$ . Ra—Be-, Po—Be-, Pu—Be-источники характеризуются сплошным энергетическим спектром нейтронов, заключенным в интервале от 1 до 13 МэВ. Средняя энергия нейтронов составляет примерно 4—5 МэВ.

Выход нейтронов в Ra—Be-, Po—Be- и Pu—Be-источниках зависит от способа приготовления смеси, размера зерен бериллия в смеси, равномерности перемешивания  $\alpha$ -излучателя и бериллия и т. д. Обычно его выражают количеством нейтронов, испускаемых источником за 1 с, отнесенным к 1 Ки радиоактивного вещества. Выход нейтронов хорошо приготовленного Ra—Be-источника достигает  $2,0 \cdot 10^7$  нейтронов в секунду на 1 Ки радия. Следует отметить, что некоторые продукты распада радия (радон, полоний и висмут) также испускают  $\alpha$ -частицы, на долю которых приходит-

ся около 6/7 выхода нейтронов. Выход нейтронов Ra—Be-источника практически постоянен вследствие большого периода полураспада радия, равного 1620 годам. К недостатку источника относится сильная  $\gamma$ -активность. Источники приходится хранить в специальных контейнерах, поглощающих  $\gamma$ -излучение.

Среди продуктов распада полония нет  $\alpha$ -излучателей, поэтому и выход нейтронов из Po—Be-источника на 1 Ки полония примерно в семь раз меньше, чем на 1 Ки радия. Po—Be-источник практически удобнее использовать, так как при равной активности  $\gamma$ -эквивалент Po—Be-источника примерно в  $5 \cdot 10^3$  раз меньше  $\gamma$ -эквивалента Ra—Be-источника. Однако период полураспада полония равен всего 138,4 дня. Поэтому активность полония, а следовательно, и мощность источника значительно уменьшается в течение короткого времени. Pu—Be-источники готовят в виде сплава PuBe<sub>13</sub>. Мощность источника стабильна во времени [ $T_{1/2} (^{239}\text{Pu}) = 2,4 \cdot 10^4$  года] и составляет  $1,4 \cdot 10^6$  нейтр./ (с·Ки).

**Фотонейтронные источники.** Многие радиоактивные вещества излучают  $\gamma$ -кванты, энергия которых больше энергии связи нейтронов в ядрах  $^9\text{Be}$  (1,665 МэВ) и  $\text{D}$  (2,225 МэВ). Это используют для получения нейтронов в реакциях  $\text{D}(\gamma, n)\text{H}$  и  $^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}$ . В фотонейтронном источнике ампула с радиоактивным веществом ( $^{24}\text{Na}$ ,  $^{72}\text{Ga}$  и др.) помещается внутрь вещества мишени (Be, D<sub>2</sub>O). Энергия нейтронов равна

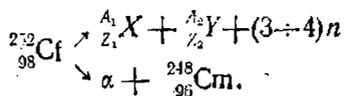
$$E_n = \frac{A-1}{A} (E_\gamma - \epsilon_n),$$

где  $\epsilon_n$  — энергия связи нейтрона в ядре-мишени.

Если радиоактивное вещество испускает одну  $\gamma$ -линию с энергией  $E_\gamma$ , превышающей порог  $(\gamma, n)$ -реакции, то в источнике образуются нейтроны с небольшим разбросом по энергии. В самом источнике нейтроны могут замедляться, что увеличивает разброс нейтронов по энергии.

Выход нейтронов в фотонейтронных источниках зависит от сечения  $(\gamma, n)$ -реакции  $\sigma_n$  и толщины вещества мишени  $\delta$ . Например, сечение  $\sigma_n$  бериллия в области энергии  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma > 1,7$  МэВ составляет 0,5—1 мб. При толщине бериллиевой мишени в 1 см выход нейтронов близок к  $1 \cdot 10^{-4}$ . Мощность фотонейтронных источников не превышает  $10^7$ — $10^8$  нейтр./с. Фотонейтронные источники применяют в лабораториях, а также в качестве стандартных источников нейтронов. Обращение с фотонейтронными источниками требует такой же предосторожности, как и с Ra—Be-источником.

**Спонтанное деление ядер.** Для получения нейтронов деления используют нуклид  $^{252}_{98}\text{Cf}$ . Он распадается по двум каналам:



спонтанное деление ( $T_{1/2}=86$  лет) испытывают 3% ядер. В 1 г калифорния испускается около  $3 \cdot 10^{12}$  нейтр./с. Время использования калифорниевого источника определяется  $\alpha$ -распадом ( $T_{1/2} \approx 2,6$  года), в котором 97% ядер  $^{252}\text{Cf}$  превращается в ядра кюрия.

**Ускорители заряженных частиц.** Ra—Be-, Po—Be- и ( $\gamma, n$ )-источники дают довольно низкие плотности потоков нейтронов. Развивающаяся ускорительная техника дала в руки физиков-экспериментаторов очень мощные и удобные источники нейтронов. Для получения нейтронов пучок ускоренных заряженных частиц (протонов и дейтонов) направляют на мишень, в состав которой входят легкие атомы с небольшой энергией связи нейтронов в ядрах (дейтерий, тритий, литий). В мишени протекают реакции  $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$  (порог реакции 1,88 МэВ),  $\text{D}(d, n)^3\text{He}$ ,  $\text{T}(d, n)^4\text{He}$ . Приведенные реакции используют для получения моноэнергетических нейтронов. Особенно высок выход нейтронов при облучении пучком быстрых дейтонов мишеней, содержащих дейтерий и тритий.

**Ядерный реактор.** Другим мощным источником нейтронов является ядерный реактор (см. часть вторую). Нейтроны получают внутри реактора в реакциях деления. Пучки нейтронов по специальным каналам выводят из реактора в лабораторные помещения. Спектр нейтронов в реакторе — сплошной. Его форма зависит от состава реактора.

### § 10.3. НЕЙТРОННЫЕ СПЕКТРОМЕТРЫ

Энергетический спектр нейтронов измеряют спектрометрами. Рассмотрим один из типов спектрометра медленных нейтронов — спектрометр по времени пролета.

Спектрометр по времени пролета состоит из источника нейтронов (ядерный реактор, ускоритель заряженных частиц), детектора и временного анализатора. Пучок тепловых нейтронов ( $E_n < 1$  эВ)

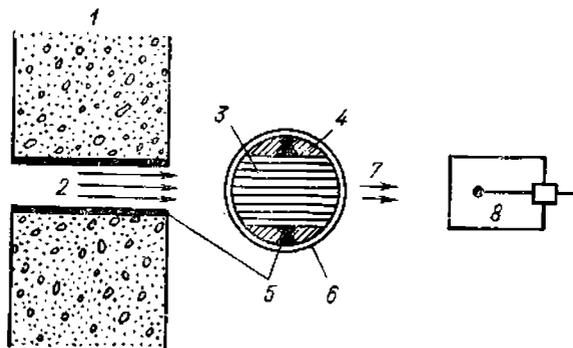


Рис. 10.1. Схема спектрометра по времени пролета:  
1 — бетонная защита; 2 — коллимированный пучок тепловых нейтронов; 3 — слой из алюминия и кадмия; 4 — алюминий; 5 — кадмий; 6 — стальной кожух; 7 — импульсы нейтронов; 8 — детектор нейтронов

попадает из ядерного реактора на вращающийся механический прерыватель (рис. 10.1). Он представляет собой цилиндрический барабан с чередующимися слоями алюминия и кадмия. Тепловые нейтроны свободно проходят через алюминий, но полностью поглощаются кадмием. Алюминиевые слои-щели через полуоборот совпадают на короткое время с направлением пучка, и механический прерыватель пропускает импульс нейтронов. В остальное время полуоборота кадмий поглощает нейтронный пучок.

Механический прерыватель преобразует непрерывный пучок нейтронов в импульсный. Для получения коротких импульсов нейтронов скорость вращения повышают до 30 000 об/мин. При таких скоростях механический прерыватель пропускает до 1000 имп./с.

Импульс нейтронов направляют на детектор (пропорциональный счетчик, сцинтилляционный счетчик и т. п.), расположенный от прерывателя на расстоянии  $L$ , называемом *пролетной базой*. Так как скорости нейтронов в импульсе различны, то на пролетной базе нейтроны растягиваются в цепочку. Нейтроны, движущиеся со скоростью  $v$ , преодолевают пролетную базу за время  $t=L/v$ , называемое *временем пролета*. Самые быстрые нейтроны достигают детектора через время  $t_1$  после открытия щели в механическом прерывателе, а самые медленные — через время  $t_2$ . Время пролета нейтронов импульса  $t$  изменяется в интервале от  $t_1$  до  $t_2$ . Его измеряют временным анализатором, который включается синхронно с началом пропускания импульса нейтронов.

Электрические импульсы от нейтронов попадают во временной анализатор. В каждом  $k$ -м канале регистрируются нейтроны в узком интервале времени от  $t_k$  до  $t_k + \Delta t$ . Так как  $\Delta t/t_k \ll 1$ , то скорость нейтронов в этом интервале  $v_k = L/t_k$ , а энергия  $E_k^n = m_n L^2 / 2t_k^2$ . За время измерения в каждом  $k$ -м канале запоминаются все зарегистрированные нейтроны с энергией  $E_k^n$ . Отношение количества импульсов в  $k$ -м канале к количеству импульсов во всех каналах равно  $f(E_k^n)$ . По известной функции  $f(E_k^n)$  строят энергетический спектр нейтронов. Ширина канала  $\Delta t = (t_2 - t_1) / k$  зависит от числа каналов временного анализатора. В современных временных анализаторах число каналов достигает нескольких тысяч. Поэтому энергетические спектры нейтронов измеряются с высокой точностью.

Нейтроны с энергией больше 1 эВ слабо поглощаются кадмием. Поэтому в механическом прерывателе кадмий и алюминий заменяют никелем, имеющим большое сечение рассеяния нейтронов. Никель отражает нейтроны и не пропускает их через механический прерыватель. В никеле прорезаны щели, через которые периодически пропускаются нейтроны.

Ускорители заряженных частиц непрерывного действия (линейные ускорители, циклотрон) обладают малой инерционностью, т. е. их можно быстро включить и выключить. На выходе из ускорителя можно формировать очень короткий импульс заряженных частиц. Под действием заряженных частиц в мишени возникает импульс быстрых нейтронов ( $E_n > 0,1$  МэВ), которые сначала за-

входят в слое легкого вещества (парафин и др.), а затем входят на начало пролетной базы. Ускоритель, мишень, замедлитель выполняют функцию импульсного источника нейтронов.

Спектры быстрых нейтронов ( $E_n > 0,1$  МэВ) измеряют другими методами. Один из них основан на упругом рассеянии быстрых нейтронов и называется *методом ядер отдачи*. Нейтрон, упруго рассеиваясь на угол  $\theta$ , передает часть своей энергии ядру отдачи и движется со скоростью  $v_2$  (рис. 10.2). Скорость ядра отдачи  $v$  направлена под углом  $\varphi$  к начальной скорости нейтрона  $v_1$ . Угол  $\varphi$  называют углом отдачи. Уравнение, связывающее энергию  $E_n$  и массовое число  $A$  ядра отдачи с энергией нейтрона  $E_n$  и углом отдачи  $\varphi$ , получают из законов сохранения энергии и импульса. Оно имеет следующий вид:

$$E_n = \frac{4A}{(A+1)^2} E_n \cos^2 \varphi. \quad (10.1)$$

Если известны величины  $E_n$ ,  $\varphi$  и  $A$ , то по соотношению (10.1) легко рассчитать энергию нейтрона. Ядро отдачи в камере Вильсона, пузырьковой камере, фотопластинке образует трек. Длина трека однозначно зависит от энергии ядра отдачи. По длине трека и находят величину  $E_n$ . В эксперименте фиксируют какой-либо угол отдачи, равный углу между падающим на детектор пучком нейтронов и треком. Для фиксированного угла отдачи определяют распределение треков по длине, а из него и спектр быстрых нейтронов. Обычно для измерений спектров быстрых нейтронов применяют детекторы, наполненные водородсодержащим веществом. Спектр быстрых нейтронов восстанавливают по трекам от протонов отдачи ( $A=1$ ). Они имеют самую большую длину по сравнению с треками от других ядер отдачи, а с увеличением длины треков уменьшается погрешность результатов эксперимента.

Спектр быстрых нейтронов по протонам отдачи измеряют также ионизационными камерами, пропорциональными счетчиками, наполненными водородом или метаном, сцинтилляционными счетчиками с органическими фосфорами (стильбен и др.). По уравнению (10.1) энергия протонов отдачи при энергии нейтронов  $E_n$  изменяется от нуля ( $\varphi=\pi/2$ ) до величины  $E_n$  ( $\varphi=0$ ). В эксперименте находят распределение протонов отдачи по энергии, а из него и энергию нейтронов  $E_n$ . Если измерить распределения протонов отдачи для всех энергий нейтронов, то по результатам измерений восстанавливается спектр быстрых нейтронов.

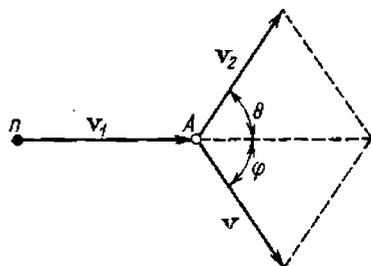


Рис. 10.2. Схема упругого рассеяния нейтрона на ядре с массовым числом  $A$

#### § 10.4. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НЕЙТРОНОВ

Рассмотрим основные ядерные реакции под действием нейтронов: упругое и неупругое рассеяние и поглощение нейтронов.

Сечения ( $n, b$ )-реакции имеют некоторые особенности изменения в отдельных областях энергий. Вследствие этого нейтроны подразделяют на тепловые ( $E_n < 1$  эВ), промежуточные ( $1$  эВ  $< E_n < 0,1$  МэВ) и быстрые ( $E_n > 0,1$  МэВ). Соответственно и весь интервал энергий разбивают на три области: тепловую, промежуточную и быструю. Промежуточные нейтроны с энергиями от 1 до 1000 эВ называют резонансными, а соответствующую область энергий — резонансной. Иногда тепловые и резонансные нейтроны объединяют в одну группу медленных нейтронов.

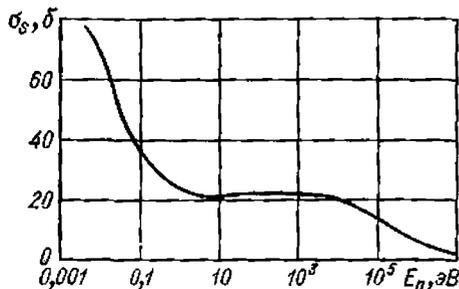


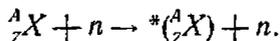
Рис. 10.3. Зависимость сечения рассеяния водорода  $\sigma_s$  от энергии нейтрона  $E_n$ .

Сечение потенциального рассеяния  $\sigma_{sp}$  резонансных пиков  $\sigma_{sp} \gg \sigma_{sn}$ , а вдали от них  $\sigma_{sn} \gg \sigma_{sp}$ .

Сечение потенциального рассеяния  $\sigma_{sn}$  в быстрой области энергий, как и сечение образования составного ядра  $\sigma$ , стремится к геометрическому сечению ядра  $\pi R^2$ . Экспериментальные результаты по полным сечениям  $\sigma_t = \sigma + \sigma_{sn}$  для энергий  $E_n > 15$  МэВ дают значение коэффициента пропорциональности  $\alpha$  в формуле для радиуса ядра  $R$  (см. § 3.4), равное 1,4 ферми.

Сечение упругого рассеяния  $\sigma_s$  большинства веществ зависит от энергии нейтрона только в быстрой области, а в тепловой и промежуточной областях почти постоянно. Исключением является водород. В тепловой области сечение  $\sigma_s$  водорода (рис. 10.3) резко падает от 80 до 20 б, в промежуточной области остается постоянным, а в быстрой области снова падает до 4–5 б.

**Неупругое рассеяние.** Быстрые нейтроны могут испытать не только упругое рассеяние, но и неупругое:



В результате реакции ядро-мишень переводится в возбужденное состояние. В процессе неупругого рассеяния нейтрон передает ядру часть кинетической энергии, равной энергии возбуждения

ра. Затем возбужденное ядро переходит в основное состояние, испуская  $\gamma$ -кванты.

Неупругое рассеяние — пороговая реакция. Пороговая энергия неупругого рассеяния по формуле (8.3)  $E_{\text{пор}} = \frac{A+1}{A} W_1$ , где  $W_1$  — энергия первого возбужденного уровня ядра. Величина  $W_1$  уменьшается с ростом массового числа  $A$  от нескольких миллионов электронвольт до 100 кэВ и ниже. Следовательно, неупругое рассеяние нейтронов происходит только в быстрой области и преимущественно на тяжелых ядрах.

Сечение неупругого рассеяния (рис. 10.4) становится отличным от нуля при энергии порога. Оно достигает максимального значения в интервале энергий 10—15 МэВ (табл. 10.1).

**Поглощение нейтронов.** В реакции  $(n, b)$  нейтрон поглощается и образуется частица  $b$ . Поглощение нейтронов происходит в реакциях  $(n, \gamma)$ ,  $(n, \alpha)$ , деления,  $(n, 2n)$  и т. д.

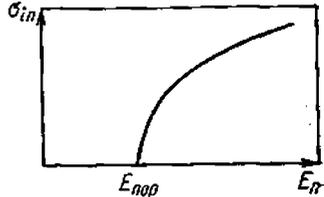


Рис. 10.4. Зависимость сечения неупругого рассеяния  $\sigma_{in}$  от энергии нейтрона  $E_n$

Таблица 10.1

Сечение неупругого рассеяния нейтронов с энергией 14 МэВ

Элемент	$\sigma_{in}, \text{б}$	Элемент	$\sigma_{in}, \text{б}$
Fe	1,43	Hg	2,47
Cd	1,89	Bi	2,56
Ac	2,51	Pb	2,29

Учитывая все возможные процессы, в которых поглощается нейтрон, сечение поглощения можно представить в виде

$$\sigma_a = \sigma_\gamma + \sigma_\alpha + \sigma_f + \sigma_{2n} + \dots$$

где  $\sigma_\gamma$  — сечение радиационного захвата;  $\sigma_\alpha$  — сечение реакции  $(n, \alpha)$ ;  $\sigma_f$  — сечение деления;  $\sigma_{2n}$  — сечение  $(n, 2n)$ -реакции.

До энергии 5 МэВ у большинства ядер наблюдается только радиационный захват нейтронов ( $\sigma_a = \sigma_\gamma$ , табл. 10.2). Однако для ядер  $^{10}\text{B}$  и  $^6\text{Li}$  характерна  $(n, \alpha)$ -реакция ( $\sigma_a = \sigma_\alpha$ ), а у ядра  $^{235}\text{U}$  радиационный захват конкурирует с делением ядра ( $\sigma_a = \sigma_\gamma + \sigma_f$ ).

Сечение поглощения в тепловой области для большинства ядер изменяется по закону  $1/v$ :

$$\sigma_a = c/v. \quad (10.2)$$

Сечение реакций (б) для нейтронов с энергией 0,025 эВ

Ядро	$\sigma_t$	$\sigma_s$	$\sigma_a$	$\sigma_f$	$\sigma_f$	$\sigma_a$
${}^9\text{Be}$	7	7	0,01	0,01	—	—
${}^{12}\text{C}$	4,8	4,8	0,0034	0,0034	—	—
${}^{10}\text{B}$	4014	4,0	4010	0,5	—	4009,5
${}^{235}\text{U}$	704	10	694	112	582	—

В сборниках констант приводятся сечения  $\sigma_{a,0}$  при энергии 0,025 эВ, которой соответствует скорость нейтронов  $v_0=2200$  м/с. По формуле (10.2) при скорости  $v=v_0$  сечение должно быть равным  $\sigma_{a,0}$ . Это условие выполняется, если постоянная  $c=\sigma_{a,0}v_0$ . Тогда

$$\sigma_a = \sigma_{a,0} v_0 / v.$$

Если энергия нейтрона  $E_n$  выражена в электронвольтах, то

$$\sigma_a = \sigma_{a,0} \sqrt{0,025/E_n}.$$

**Пример.** Найти сечение поглощения  $\sigma_a$  для естественного бора при энергии нейтрона 0,085 эВ, если сечение поглощения  $\sigma_{a,0}=755$  б:

$$\sigma_a = 755 \sqrt{0,025/0,085} = 410 \text{ б.}$$

Возбужденное составное ядро может выбросить два нейтрона, если его энергия возбуждения не меньше энергии связи двух нейтронов в ядре. Энергия порога реакции  ${}^9\text{Be}(n, 2n){}^8\text{Be}$  равна 1,75 МэВ. Для большинства ядер энергия порога  $(n, 2n)$ -реакции лежит в интервале от 8 до 10 МэВ.

Сечение  $\sigma_{2n}$  изменяется аналогично сечению неупругого рассеяния  $\sigma_{in}$ , только  $\sigma_{2n}$  начинает отличаться от нуля в более высокой области энергий, чем сечение  $\sigma_{in}$ .

### § 10.5. РЕГИСТРАЦИЯ НЕЙТРОНОВ

Нейтроны, проходя через вещество, непосредственно не ионизируют атомы и молекулы, как заряженные частицы. Поэтому нейтроны обнаруживают по вторичным эффектам, возникающим при взаимодействии их с ядрами. К ним относятся  $(n, \alpha)$ -реакции,  $(n, p)$ -реакция, радиационный захват, неупругое рассеяние, реакция деления тяжелых ядер и упругое рассеяние на легких ядрах.

Все методы регистрации нейтронов обычно разбивают на две группы. Детекторы первой группы обнаруживают нейтроны по заряженным частицам или  $\gamma$ -квантам, возникающим в ядерных реакциях. Они дают мгновенную информацию о нейтронах в каком-либо объеме. Во вторую группу входят детекторы, от которых получают информацию не сразу, а через определенное время после их облучения (радиоактивные индикаторы, фотопластинки). В одном типе детекторов образуются радиоактивные ядра (методы

радиоактивных индикаторов), во втором — треки (фотоластинки). Доказателем пригодности детектора для регистрации нейтронов той или иной области энергий служит эффективность детектора. Каждый тип детекторов наиболее эффективен в какой-либо определенной области энергии нейтронов.

**Реакция ( $n, \alpha$ ).** Под действием нейтронов идет экзотергическая ( $n, \alpha$ )-реакция на легких ядрах ( $^{10}\text{B}$ ,  $^6\text{Li}$ ). Продукты реакции производят первичную ионизацию в детекторе. Особенно широко применяют для регистрации нейтронов бор. При облучении нейтронами бора происходит реакция  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ . В реакции выделяется энергия 2,8 МэВ, которая распределяется между  $\alpha$ -частицей (1,5 МэВ), ядром  $^7\text{Li}$  (0,8 МэВ) и  $\gamma$ -квантом (0,5 МэВ).

Сечение поглощения  $^{10}\text{B}$  при энергии 0,025 эВ равно 4010 б. С увеличением энергии до 10 кэВ оно изменяется по закону  $1/v$ .

Скорость счета импульсов  $S$  от нейтронов, движущихся в детекторе, пропорциональна  $\int \sigma_a \varphi dv$ . Так как сечение  $^{10}\text{B}$   $\sigma_a \sim 1/v$ , а плотность потока нейтронов  $\varphi = nv$ , то скорость счета импульсов  $S$  пропорциональна  $n = \int n(v) dv$  — плотности нейтронов, т. е. числу нейтронов в единице объема детектора. Борсодержащие детекторы наиболее эффективны при регистрации медленных нейтронов ( $E_n < 1$  кэВ).

В ионизационные камеры и другие газонаполненные детекторы бор вводят или в составе газообразного химического соединения  $\text{BF}_3$ , или в виде твердого покрытия электродов борсодержащими веществами. В природном боре содержится 18,8% изотопа  $^{10}\text{B}$ , а остальные 81,2% приходятся на изотоп  $^{11}\text{B}$ , который слабо поглощает нейтроны. Поэтому среднее сечение поглощения ядра природного бора равно 755 б. Для повышения эффективности борсодержащих детекторов вместо природного бора используют бор, обогащенный изотопом  $^{10}\text{B}$ . Кроме того, эффективность детектора улучшается, если детектор окружить слоем замедлителя. Прежде чем поступить в детектор, нейтроны замедляются и интенсивнее захватываются бором.

Бор добавляют в состав фосфоров сцинтилляционных счетчиков. Вспышки света попадают на фотокатод после образования  $\alpha$ -частицы и ядра  $^7\text{Li}$ . У сцинтилляционных счетчиков разрешающая способность и эффективность регистрации нейтронов выше по сравнению с газонаполненными детекторами.

В реакции  $^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$  освобождается энергия 4,8 МэВ. Литием покрывают электроды газонаполненных детекторов или вводят его в состав фосфора сцинтилляционного счетчика и т. д. Детекторы с  $^6\text{Li}$  менее эффективны, так как сечение реакции  $^6\text{Li}$  равно 945 б при энергии 0,025 эВ, а содержание его в природном литии составляет всего 7,5%.

**Реакция ( $n, p$ ).** На ядрах  $^3\text{He}$  протекает реакция  $^3\text{He}(n, p)\text{T}$ . Энергия реакции  $Q$  равна 0,8 МэВ. Сечение  $\sigma_p$  изменяется по за-

кону  $1/v$ . При скорости нейтронов  $v_0=2200$  м/с сечение  $\sigma_p$ ,  $=5500$  б. Гелием наполняют шаровые камеры и счетчики под давлением около 10 атм. Эффективность шаровой камеры для теплых нейтронов при таком давлении гелия близка к единице.

**Неупругое рассеяние и радиационный захват.**  $\gamma$ -Кванты, испущенные возбужденными ядрами после радиационного захвата или неупругого рассеяния нейтрона, чаще всего регистрируют сцинтилляционными счетчиками.

**Деление тяжелых ядер.** Ядро  $^{235}\text{U}$  делится нейтронами любой энергии на два ядра (осколка деления). Электроды ионизационной камеры, называемой камерой деления, покрывают тонким слоем химического соединения урана, например двуокисью урана. После захвата нейтрона в слое часть осколков деления выходит из слоя в газ и ионизирует его. Быстрые нейтроны регистрируют также пороговыми камерами деления. На электроды пороговых камер деления наносят тонкий слой химических соединений  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  и др. Пороговые камеры деления регистрируют быстрые нейтроны с энергиями, большими порога деления, который у  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  составляет 1,0 МэВ.

**Протоны отдачи.** Методом протонов отдачи регистрируют быстрые нейтроны. Одни детекторы быстрых нейтронов по протонам отдачи наполняют водородсодержащим газом (водород, метан). В других детекторах водородсодержащее вещество наносят на электроды.

Быстрые нейтроны регистрируют также детекторами, наполненными аргоном, гелием и другими газами. На входе быстрых нейтронов в детектор ставят радиатор — тонкий слой из парафина. Быстрые нейтроны выбивают из радиатора протоны, которые и регистрируются детектором.

По протонам отдачи нейтроны обнаруживаются камерой Вильсона и пузырьковой камерой, наполненными соответственно газообразным и жидким водородом. Для регистрации методом протонов отдачи пригодны и сцинтилляционные счетчики с органическим фосфором. В их составе всегда присутствует в достаточных количествах водород.

**Радиоактивные индикаторы.** Реакция  $(n, b)$  часто заканчивается возникновением  $\beta$ -активных ядер. Превращение стабильного ядра в радиоактивное в  $(n, b)$ -реакции характеризуется сечением активации  $\sigma_{\text{акт}}$ . Оно равно сечению тех  $(n, b)$ -реакций, в которых возникают радиоактивные ядра. Так, в реакции  $^{107}\text{Ag}(n, \gamma)^{108}\text{Ag}$  стабильное ядро  $^{107}\text{Ag}$  превращается в радиоактивное ядро  $^{108}\text{Ag}$ , а сечение активации  $\sigma_{\text{акт}}$  равно сечению радиационного захвата  $\sigma_1$ .

Количество накопленных радиоактивных ядер в веществе зависит от плотности потока нейтронов  $\phi$ , сечения активации  $\sigma_{\text{акт}}$ , постоянной распада  $\lambda$ , объема вещества и времени облучения вещества нейтронами. Если на  $1 \text{ м}^2$  тонкой мишени площадью  $S$  содержится  $N_0$  ядер, а в мишени накоплено с начала облучения  $N$  радиоактивных ядер, то ежесекундно в мишени образуется  $N_p=$

$\sigma_{\text{акт}} N_s \phi S$  и распадается  $\lambda N$  радиоактивных ядер. Величина  $N$  возрастает до тех пор, пока не наступит равновесие между образованием  $N_p$  и распадом  $\lambda N$  радиоактивных ядер:  $\lambda N = \sigma_{\text{акт}} N_s \phi S$ . После насыщения мишени радиоактивными ядрами, наступающего примерно через пять периодов полураспада, измеряют активность мишени  $a = \lambda N$ , называемую *активностью насыщения*, и по ней рассчитывают плотность потока нейтронов:  $\phi = a / \sigma_{\text{акт}} N_s S$ .

Радиоактивные индикаторы — это детекторы, регистрирующие нейтроны по наведенной активности. Их выполняют в виде фольг из различных материалов (табл. 10.3). Они удобны тем, что занимают мало места (площадь около 5 см<sup>2</sup>, толщина примерно 0,05 мм) и нечувствительны к  $\gamma$ -квантам.

Таблица 10.3

Свойства некоторых радиоактивных индикаторов

Радиоактивный индикатор	Сечение активации при $E_n = 0,025$ эВ, б	Реакция	Продукты реакции	Порог реак-ции, МэВ	Период полураспада
<sup>197</sup> Au	98	(n, $\gamma$ )	<sup>198</sup> Au	—	2,7 сут
<sup>107</sup> Ag	45,0	(n, $\gamma$ )	<sup>108</sup> Ag	—	2,30 мин
<sup>109</sup> Ag	116,0	(n, $\gamma$ )	<sup>110</sup> Ag	—	253 сут
<sup>115</sup> In	155,0	(n, $\gamma$ )	<sup>116</sup> In	—	54,0 мин
<sup>27</sup> Al	—	(n, p)	<sup>27</sup> Mg	2,2	9,45 мин
<sup>32</sup> S	—	(n, p)	<sup>32</sup> P	1,0	14,2 сут
<sup>12</sup> C	—	(n, 2n)	<sup>11</sup> C	10,2	20,4 мин
<sup>14</sup> N	—	(n, 2n)	<sup>13</sup> N	10,6	10,1 мин

Детекторы, в которых  $\beta$ -активные ядра возникают в (n,  $\gamma$ )-реакции, используют для регистрации тепловых и резонансных нейтронов. Детектор, завернутый в кадмиевый чехол, активируется резонансными нейтронами, так как кадмий поглощает практически все тепловые нейтроны. Активность детектора без кадмиевого чехла вызывается поглощением резонансных и тепловых нейтронов. Отношение активностей детектора без кадмия  $a$  и с кадмием  $a_p$

$$R_{\text{Cd}} = a / a_p$$

называют *кадмиевым отношением*.

Плотность потока резонансных нейтронов пропорциональна активности детектора с кадмием  $a_p$ , а плотность потока тепловых нейтронов — разности активностей

$$a_t = a - a_p = (R_{\text{Cd}} - 1) a_p.$$

Величина  $(R_{\text{Cd}} - 1)$  пропорциональна отношению плотностей потоков тепловых и резонансных нейтронов. Чем больше кадмиевое отношение, тем меньше доля резонансных нейтронов в суммарной плотности потока нейтронов, и наоборот.

Радиоактивные индикаторы применяют и как пороговые детекторы. Их изготавливают из веществ (см. табл. 10.3), ядра которых после пороговых реакций (n, p) и (n, 2n) становятся  $\beta$ -активными. Активность индикатора пропорциональна плотности потока нейтронов с энергией выше пороговой.

**Пример.** В поток тепловых нейтронов помещена пластинка из золота ( $\rho=19\,300\text{ кг/м}^3$ ) толщиной  $\delta=0,01\text{ мм}$  и площадью  $S=10\text{ см}^2$ . Сечение активности золота  $\sigma_{\text{акт}}=98\text{ б.}$  Определить плотность потока нейтронов, если активность насыщения индикатора  $a=650\text{ расп./с.}$

Число ядер на  $1\text{ м}^2$  индикатора

$$N_s = \frac{\rho\delta}{A} N_A = \frac{19\,300 \cdot 0,01 \cdot 10^{-3}}{197} \cdot 6,02 \cdot 10^{26} \approx 5,9 \cdot 10^{23} \text{ ядро/м}^2.$$

Тогда плотность потока тепловых нейтронов

$$\varphi = \frac{a}{\sigma_{\text{акт}} N_s S} = \frac{650}{98 \cdot 10^{-28} \cdot 5,9 \cdot 10^{23} \cdot 10 \cdot 10^{-4}} \approx 1,13 \cdot 10^9 \text{ нейтр./м}^2 \cdot \text{с.}$$

### § 10.6. ОБЩИЙ ЗАКОН ОСЛАБЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ МАКРОСКОПИЧЕСКОЕ СЕЧЕНИЕ

Нейтроны, проходящие через вещество, рассеиваются и поглощаются ядрами. Пусть на поверхность плоской мишени толщиной  $\delta$  падает параллельный (коллимированный) пучок моноэнергетических нейтронов (см. рис. 5.4, на котором  $\gamma$ -кванты следует заменить нейтронами), а скорость нейтронов направлена перпендикулярно к поверхности мишени. После реакций нейтроны выбывают из пучка. На глубине  $x$  плотность потока первичных нейтронов ослабляется до значения  $\varphi(x)$ . Уменьшение плотности потока нейтронов  $d\varphi$  в слое  $dx$  равно произведению выхода  $\sigma_t N dx$  на величину  $\varphi(x)$ :

$$d\varphi = -\sigma_t \varphi(x) N dx, \quad (10.3)$$

где  $\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a$  — полное сечение реакции;  $N$  — плотность ядер вещества. Знак минус указывает на ослабление плотности потока нейтронов в слое.

Разделим левую и правую части уравнения на величину  $\varphi$ , а затем полученное выражение проинтегрируем в пределах от нуля до  $x$ :

$$\ln \varphi(x) = -N \sigma_t(x) x + C.$$

Постоянную интегрирования  $C$  находим из граничных условий: при  $x=0$   $\varphi=\varphi_0$  и  $\ln \varphi_0 = C$ . Заменяем в уравнении постоянную  $C$ :

$$\ln(\varphi/\varphi_0) = -N \sigma_t x.$$

Потенцируя последнее выражение, получим закон ослабления параллельного пучка в плоской мишени:

$$\varphi(x) = \varphi_0 \exp(-N \sigma_t x). \quad (10.4)$$

Плотность потока  $\varphi(x)$  убывает экспоненциально с увеличением глубины  $x$ . Распределение плотности потока первичных нейтронов по толщине мишени зависит от сечения  $\sigma_t$  и плотности ядер  $N$ .

Сечение  $\sigma_t$  измеряют экспериментально. Один из экспериментальных методов измерения сечения  $\sigma_t$  построен на использовании закона ослабления плотности потока нейтронов. Если измерить

Плотность потоков нейтронов, входящего в мишень  $\varphi_0$  и выходящего из мишени  $\varphi(\delta)$ , то из уравнения (10.4) следует:

$$\sigma_t = - \frac{\ln [\varphi(\delta)/\varphi_0]}{N\delta},$$

где  $\delta$  — толщина мишени. Этот метод получил название *метод пропускания*, так как экспериментально измеряют пропускание  $\Gamma = \varphi(\delta)/\varphi_0$ , а затем рассчитывают полное сечение  $\sigma_t$ . Разработаны также методы измерения парциальных сечений  $\sigma_s$  и  $\sigma_a$ . Все экспериментальные данные по нейтронным сечениям публикуют в специальных сборниках и атласах ядерных констант.

Ослабление параллельного пучка в мишени [уравнение (10.4)] зависит от полного сечения всех ядер в  $1 \text{ м}^3$ :

$$\Sigma_t = N\sigma_t.$$

Подставим вместо сечения  $\sigma_t$  его выражение через парциальные сечения  $\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a$ . Тогда

$$\Sigma_t = \Sigma_s + \Sigma_a.$$

Сечение

$$\Sigma_i = N\sigma_i \quad (i=t, s, a) \quad (10.5)$$

называют *макроскопическим*, а сечение  $\sigma_i$  — *микроскопическим*.

В практических расчетах используют полные и парциальные макроскопические сечения. Рассчитать их довольно просто, если известны микроскопические сечения, плотность и состав вещества.

Каждому атому соответствует одно ядро. Поэтому плотность ядер можно рассчитать по формулам (1.1) и (1.2).

Макроскопические сечения  $i$ -го процесса в химическом соединении представляются в виде

$$\Sigma_i = N_1\sigma_{i,1} + N_2\sigma_{i,2} + \dots + N_n\sigma_{i,n}. \quad (10.6)$$

Здесь  $i=t, s, a$ ;  $k=1, 2, 3, \dots, n$  — номера сортов ядер, входящих в состав молекулы.

**Пример.** Рассчитать макроскопические сечения воды  $\text{H}_2\text{O}$  ( $\rho=1000 \text{ кг/м}^3$ ,  $\mu=18$ ) для нейтронов с энергией 1 эВ. Сечения водорода и кислорода для этой энергии:  $\sigma_{s,\text{H}}=20 \text{ б}$ ;  $\sigma_{a,\text{H}}=0,175 \text{ б}$ ;  $\sigma_{s,\text{O}}=4 \text{ б}$ ;  $\sigma_{a,\text{O}}=0$ .

Определяем плотности ядер водорода и кислорода. Учитывая, что  $n_{\text{H}}=2$ , а  $n_{\text{O}}=1$ , получаем по формуле (1.2)

$$N_{\text{H}} = 2 \cdot 10^3 \cdot 6,02 \cdot 10^{26} / 18 = 6,68 \cdot 10^{28} \text{ ядро/м}^3;$$

$$N_{\text{O}} = N_{\text{H}} / 2 = 3,34 \cdot 10^{28} \text{ ядро/м}^3.$$

Подставив в формулу (10.6) плотности ядер водорода и кислорода, а также соответствующие микроскопические сечения, получим:

$$\Sigma_s = 6,68 \cdot 10^{28} \cdot 20 \cdot 10^{-28} + 3,34 \cdot 10^{28} \cdot 4 \cdot 10^{-28} = 147,4 \text{ м}^{-1} = 1,474 \text{ см}^{-1};$$

$$\Sigma_a = 6,68 \cdot 10^{28} \cdot 0,175 \cdot 10^{-28} = 1,17 \text{ м}^{-1} = 0,0117 \text{ см}^{-1};$$

$$\Sigma_t = 147,4 + 1,17 \approx 148,6 \text{ м}^{-1} = 1,486 \text{ см}^{-1}.$$

В справочниках и атласах ядерных констант микроскопические сечения приводятся не в квадратных метрах, а в барнах. При расчете макроскопических сечений удобно пользоваться справочными данными без перевода барн в квадратные метры. Так как  $1 \text{ м}^2 = 10^{28} \text{ б}$ , то плотность ядер  $10^{28} \text{ ядро/м}^3 = 1 \text{ ядро/(м} \cdot \text{б)}$ . Чтобы

получить плотность ядер  $N$  и  $N_k$  в единицах ядро/(м·б), необходимо правые части формул (1.1) и (1.2) уменьшить в  $10^{26}$  раз

$$N = 0,0602 \frac{\rho}{A}; \quad N_k = 0,0602 n_k \frac{\rho}{\mu}. \quad (10.7)$$

Приведем расчет последнего примера, используя плотности ядер водорода и кислорода, рассчитанные по формуле (10.7):

$$N_H = 6,68 \text{ ядро/(м·б)}; \quad N_O = 3,34 \text{ ядро/(м·б)};$$

$$\Sigma_s = 6,68 \cdot 20 + 3,34 \cdot 4 = 147,4 \text{ м}^{-1} = 1,474 \text{ см}^{-1};$$

$$\Sigma_a = 6,68 \cdot 0,175 = 1,17 \text{ м}^{-1} = 0,0117 \text{ см}^{-1};$$

$$\Sigma_t = 147,4 + 1,17 \approx 148,6 \text{ м}^{-1} = 1,486 \text{ см}^{-1}.$$

Из уравнения (10.3) следует, что количество реакций за единицу времени, отнесенное к единице объема,

$$-\frac{d\varphi}{dx} = \Sigma_t \varphi$$

пропорционально плотности потока нейтронов. Заменяем полное сечение суммой парциальных:

$$\Sigma_t \varphi = \Sigma_s \varphi + \Sigma_a \varphi.$$

Первое слагаемое равно числу рассеянных, а второе слагаемое — числу поглощенных нейтронов в  $1 \text{ м}^3$  вещества за  $1 \text{ с}$ .

### § 10.7. ДИФФУЗИЯ НЕЙТРОНОВ

**Средняя длина пробега.** Нейтроны, взаимодействуя с веществом, рассеиваются или поглощаются ядрами. Вещества, которые преимущественно рассеивают и мало поглощают нейтроны ( $\sigma_s \gg \sigma_a$ ), называют *рассеивающими*. Вещества с сечением поглощения  $\sigma_a \gg \sigma_s$  называют *поглощающими*. Подразделение веществ на рассеивающие и поглощающие условно. Одно и то же вещество в одной энергетической области может быть рассеивающим, в другой — поглощающим. Например, бор является хорошим поглотителем медленных нейтронов и слабо поглощает быстрые нейтроны.

Траектория отдельного нейтрона в рассеивающем веществе представляет собой зигзагообразную линию (рис. 10.5), состоящую из прямолинейных отрезков, по которым нейтрон движется от столкновения к столкновению. Расстояние, пробегаемое нейтроном между двумя последовательными рассеивающими столк-

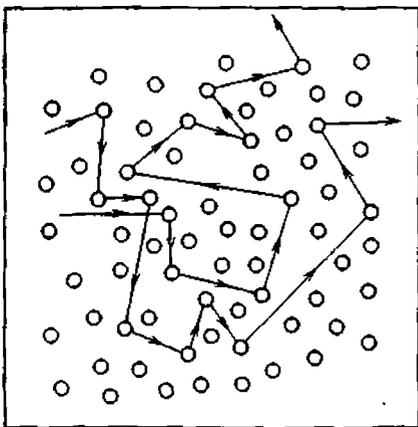


Рис. 10.5. Траектории нейтронов в рассеивающем веществе

ованиями, называют *длиной свободного пробега до рассеяния* (кратко — длиной рассеяния). Длины рассеяния не одинаковы: в одних случаях нейтрон пробегает от одного рассеяния до другого короткий путь, в других случаях этот путь длиннее. После ряда последовательных рассеяний нейтрон поглощается средой. Полный путь, проходимый нейтроном в среде от рождения до поглощения, называют *длиной свободного пробега до поглощения* (длиной поглощения). Она, так же как и длина рассеяния, не одинакова для различных нейтронов. Одни нейтроны поглощаются через несколько рассеяний, для других это число может быть больше или меньше. В поглощающих средах большинство нейтронов поглощается при первых же столкновениях с ядрами. В таких средах перемещения нейтронов очень малы.

В практических задачах интересуются не историей каждого отдельного нейтрона, а перемещением большого количества нейтронов в рассеивающих средах. Оно примерно такое же, как и перемещение молекул в жидкостях и газах, которое описывается законами диффузии. Молекулы, сталкиваясь между собой, перемещаются из мест с большими плотностями молекул в места с меньшими плотностями. Такая же картина наблюдается и для нейтронов. Различие заключается в том, что диффузия нейтронов обусловливается рассеивающими столкновениями с ядрами среды. Следует заметить, что столкновения между нейтронами — довольно редкое явление, так как плотность свободных нейтронов в веществе в  $10^{12}$ — $10^{14}$  и более раз меньше плотности ядер вещества.

Общее движение многих нейтронов в средах характеризуется средними длинами рассеяния  $\lambda_s$  и поглощения  $\lambda_a$ . Они связаны очень простым соотношением с макроскопическими сечениями:

$$\lambda_i = 1/\Sigma_i, \quad i = s, a. \quad (10.8)$$

В теории диффузии нейтронов предполагается, что все нейтроны данной энергии имеют одну и ту же длину рассеяния  $\lambda_s$  и проходят в среде до поглощения путь  $\lambda_a$ . Полная средняя длина пробега находится так же, как и парциальная:

$$\lambda_t = 1/\Sigma_t. \quad (10.9)$$

Из формул (10.8) и (10.9) следует

$$\lambda_t = \lambda_s \lambda_a / (\lambda_s + \lambda_a).$$

Физический смысл величины  $\lambda_t$  вытекает из закона ослабления параллельного пучка моноэнергетических нейтронов в плоской пластине. Полная средняя длина пробега нейтронов равна толщине слоя, который ослабляет параллельный пучок первичных нейтронов в  $e$  раз.

В рассеивающих средах  $\lambda_s \ll \lambda_a$ , поэтому  $\lambda_t \approx \lambda_s$ . Наоборот, в поглощающих средах  $\lambda_t \approx \lambda_a$ . Так, средние длины пробегов нейтронов с энергией 0,025 эВ в бериллии составляют:  $\lambda_s = 1,15$  см,  $\lambda_a = 810$  см,  $\lambda_t \approx 1,15$  см, а в природном боре:  $\lambda_s = 1,2$  см,  $\lambda_a = 1,1 \times 10^{-3}$  см и  $\lambda_t \approx 1,1 \cdot 10^{-3}$  см.

**Средний косинус угла рассеяния.** Нейтрон, упруго рассеянный ядром, изменяет направление своего движения, причем угол между направлениями его начальной и конечной скоростей может лежать в интервале от  $0$  до  $180^\circ$ . После центрального столкновения нейтрон рассеивается на угол  $\theta=180^\circ$ , после нецентрального столкновения угол  $\theta$  лежит в пределах  $0 \leq \theta < 180^\circ$ . И только на протонах нейтроны рассеиваются на углы  $\theta < 90^\circ$ .

Если вероятность рассеяния нейтрона по всем возможным направлениям одинакова, то рассеяние нейтрона называют *изотропным*. Однако все ядра рассеивают нейтроны чаще под углами  $\theta < 90^\circ$  и реже под углами  $\theta > 90^\circ$ . Такое рассеяние называют *анизотропным*.

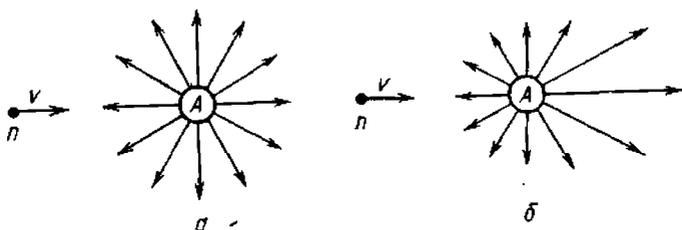


Рис. 10.6. Изотропное (а) и анизотропное (б) рассеяние нейтронов

Изотропное и анизотропное рассеяния нейтронов схематически изображены на рис. 10.6. Стрелки совпадают с направлением скорости рассеянных нейтронов, а длина стрелки пропорциональна вероятности рассеяния нейтрона  $f(\theta)$  под углом  $\theta$ .

Анизотропию рассеяния нейтронов характеризуют средним косинусом угла рассеяния  $\bar{\mu} = \overline{\cos \theta}$ . Для изотропного рассеяния средний косинус  $\bar{\mu} = 0$ , а для анизотропного рассеяния  $\bar{\mu} > 0$ . При невысоких энергиях нейтронов средний косинус  $\bar{\mu}$  зависит только от массового числа  $A$ :

$$\bar{\mu} = 2/3A.$$

Наибольшая анизотропия рассеяния нейтронов наблюдается на водороде и дейтерии (табл. 10.4). С ростом массового числа  $A$  величина  $\bar{\mu}$  стремится к нулю, поэтому рассеяние на ядрах с большими числами  $A > 10$  можно приближенно считать изотропным.

Таблица 10.4  
Средние косинусы угла рассеяния нейтронов на некоторых нуклидах  $\bar{\mu}$

Нуклид	$\bar{\mu}$	Нуклид	$\bar{\mu}$
H	0,67	$^{12}\text{C}$	0,056
D	0,53	$^{16}\text{O}$	0,042
$^9\text{Be}$	0,074	$^{238}\text{U}$	0,0028

**Коэффициент диффузии.** Утечка нейтронов из одних частей объема вещества в другие происходит только в том случае, если плотности нейтронов в них различны.

Перетечкам нейтронов из одного места в другое препятствует среда, так как нейтроны, сталкиваясь с ядрами, изменяют направление своего движения. Чем больше плотность ядер, тем труднее нейтрону пройти даже через сравнительно небольшую толщину среды. Перемещение нейтронов между отдельными частями объема зависит от разности плотностей потоков нейтронов в них: чем больше эта разность, тем больше нейтронов перетекает из одной части объема в другую.

Для характеристики перемещения нейтронов в среде введена величина *ток нейтронов*:

$$J = -D \frac{d\varphi}{dx}. \quad (10.10)$$

Первый сомножитель зависит от свойств среды и называется *коэффициентом диффузии*. Он обратно пропорционален числу рассеивающих столкновений нейтрона на 1 м пути в среде:

$$D = \lambda_s / 3 (1 - \bar{\mu}).$$

Среды с малым коэффициентом диффузии (вода, бериллий) оказывают большое сопротивление перемещению нейтронов. Сравнительно тонкие слои таких веществ значительно ослабляют поток нейтронов.

Второй сомножитель ( $-d\varphi/dx$ ) учитывает влияние изменения плотности потока нейтронов, отнесенное к 1 м<sup>3</sup> вещества, на перемещение нейтронов. Чем больше перепад плотности потока нейтронов между отдельными частями объема среды, тем интенсивнее перемещение нейтронов между ними. Знак минус показывает, что ток нейтронов направлен в сторону уменьшения плотности потока нейтронов.

Движение быстрых и тепловых нейтронов в среде имеет свои особенности. Быстрые нейтроны, перемещаясь в среде, замедляются, так как их энергия несравненно больше энергии теплового движения атомов среды. Энергия тепловых нейтронов, наоборот, сравнима с энергией атомов, поэтому тепловые нейтроны, могут и ускоряться, и замедляться — все определяется энергиями нейтронов и атомов.

### § 10.8. ЗАМЕДЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ

**Упругое и неупругое рассеяние.** Источники нейтронов испускают быстрые нейтроны. Дальнейшая история нейтронов зависит от состава и размеров среды. В результате упругих и неупругих столкновений с ядрами быстрые нейтроны замедляются. В конечных средах часть замедляющихся нейтронов, движущихся вблизи поверхности, утекает из объема среды. Все эти факторы влияют на пространственное и энергетическое распределения замедляющихся нейтронов.

В тяжелых веществах быстрые нейтроны замедляются вследствие неупругих столкновений с ядрами до энергий 0,1—0,4 МэВ, а затем поглощаются средой или вылетают из нее. В неупругом столкновении быстрый нейтрон может сразу затратить основную часть своей энергии на возбуждение ядра. Нижний энергетический предел неупругого замедления сравним с первым возбужденным уровнем тяжелого ядра.

В легких веществах происходит упругое замедление нейтронов. В таких средах быстрый нейтрон за несколько десятков упругих столкновений передает ядрам практически всю свою кинетическую энергию и замедляется до тепловых энергий. Упругое замедление быстрых нейтронов на тяжелых ядрах неэффективно, так как быстрый нейтрон при упругом столкновении с тяжелым ядром сбрасывает небольшую часть своей энергии. Если среда состоит из легких и тяжелых веществ, то определенные вклады в замедление нейтронов дают и упругое, и неупругое рассеяние. Вклад каждого процесса в замедление нейтронов зависит от объемных содержаний тяжелых и легких веществ в среде. В случае примерно равных объемных содержаний обеих компонент большинство быстрых нейтронов замедляется сначала в неупругих столкновениях до энергии порядка 0,1—0,4 МэВ, а затем в упругих столкновениях — до тепловых энергий.

**Параметр замедления.** Потеря энергии нейтронов при упругом рассеянии зависит от типа столкновения нейтрона и ядра, а также от массы ядра. Максимальная потеря энергии нейтронов  $\Delta E_{\text{макс}}$  происходит в случае центрального столкновения с ядром (угол рассеяния  $\theta=180^\circ$ , угол отдачи  $\varphi=0$ ). По уравнению (10.1)

$$\Delta E_{\text{макс}} = E_n = E_1 - E_2 = 4AE_1 / (A+1)^2,$$

где  $E_1$  и  $E_2$  — начальная и конечная энергия нейтрона. При центральном столкновении нейтронов с ядром водорода ( $A=1$ ) нейтрон теряет всю свою энергию, с ядром углерода ( $A=12$ ) —  $0,28E_n$ , а с ядром урана ( $A=238$ ) —  $0,016E_n$ . Таким образом, с увеличением массового числа  $A$  сброс энергии нейтроном  $\Delta E$  в упругом рассеянии уменьшается.

Кроме центральных столкновений нейтроны испытывают еще нецентральные столкновения ( $0 < \varphi < 90^\circ$ ), в которых  $\Delta E < \Delta E_{\text{макс}}$ . Средняя потеря на одно столкновение  $\overline{\Delta E}$  равна половине максимальной  $\Delta E_{\text{макс}}$ . Величиной  $\overline{\Delta E}$  пользоваться неудобно, так как она зависит от начальной энергии нейтрона, уменьшаясь в процессе замедления нейтронов. На практике применяют среднелогарифмическую потерю энергии нейтроном на одно столкновение, называемую *параметром замедления*  $\xi$ :

$$\xi = \overline{\ln E_1 - \ln E_2} = \overline{\ln(E_1/E_2)}.$$

Параметр замедления  $\xi$  зависит только от массового числа  $A$  и постоянен в любом интервале энергий. В табл. 10.5 приведены значения параметра замедления  $\xi$  для ряда веществ.

Параметр замедления  $\xi$ 

Нуклид	A	$\xi$	Нуклид	A	$\xi$
H	1	1,000	C	12	0,158
D	2	0,725	Na	23	0,084
Be	9	0,209	U	238	0,0085

Для массовых чисел  $A > 9$  расчетная формула параметра замедления  $\xi$  имеет простой вид:

$$\xi = 2 / (A + 2/3).$$

Независимость параметра замедления от энергии позволяет, например, легко рассчитать среднее число столкновений  $j$  при замедлении нейтрона от энергии  $E_1$  до  $E$ :

$$j = \frac{\ln(E_1/E)}{\xi}.$$

В формуле для  $j$  заменим  $\ln(E_1/E)$  разностью:

$$\ln(E_1/E) = \ln(E_0/E) - \ln(E_0/E_1),$$

где  $E_0$  — константа, которая задается. Часто в расчетах принимают константу  $E_0 = 2 \cdot 10^6$  эВ. Величину  $u = \ln(E_0/E)$  называют *летаргией*. Она возрастает по мере замедления нейтронов и в тепловой области ( $E = 0,025$  эВ) принимает значение  $u_T = 18,2$ .

Перепишем формулу для  $j$  в виде

$$j = (u - u_1) / \xi$$

и рассчитаем среднее число столкновений при замедлении нейтрона от  $u = 0$  до  $u_T = 18,2$  в водороде, бериллии и углероде. Выпишем из табл. 10.5  $\xi_H = 1,000$ ;  $\xi_{Be} = 0,209$ ;  $\xi_C = 0,158$ . Среднее число столкновений

$$j_H = 18,2; \quad j_{Be} = 87; \quad j_C = 115.$$

**Замедлители.** Каждый замедляющийся нейтрон сталкивается с ядрами рассеивающего вещества в среднем  $\Sigma_s = 1/\lambda_s$  раз на 1 м пути, при этом его летаргия увеличивается на  $\xi \Sigma_s$ . Эту величину называют *замедляющей способностью вещества*. Чем больше замедляющая способность вещества, тем быстрее замедляются нейтроны в нем.

Второй характеристикой вещества является *коэффициент замедления нейтронов*

$$k_s = \xi \Sigma_s / \Sigma_{a, T},$$

где  $\Sigma_{a, T}$  — сечение поглощения тепловых нейтронов вещества. Коэффициент замедления нейтронов пропорционален отношению удельных скоростей образования и поглощения тепловых нейтронов. Чем больше замедляющая способность и чем меньше сечение поглощения, тем интенсивнее накапливаются тепловые нейтроны

в веществе. Легкие вещества с высокими значениями замедляющей способности и коэффициента замедления нейтронов называются *замедлителями*.

Таблица 10.

**Физические характеристики замедлителей**

Замедлитель	Плотность, кг/м <sup>3</sup>	Параметр замедления $\xi$	Замедляющая способность, м <sup>-1</sup>	Коэффициент замедления
Вода	1000	0,924	135	70
Тяжелая вода	1100	0,515	18,8	20 000
Бериллий	1800	0,209	15,4	159
Оксид бериллия	2800	0,174	12,9	180
Дифенильная смесь	1060	0,886	16,1	118
Графит	1670	0,158	6,4	170

В табл. 10.6 приведены замедляющие способности и коэффициенты замедления нейтронов ряда веществ. Наилучшим замедлителем является тяжелая вода ( $k_3=20\ 000$ ). Однако наиболее широко применяют как замедлитель не тяжелую воду, стоимость которой высока, а дешевые воду и графит.

Замедляющую способность сплавов или химических соединений рассчитывают по формуле

$$\xi \Sigma_s = \xi_1 \Sigma_{s,1} + \xi_2 \Sigma_{s,2} + \dots + \xi_n \Sigma_{s,n}.$$

Индексы  $i=1, 2, \dots, n$  соответствуют различным ядрам, входящим в состав вещества;  $\xi_i \Sigma_{s,i}$  — их замедляющие способности.

**Пример.** Определить замедляющую способность дифенила  $C_6H_5-C_6H_5$  для нейтронов с энергией 1 эВ. Плотность дифенила 900 кг/м<sup>3</sup>, молекулярная масса  $\mu=154$ . По формуле (10.7) определяем плотности ядер водорода и углерода:

$$N_H = 10 \cdot \frac{900}{154} 6,02 \cdot 10^{-2} = 3,5 \text{ ядро}/(\text{м} \cdot \text{б})$$

$$N_C = 12 \cdot \frac{900}{154} 6,02 \cdot 10^{-2} = 4,2 \text{ ядро}/(\text{м} \cdot \text{б}).$$

Учитывая, что  $\sigma_{sH}=20$  б,  $\sigma_{sC}=4,8$  б,  $\xi_H=1$  и  $\xi_C=0,158$ , находим замедляющую способность дифенила:

$$\xi \Sigma_s = 1 \cdot 3,5 \cdot 20 + 0,158 \cdot 4,2 \cdot 4,8 = 73,2 \text{ м}^{-1} = 0,732 \text{ см}^{-1}.$$

**Энергетический спектр замедляющихся нейтронов.** Замедляющиеся нейтроны имеют определенное распределение по энергиям. В общем случае оно зависит от свойств и размеров замедлителя, распределения источников быстрых нейтронов по объему замедлителя и поглощения замедляющихся нейтронов. Форма энергетического спектра замедляющихся нейтронов наиболее проста в бесконечном объеме замедлителя в частном случае равномерного распределения источников быстрых нейтронов. В этом частном случае

энергетический спектр замедляющихся нейтронов, названный *спектром Ферми*, имеет вид

$$\varphi(E) = \frac{Q}{\xi \Sigma_s} \frac{1}{E}.$$

Если замедляющая способность в промежуточной области постоянна, то  $Q/\xi \Sigma_s = B = \text{const}$  и

$$\varphi(E) = B/E.$$

**Длина замедления.** Быстрый нейтрон, прежде чем стать тепловым, перемещается от источника на некоторое расстояние. У каждого нейтрона это расстояние различно; одни нейтроны становятся тепловыми вблизи источника, другие — вдали от него. Среднее расстояние от источника, на котором быстрые нейтроны замедляются до тепловой энергии, характеризуется *длиной замедления* нейтронов  $L_s$ . Если источник нейтронов расположен на расстоянии  $\delta < L_s$  от поверхности среды, то часть замедляющихся нейтронов вылетает через поверхность из среды.

Смещение быстрого нейтрона от источника зависит от трех величин: коэффициента диффузии, замедляющей способности вещества и начальной энергии нейтрона. Чем меньше коэффициент диффузии  $D$ , тем труднее быстрым нейтронам уйти от источника на большие расстояния.

С увеличением замедляющей способности вещества  $\xi \Sigma_s$  путь торможения быстрых нейтронов становится короче. Далее, с увеличением энергии источника растет длина замедления нейтронов.

Если сечение рассеяния среды слабо зависит от энергии нейтрона, то квадрат длины замедления нейтронов  $L_s^2$ , называемый иначе *возрастом нейтронов* и обозначаемый  $\tau$ , определяют из уравнения

$$L_s^2 = \frac{D}{\xi \Sigma_s} u_\tau.$$

Так как коэффициент диффузии обратно пропорционален, а макроскопическое сечение прямо пропорционально плотности вещества  $\rho$ , то квадрат длины замедления  $L_s^2 \sim 1/\rho^2$ . Отсюда следует связь длин замедления  $L_{s0}$  и  $L_s$  в одном и том же веществе, но с разными плотностями  $\rho_0$  и  $\rho$ :

$$L_s = L_{s0} \rho_0 / \rho.$$

Плотность твердых веществ зависит от технологии производства и мало изменяется при нагревании вещества. Так, плотность графита лежит в пределах 1650—1800 кг/м<sup>3</sup>, а плотность бериллия — 1750—1850 кг/м<sup>3</sup>. Плотность жидкостей не зависит от технологии производства, однако заметно уменьшается при нагревании. Так, плотность воды, нагретой под давлением 100 атм от 20 до 300°С, падает от 1000 до 726 кг/м<sup>3</sup>.

Самые точные сведения о длине замедления нейтронов дают экспериментальные измерения (табл. 10.7), так как сечения рас-

Экспериментальные значения длины замедления нейтронов  
с начальной энергией 2 МэВ

Замедлитель	Плотность, 10 <sup>3</sup> кг/м <sup>3</sup>	Длина за- медления, 10 <sup>-3</sup> м	Замедлитель	Плотность, 10 <sup>3</sup> кг/м <sup>3</sup>	Длина за- медления, 10 <sup>-3</sup> м
Вода	1,0	5,2	Бериллий	1,85	9,3
Тяжелая вода	1,1	11,2	Окись бериллия	2,8	12,0
Графит	1,67	17,7	Дифенильная смесь	1,06	9,6

сечения большинства замедлителей зависят от энергий нейтронов. Длину замедления нейтронов в замедлителе, имеющем плотность  $\rho$ , отличную от табличной  $\rho_0$ , рассчитывают по последней формуле.

### § 10.9. ТЕПЛОВЫЕ НЕЙТРОНЫ

- **Температура нейтронов.** Энергия тепловых нейтронов, перемещающихся в среде, сравнима с энергией теплового движения ядер. После многочисленных упругих столкновений с ядрами среды устанавливается равновесное распределение тепловых нейтронов по скоростям. Это распределение тепловых нейтронов, называемое максвелловским, мало отличается по форме от распределения молекул газа по скоростям (см. рис. 1.1). Наиболее вероятной скорости нейтронов  $v_p$  соответствует кинетическая энергия нейтронов

$$E_n = m_n v_p^2 / 2 = k T_n.$$

Величину  $T_n$  по аналогии с температурой газа называют *температурой нейтронов*. Подставим значение постоянной Больцмана  $k = 8,61 \cdot 10^{-5}$  эВ/К:

$$E_n = 8,61 \cdot 10^{-5} T_n \text{ эВ.}$$

Практически измерить температуру нейтронов не так просто, как температуру газов. Для этого спектрометром нейтронов измеряют распределение нейтронов по скоростям. Из распределения находят наиболее вероятную скорость нейтронов, а затем рассчитывают температуру нейтронов.

Температура нейтронов  $T_n$  зависит от температуры  $T$ , замедляющей способности  $\xi_{\Sigma_s}$ , сечения поглощения  $\sigma_a$  и размеров среды. Например, поглощение тепловых нейтронов средой является их стоком. Сечение поглощения замедлителей изменяется по закону  $1/v$ , и нейтрон со скоростью  $v < v_p$  поглощается с большей вероятностью, чем нейтрон со скоростью  $v > v_p$ . Преимущественное поглощение более медленных нейтронов сдвигает максимум спектра в направлении больших скоростей нейтронов.

В теории диффузии тепловых нейтронов предполагается, что энергия всех тепловых нейтронов одинакова, а среда имеет сечение захвата и коэффициент диффузии, усредненные по спектру тепловых нейтронов.

**Длина диффузии.** Тепловой нейтрон смещается от источника до места поглощения в среднем на расстояние  $L$ . Величину  $L$  называют *длиной диффузии тепловых нейтронов*. Она зависит от двух величин — коэффициента диффузии  $D$  и макроскопического сечения поглощения  $\Sigma_a$  тепловых нейтронов:

$$L^2 = D / \Sigma_a. \quad (10.11)$$

Длина диффузии тепловых нейтронов для замедлителей связана с температурой нейтронов  $T_n$  соотношением

$$L^2(T_n) = L_0^2 \sqrt{T_n / 293},$$

где  $L_0^2$  — квадрат длины диффузии тепловых нейтронов при 293 К;  $T_n$  — температура, К.

Утечка тепловых нейтронов из среды происходит из поверхностного слоя толщиной  $L$ . Тепловые нейтроны, возникающие на расстояниях от поверхности, больших длины диффузии  $L$ , поглощаются средой.

В табл. 10.8 приведены основные диффузионные характеристики замедлителей, измеренные экспериментально при  $T_n = 293$  К. Сечение поглощения и длина диффузии тепловых нейтронов зависят от примесей в замедлителях. Особенно заметно влияние примесей воды в тяжелой воде. Так, примесь 0,2% воды в тяжелой воде уменьшает величину  $L$  от 159 до 110 см.

Таблица 10.8

Диффузионные характеристики замедлителей

Замедлитель	Плотность, 10 <sup>3</sup> кг/м <sup>3</sup>	Сечение поглощения тепловых нейтронов $\sigma_a \cdot 6$	Коэффициент диффузии $D$ , см	Длина диффузии $L$ , см
Вода	1,0	0,664	0,163	2,72
Тяжелая вода	1,1	$1,14 \cdot 10^{-3}$	0,960	159
Бериллий	1,85	0,01	0,533	21
Графит	1,67	$3,2 \cdot 10^{-3}$	0,900	58
Окись бериллия	2,8	0,01	0,560	30
Дифенильная смесь	1,06	3,354	0,140	3,7

**Длина миграции.** Нейтроны, перемещаясь в среде, удаляются от точки рождения на некоторое расстояние. Быстрые нейтроны сначала замедляются и становятся тепловыми, а затем перемещаются до тех пор, пока не поглотятся средой. Среднее расстояние, проходимое нейтроном в среде по прямой между точками рождения и поглощения, пропорционально длине миграции:

$$L_m = \sqrt{L_s^2 + L^2}.$$

Длина миграции характеризует утечку нейтронов из конечного объема. Чем больше длина миграции, тем толще поверхностный слой среды, из которого происходит утечка нейтронов.

## § 10.10. ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР

**Деление ядер.** В 1938 г. немецкие химики Ган и Штрасман, исследуя состав урана, облученного нейтронами, обнаружили барий. Появление бария, расположенного в середине Периодической системы элементов Д. И. Менделеева, впоследствии было объяснено способностью  $^{235}\text{U}$  делиться под действием нейтронов на два ядра (осколка деления).

Механизм деления ядра описывается капельной моделью ядра. В ядре действуют кулоновские и ядерные силы. Кулоновское от-

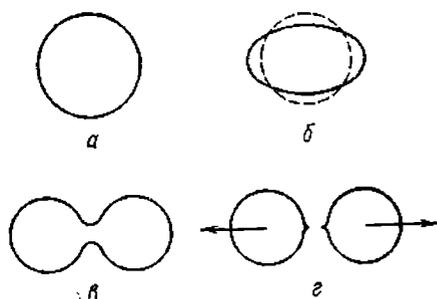


Рис. 10.7. Схема деления ядра по капельной модели:

а — недеформированное ядро; б — слабодеформированное ядро; в — сильнодеформированное ядро; г — осколки деления

талкивание протонов стремится разорвать каплю-ядро на составные части. Наоборот, поверхностные силы, обусловленные ядерным взаимодействием нуклонов, подавляют кулоновские силы и сохраняют ядро как единое целое.

Допустим, что ядро поглотило нейтрон. Форма возбужденного ядра начинает деформироваться и может пройти ряд фаз. Сначала сферическое ядро (рис. 10.7,а) принимает форму эллипсоида (см. рис. 10.7,б). Поверхностные силы стремятся возратить ядро к исходной форме. Если возбужденное ядро принимает опять сферическую форму, то ядро испускает  $\gamma$ -кванты и переходит в основное состояние. Если же энергия возбуждения больше энергии порога деления  $W_{\text{д}}$ , то ядро может принять форму гантели (см. рис. 10.7,в) и под действием кулоновских сил отталкивания разорваться по перемычке на два осколка деления (см. рис. 10.7,г).

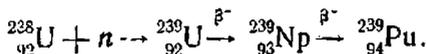
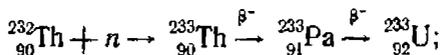
После захвата нейтрона тяжелым ядром-мишенью образуется составное ядро с энергией возбуждения  $W_{\text{в}}$ , примерно равной сумме энергии связи нейтрона в составном ядре и кинетической энергии нейтрона (см. § 8.3). Если величина  $W_{\text{в}}$  больше порога деления составного ядра, то может произойти деление ядра. У тяжелых ядер ( $A=230-240$ ) величина  $W_{\text{д}}$  заключена в пределах 5,5—5,9 МэВ.

Тяжелые ядра в основном состоянии делятся спонтанно. Однако спонтанное деление тяжелых ядер ( $A \leq 240$ ) — довольно редкое явление. Например, у ядер  $^{235}\text{U}$  спонтанное деление происходит в  $2,5 \cdot 10^8$  раз реже, чем  $\alpha$ -распад.

Природный уран состоит из двух основных изотопов:  $^{235}\text{U}$  (0,7%) и  $^{238}\text{U}$  (99,3%). Особенности деления ядер этих изотопов легко устанавливаются из сравнения величин  $W_{\text{в}}$  и  $W_{\text{д}}$ . Захватывая тепловой нейтрон, ядро  $^{235}\text{U}$  превращается в ядро  $^{236}\text{U}$  с энергией возбуждения 6,4 МэВ, а порог деления  $^{236}\text{U}$  равен

8 МэВ. Следовательно, ядро  $^{235}\text{U}$  делится под действием нейтронов любой энергии. Для  $^{239}\text{U}$  порог деления  $W_{\text{д}} \approx 5,8$  МэВ, в то время как энергия возбуждения этого ядра после захвата теплового нейтрона  $^{238}\text{U}$  составляет примерно 4,8 МэВ. Поэтому ядро  $^{238}\text{U}$  может делиться только нейтронами с энергиями больше 1,0 МэВ.

Кроме  $^{235}\text{U}$  тепловые нейтроны делят ядра  $^{233}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ . Ядра  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и вещества (материалы), состоящие из  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ , называют делящимися.  $^{233}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  не встречаются в природе. Их получают искусственно в цепочках превращений:



Торий и  $^{238}\text{U}$ , которые используют для получения делящихся веществ, называют *ядерным сырьем*.

**Осколки делений.** Химическим анализом среди осколков деления обнаружены нуклиды с массовыми числами  $A=72 \rightarrow 161$ . Кривая выхода осколков на одно деление  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами как функция массового числа  $A$  приведена на рис. 10.8. Выход осколка на деление равен отношению числа делений с образованием данного осколка деления к общему числу делений. На кривой выхода отмечаются две группы осколков деления, появление которых при делении ядер наиболее вероятно. Первая группа (легкие осколки деления) состоит из ядер с массовыми числами от 80 до 110, вторая группа (тяжелые осколки деления) — из ядер с массовыми числами от 125 до 155. Легкие и тяжелые осколки образуются в 99% делений ядер. Симметричное деление ядра на два осколка с примерно равными массовыми числами ( $A=110 \rightarrow 125$ ) происходит крайне редко. Доля таких делений составляет примерно 1%. Следовательно, при делении ядра наиболее вероятно образование легкого и тяжелого осколков.

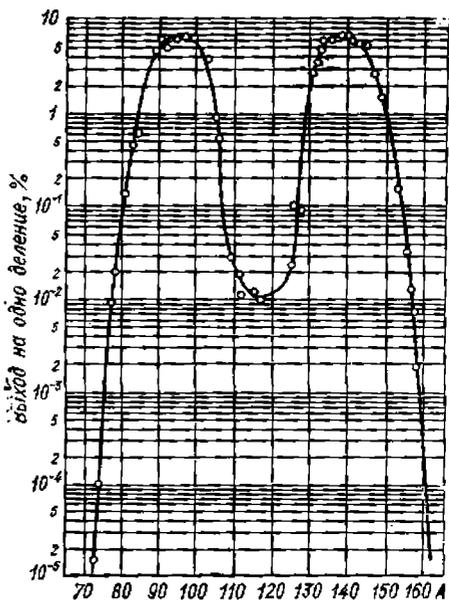
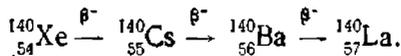


Рис. 10.8. Выход осколков деления на одно деление ядра  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами

Деление ядер может происходить примерно по 30 различным каналам. Поэтому в делящемся веществе появляется по 30 легких и тяжелых осколков деления.

Осколки деления  $\beta^-$ -активны, так как они пересыщены нейтронами. Покажем это на примере осколков  ${}_{38}^{94}\text{Sr}$  и  ${}_{54}^{140}\text{Xe}$ , выход которых равен примерно 7%. Массовые числа стабильных ядер стронция и ксенона не превышают соответственно 88 и 136. Поэтому ядро  ${}_{38}^{94}\text{Sr}$  имеет избыток шесть нейтронов, а ядро  ${}_{54}^{140}\text{Xe}$  — четыре нейтрона.

Осколки деления дают начало радиоактивным цепочкам  $\beta^-$ -распадов. Радиоактивные цепочки состоят в среднем из трех радиоактивных ядер и заканчиваются стабильным ядром. Приведем цепочку с образованием лантана:



В результате деления ядер и последующего распада осколков деления в ядерном топливе образуется около 180 видов радиоактивных ядер. Осколки деления и продукты их радиоактивного распада называют *продуктами деления*.

Выход нейтронов на одно деление  $\nu$

Нуклид	$E_d$	
	0,025 эВ	1,8 МэВ
${}^{235}\text{U}$	2,52	2,71
${}^{239}\text{U}$	2,41	2,74
${}^{238}\text{U}$	—	2,70
${}^{239}\text{Pu}$	2,92	3,21

**Нейтроны деления.** На каждое деление ядра появляется в среднем  $\nu$  нейтронов деления. Число  $\nu$  называют *выходом нейтронов на одно деление*. Оно зависит от энергии поглощаемого нейтрона (табл. 10.9).

Нейтроны деления подразделяются на мгновенные и запаздывающие. Мгновенные нейтроны испускаются в момент деления, запаздывающие нейтроны — спустя некоторое время после момента деления ядра.

Мгновенные нейтроны составляют более 99% нейтронов деления. Энергия большинства мгновенных нейтронов заключена в пределах от 0,1 до 10 МэВ. Во многих прикладных задачах (расчет длины замедления нейтронов деления, среднее число упругих столкновений при замедлении и т. п.) учет распределения мгновенных нейтронов по энергии усложняет расчеты. Для упрощения часто предполагают, что все мгновенные нейтроны рождаются с одной и той же энергией, равной их средней энергии (2 МэВ). Эта энергия и принята за константу  $E_0$  при определении лентаргии.

Запаздывающие нейтроны составляют менее 1% нейтронов деления. Некоторые осколки деления ( ${}^{87}\text{Br}$ ,  ${}^{88}\text{Br}$  и др.) после  $\beta^-$ -распада образуют часть дочерних ядер с энергией возбуждения, превышающей энергию связи нейтрона. Сразу же после такого

распада возбужденное дочернее ядро испускает запаздывающий нейтрон. Время появления запаздывающих нейтронов связано периодами полураспада их предшественников — осколков деления. По этому признаку запаздывающие нейтроны разбивают на шесть групп (табл. 10.10).

Таблица 10.10

Группы запаздывающих нейтронов для нуклида  $^{235}\text{U}$

Номер группы $i$	Период полураспада осколков, с	Доля запаздывающих нейтронов группы $\beta_i$ в выходе нейтронов на одно деление	Кинетическая энергия запаздывающих нейтронов, МэВ
1	0,2	0,00027	—
2	0,6	0,00074	0,42
3	2,3	0,00253	0,62
4	6,2	0,00125	0,43
5	22,7	0,00140	0,56
6	55,7	0,00021	0,25
		0,0064	

Время запаздывания отдельных групп нейтронов изменяется от долей секунды до нескольких десятков секунд. Наибольший вклад в выход запаздывающих нейтронов  $\beta_v$  дают третья, четвертая и пятая группы. Суммарная доля запаздывающих нейтронов в выходе нейтронов на одно деление для  $^{235}\text{U}$   $\beta=0,00640$ , а среднее время запаздывания нейтронов 12,4 с.

Несмотря на малый выход, запаздывающие нейтроны имеют огромное значение для управления цепной реакцией деления ядер. Запаздывающие нейтроны при определенных условиях обеспечивают безопасное нарастание цепного процесса (см. часть вторую).

Сечение поглощения делящихся ядер равно сумме сечений деления  $\sigma_f$  и радиационного захвата  $\sigma_\gamma$ :

$$\sigma_a = \sigma_f + \sigma_\gamma = \sigma_f (1 + \alpha).$$

Следовательно, деление ядер вызывает  $1/(1+\alpha)$  часть нейтронов, поглощенных ядрами. Выход нейтронов на одно поглощение  $\eta$ , равный среднему числу нейтронов деления на один захват нейтрона в делящемся ядре, составляет

$$\eta = \nu \sigma_f / \sigma_a = \nu / (1 + \alpha).$$

В тепловой (табл. 10.11) и быстрой областях энергий  $\eta > 2$  для всех делящихся ядер. Однако в промежуточной области он падает

Таблица 10.11

Выход нейтронов на одно поглощение нейтрона  $\eta$  в тепловой области

Нуклид	$\sigma_f$ , б	$\sigma_\gamma$ , б	$\sigma_a$ , б	$1 + \alpha$	$\eta$
$^{235}\text{U}$	527	54	581	1,10	2,29
$^{238}\text{U}$	582	112	694	1,19	2,07
$^{239}\text{Pu}$	746	280	1026	1,38	2,12

до 1,5 у нуклидов  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ . Размножение нейтронов при делении ядер этих нуклидов промежуточными нейтронами менее эффективно.

**Энергия деления.** Средняя энергия связи на нуклон в ядрах с массовыми числами  $A \sim 100$  (см. рис. 3.4) примерно на 0,85 МэВ больше, чем в ядрах урана. Следовательно, в результате деления на каждый нуклон освобождается энергия, равная 0,85 МэВ. Энергия деления на ядро  $W_f = 235 \cdot 0,85 \approx 200$  МэВ.

Основную часть энергии  $W_f$  составляет кинетическая энергия осколков. Другая часть выделяется в виде мгновенного  $\gamma$ -излучения, а также  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучений радиоактивного распада осколков деления, кинетической энергии нейтронов деления и энергии нейтрино. Приведем баланс энергии деления, МэВ:

Кинетическая энергия осколков деления 169

Энергия:

мгновенных $\gamma$ -квантов	5
нейтронов деления	5
$\beta$ -частиц распада	7
$\gamma$ -квантов распада	6
нейтрино	11

---

Итого 203

Кроме составляющих энергии деления, приведенных выше, вклад в энерговыделение дают  $\gamma$ -кванты, испускаемые после радиационного захвата части нейтронов деления. Этот вклад зависит от состава, размеров среды, в которой происходит деление ядер, и в среднем равен  $\sim 8$  МэВ на одно деление ядра. Следовательно, в среде после деления ядра освобождается примерно 211 МэВ энергии. Из этой энергии в тепло можно превратить не более 200 МэВ, т. е. всю энергию, кроме энергии нейтрино. Количество делений в 1 с, эквивалентное мощности 1 кВт, составляет примерно  $3,1 \cdot 10^{13}$ . Сжигание 1 кг делящегося вещества обеспечивает получение тепловой мощности 2000 кВт в течение года.

### § 10.11. ЦЕПНАЯ РЕАКЦИЯ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

Размножение нейтронов при делении одних ядер создает условия для деления других. Пусть после каждого деления искусаются три нейтрона. Тогда один нейтрон может вызвать деление и породить три нейтрона. Назовем их нейтронами первого поколения. Они, в свою очередь, создадут  $3^2 = 9$  нейтронов второго поколения. В третьем поколении возникает  $3^3 = 27$  нейтронов и т. д. (рис. 10.9). Такова схема размножения нейтронов. Реакции с размножением нейтронов протекают аналогично цепным химическим реакциям, поэтому они также названы цепными. Для начала цепной реакции деления ядер необходимо небольшое количество нейтронов.

Если бы размножение нейтронов происходило так, как показано на рис. 10.9, то в пятидесятом поколении от одного исходного нейтрона возникло бы  $3^{50} \approx 10^{25}$  нейтронов. В действительности не все нейтроны вызывают деление. Часть нейтронов теряется при

радиационном захвате, другая часть вылетает из объема. Эти потери нейтронов влияют на ход цепной реакции деления ядер.

Цепную реакцию деления ядер осуществляют в размножающихся реакторах, в состав которых входят делящееся вещество, замедлители, конструкционные материалы (алюминий, цирконий, нержавеющая сталь и др.) и поглотители нейтронов. После деления ядер быстрые нейтроны взаимодействуют со всеми составными веществами, в результате чего происходит упругое и неупругое замедление, поглощение нейтронов и деление ядер. Если в среде мало замедлителя, то быстрые нейтроны поглощаются средой, не успевая замедлиться до тепловых энергий. Основная доля делений ядер происходит в быстрой области. Такую цепную реакцию деления ядер называют *цепной реакцией на быстрых нейтронах*.

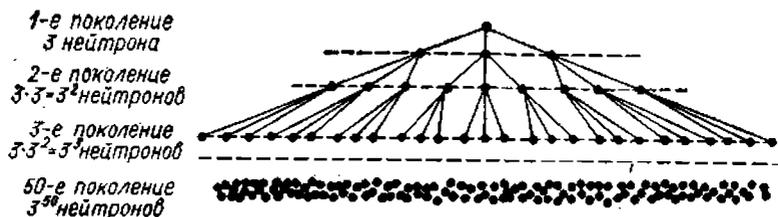


Рис. 10.9. Схема размножения нейтронов в цепной реакции деления ядер

С увеличением концентрации замедлителя в среде возрастает доля упругих замедлений нейтронов и деления начинают происходить в более низкой энергетической области. При определенных концентрациях замедлителя большинство ядер делится под действием промежуточных или тепловых нейтронов (*цепная реакция на промежуточных и тепловых нейтронах*).

Делящиеся ядра наиболее интенсивно поглощают тепловые нейтроны. Сечение деления в тепловой области в сотни раз больше сечения деления в быстрой области. Чтобы воспользоваться этим свойством, быстрые нейтроны без существенных потерь замедляют до тепловых энергий, после чего большинство тепловых нейтронов поглощается делящимися ядрами.

Предположим, что в среду входят два компонента: замедлитель и уран, и в среде протекает цепная реакция на тепловых нейтронах. В единице объема такой среды количество ядер замедлителя  $N_z$  намного больше количества ядер урана  $N_U$ . Поэтому концентрация ядер урана в среде мало отличается от отношения  $N_U/N_z$ . Концентрацию урана характеризуют часто отношением  $N_z/N_U$ , показывающим, сколько ядер замедлителя приходится на одно ядро урана в среде, или числом ядер урана в 1 м<sup>3</sup> среды, которую называют иначе *концентрацией ядер (ядерной концентрацией)*.

Так, в среде <sup>235</sup>U—C цепная реакция на тепловых нейтронах протекает при концентрациях <sup>235</sup>U, равных примерно  $3 \cdot 10^{-5}$ , или при отношениях  $N_C/N_S \approx 3 \cdot 10^4$ .

Рассмотрим сначала цепную реакцию на тепловых нейтронах в бесконечной среде. Размножение нейтронов удобно представить в виде ряда циклов размножения. Отдельный цикл размножения состоит из четырех последовательных этапов: поглощения тепловых нейтронов, деления ядер  $^{235}\text{U}$ , деления ядер  $^{238}\text{U}$  быстрыми нейтронами и резонансного поглощения нейтронов.

Пусть плотность нейтронов первого поколения (начало цикла размножения) равна  $n_1$ . Найдем плотность нейтронов второго поколения (конец цикла размножения). Все  $n_1$  тепловых нейтронов поглощаются в бесконечной среде, в том числе  $\theta n_1$  в уране.

*Коэффициент использования тепловых нейтронов*  $\theta$  показывает, какая доля тепловых нейтронов поглощается ураном. Он всегда меньше единицы, так как часть нейтронов теряется в замедлителе. Ясно, что, чем выше концентрация урана в среде, тем ближе коэффициент  $\theta$  к единице.

Каждый из  $\theta n_1$  нейтронов образует в среднем  $\eta$  нейтронов деления, поэтому общее количество быстрых нейтронов равно  $\eta\theta n_1$ . Так как тепловые нейтроны поглощаются ядрами  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$ , то выход нейтронов  $\eta$  зависит от изотопного состава урана:

$$\eta = \nu \frac{x\sigma_f^5}{x\sigma_a^5 + (1-x)\sigma_a^8},$$

где  $x$  — массовое содержание  $^{235}\text{U}$  в уране;  $\sigma_f^5$ ,  $\sigma_a^5$  — сечение деления и поглощения тепловых нейтронов  $^{235}\text{U}$ ;  $\sigma_a^8$  — сечение поглощения тепловых нейтронов  $^{238}\text{U}$ . Массовое содержание  $^{235}\text{U}$  в уране, большее, чем в природном уране ( $7,14 \cdot 10^{-3}$ ), называют *обогащением урана*. Такое название величины  $x$  отражает технологический процесс, в котором уран обогащается по изотопу  $^{235}\text{U}$ . Уран с повышенным содержанием изотопа  $^{235}\text{U}$  называют *обогащенным ураном*.

Быстрые нейтроны с энергиями больше 1,0 МэВ, сталкиваясь с ядрами  $^{238}\text{U}$ , могут вызвать их деление, при этом плотность быстрых нейтронов увеличится до  $\epsilon\eta\theta n_1$ . *Коэффициент размножения на быстрых нейтронах*  $\epsilon$  показывает, во сколько раз увеличивает число нейтронов поколения от деления ядер  $^{238}\text{U}$  быстрыми нейтронами.

Во время замедления часть замедляющихся нейтронов захватывается на резонансах  $^{238}\text{U}$ . Поэтому плотность тепловых нейтронов  $n_2$  меньше плотности быстрых нейтронов:

$$n_2 = \psi \epsilon \eta \theta n_1,$$

где  $\psi$  — *вероятность избежать резонансного захвата*. Коэффициент  $\psi$  показывает, какая доля быстрых нейтронов замедляется до тепловых энергий, избежав резонансного захвата.

Размножение нейтронов в бесконечной среде характеризуется *коэффициентом размножения в бесконечной среде*  $k_\infty$ . Он равен отношению плотностей тепловых нейтронов во втором  $n_2$  и первом  $n_1$  поколениях:

$$k_\infty = \psi \epsilon \eta \theta.$$

Выражение для коэффициента  $k_{\infty}$  не изменится, если его определить как отношение числа делений нейтронами второго поколения к числу делений нейтронами первого поколения. Коэффициент показывает, как развивается цепная реакция в бесконечной размножающей среде. Если величина  $k_{\infty} < 1$ , то плотность нейтронов уменьшается от поколения к поколению и цепная реакция замирает. Цепная реакция становится самоподдерживающейся при  $k_{\infty} = 1$  и развивающейся при  $k_{\infty} > 1$ .

Проиллюстрируем баланс нейтронов в цикле размножения численным примером. Пусть в каждой единице объема бесконечной размножающей среды поглотилось 100 тепловых нейтронов, из них в уране — 93. Коэффициент  $\theta = 93/100 = 0,93$ . Примем величину  $\epsilon = 0,00714$  (природный уран), при которой выход нейтронов  $\eta = 1,32$ . Следовательно, после захвата в уране 93 тепловых нейтронов возникает  $93 \cdot 1,32 \approx 123$  быстрых нейтрона. Пусть три быстрых нейтрона из 123 делят ядра  $^{238}\text{U}$ , в результате чего появляется около 8 быстрых нейтронов. Общее число быстрых нейтронов  $123 - 3 + 8 = 128$ . Коэффициент размножения на быстрых нейтронах  $\epsilon = 128/123 \approx 1,04$ . Допустим, что во время замедления на резонансах  $^{238}\text{U}$  поглощается 19 нейтронов, а 109 нейтронов становятся тепловыми. Вероятность избежать резонансного захвата  $\psi = (128 - 19)/128 \approx 0,852$ , а  $k_{\infty} = 109/100 = 1,09$  или  $k_{\infty} = 0,93 \cdot 1,32 \times 1,04 \cdot 0,85 = 1,09$ .

Для размножающей среды без  $^{238}\text{U}$  коэффициенты  $\epsilon$  и  $\psi$  равны единице и

$$k_{\infty} = \eta\theta.$$

Коэффициент размножения в конечной среде называют *эффективным* и обозначают  $k_{\text{эф}}$ . Часть нейтронов вылетает из конечной среды через ее поверхность (утечка нейтронов) и не участвует в цепной реакции деления ядер. Следовательно, плотность нейтронов во втором поколении  $n_2$  уменьшается еще из-за утечки нейтронов во время замедления и диффузии тепловых нейтронов, поэтому  $k_{\text{эф}} < k_{\infty}$ . Связь коэффициентов  $k_{\text{эф}}$  и  $k_{\infty}$  записывают в следующем виде:

$$k_{\text{эф}} = k_{\infty}p,$$

где  $p$  — доля нейтронов, поглощенных в среде.

С увеличением объема размножающей среды утечка нейтронов уменьшается. При этом значение  $p$  стремится к единице, а эффективный коэффициент размножения  $k_{\text{эф}}$  — к коэффициенту  $k_{\infty}$ .

Вернемся к нашему численному примеру баланса нейтронов. Предположим, что из каждой единицы объема конечной среды вылетает в среднем по пять замедляющихся и по четыре тепловых нейтрона. Так как в начале замедления было 128 быстрых нейтронов, то  $p = (128 - 9)/128 = 0,92$ . Эффективный коэффициент размножения  $k_{\text{эф}} = k_{\infty}p = 1,09 \cdot 0,92 = 1,00$ .

Самоподдерживающиеся и развивающиеся цепные реакции деления ядер возможны в конечных средах при условии, что коэффициент  $k_{\text{эф}} \geq 1$ . Принято называть среды в зависимости от значе-

ния  $k_{эф}$  подкритическими ( $k_{эф} < 1$ ), критическими ( $k_{эф} = 1$ ) и надкритическими ( $k_{эф} > 1$ ). Массу делящегося вещества и размер (объем) критической среды называют *критическими*. Среда, в которой протекает цепная реакция на тепловых нейтронах, имеет самый большой критический объем и минимальную критическую массу.

Сечение деления в быстрой области не превышает 2 б. Чтобы увеличить поглощение быстрых нейтронов, приходится повышать концентрацию делящихся веществ в среде.

Рассмотрим кратко процесс размножения на быстрых нейтронах в бесконечной среде. Часть нейтронов поколения поглощается в первых же столкновениях с ядрами. Однако большинство нейтронов сначала испытывает неупругие столкновения с тяжелыми ядрами и замедляется до 0,1—0,4 МэВ, а затем поглощается в среде. Обозначим  $\theta$  долю быстрых нейтронов поколения, поглощенных ураном (плутонием), а  $\eta$  — выход нейтронов на одно поглощение. Тогда коэффициент размножения в бесконечной среде

$$k_{\infty} = \theta \eta.$$

Так как сечение поглощения конструкционных материалов в быстрой области намного меньше сечения поглощения делящихся ядер, то  $\theta \approx 1$  и

$$k_{\infty} \approx \eta.$$

Среда из чистого  $^{238}\text{U}$  не может быть критической. Сечение поглощения  $\sigma_a$   $^{238}\text{U}$  для энергий выше 1,0 МэВ не больше 1 б, а его сечение неупругого рассеяния в этой области  $\sigma_{in} \approx 3$  б. Убыль нейтронов из области энергий  $E_n > 1,0$  МэВ происходит за счет поглощений и неупругих рассеяний быстрых нейтронов. Поэтому  $\theta = \sigma_a / (\sigma_a + \sigma_{in})$  и

$$k_{\infty} = \eta \sigma_a / (\sigma_a + \sigma_{in}).$$

Так как  $\theta \approx 0,25$ , а  $\eta \approx 3$ , то коэффициент  $k_{\infty} \approx 0,75$ .

Чтобы осуществить цепную реакцию на промежуточных нейтронах, в среду помещают такое количество замедлителя, чтобы большинство быстрых нейтронов замедлялось до резонансных энергий (1—10<sup>3</sup> эВ), а затем уже захватывалось в делящемся веществе. Так, в среде  $^{235}\text{U}$ —С отношение  $N_C/N_S$  колеблется в пределах от 200 до 500.

Цепные реакции деления ядер подразделяют на *управляемые* и *неуправляемые*. Для военных целей (взрыв атомных и термоядерных бомб) применяют неуправляемые цепные реакции. В центральной части термоядерной бомбы (рис. 10.10) расположена атомная бомба, которая окружена термоядерным горючим (смесь лития, дейтерия, трития). Атомная бомба состоит из трех частей: двух неподвижных полусферических половинок и центральной подвижной части (запальник). Все три части изготовлены из  $^{235}\text{U}$  или  $^{239}\text{Pu}$ . При боевой готовности запальник находится в верхнем положении, чем обеспечивается подкритическое состояние атомной бомбы. Обычным взрывчатым веществом запальник вводится внутрь атомной бомбы, после чего происходит ее взрыв. В резуль-

В момент атомного взрыва температура термоядерного горючего повышается до нескольких десятков миллионов градусов, и начинается цепная термоядерная реакция. Оболочка удерживает термоядерное горючее в определенном объеме до взрыва термоядерной бомбы.

Ядерные взрывы используются и в мирных целях (технологические процессы в добывающей промышленности и строительстве, в научных исследованиях). В СССР подземными взрывами ликвидировали несколько аварийных газовых фонтанов. Ядерный заряд закладывают на большой глубине вблизи аварийной скважины, и его взрыв перекрывает аварийную скважину. Подземными ядерными взрывами в нашей стране созданы искусственный резервуар для воды объемом около 20 млн. м<sup>3</sup>, конденсаторохранилище объемом 50 тыс. м<sup>3</sup> на глубине более 1000 м и т. д.

Существуют проекты строительства крупных гидротехнических сооружений, вскрытия месторождений полезных ископаемых с применением ядерных взрывов. Так, в проекте Печоро-Кольвинского канала длиной 112,5 км, который перебросит часть стока северных рек в бассейн Волги, планируется прорыть северную часть канала длиной 65 км с применением ядерных взрывов. Ядерные взрывы удешевляют и сокращают сроки промышленного строительства. Однако они применяются с соблюдением определенных правил, гарантирующих безопасность для населения и окружающей среды.

Аппараты, в которых протекает управляемая цепная реакция деления ядер, называют ядерными реакторами. Им посвящена вторая часть книги.

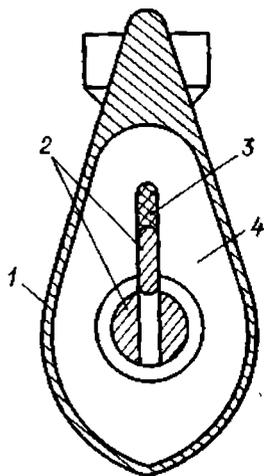


Рис. 10.10. Схема термоядерной бомбы:

1 — корпус; 2 — уран; 3 —  
взрывчатое вещество; 4 —  
термоядерное горючее

### ГЛАВА 11

## УСТРОЙСТВО И КЛАССИФИКАЦИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

### § 11.1. УСТРОЙСТВО РЕАКТОРОВ

Самоподдерживающаяся управляемая цепная реакция деления ядер (кратко — цепная реакция) была осуществлена в декабре 1942 г. Группа физиков Чикагского университета, возглавляемая Э. Ферми, построила первый в мире ядерный реактор, названный СР-1. Он состоял из графитовых блоков, между которыми были расположены шары из природного урана и его двуокиси. Быстрые нейтроны, появляющиеся после деления ядер  $^{235}\text{U}$ , замедлялись графитом до тепловых энергий, а затем вызывали новые деления ядер. Реакторы, подобные СР-1, в которых основная доля делений происходит под действием тепловых нейтронов, называют *реакторами на тепловых нейтронах*. В их состав входит очень много замедлителя по сравнению с ураном.

В Советском Союзе теоретические и экспериментальные исследования особенностей пуска, работы и контроля реакторов были проведены группой физиков и инженеров под руководством академика И. В. Курчатова. Первый советский реактор Ф-1 выведен в критическое состояние 25 декабря 1946 г., и вот уже более 30 лет на нем проводятся исследовательские работы в Институте атомной энергии им. И. В. Курчатова. Реактор Ф-1 набран из графитовых блоков и имеет форму шара диаметром примерно 7,5 м. В центральной части шара диаметром 6 м по отверстиям в графитовых блоках размещены урановые стержни. Результаты исследований на реакторе Ф-1 стали основой проектов более сложных по конструкции промышленных реакторов. В 1949 г. введен в действие реактор по производству плутония, а 27 июня 1954 г. вступила в строй первая в мире атомная электростанция электрической мощностью 5 МВт в г. Обнинске.

В настоящее время в мире действует несколько сот реакторов, которые используются для различных целей. Принципиальная схема устройства реактора на тепловых нейтронах приведена на рис. 11.1. Он состоит из нескольких зон, каждая из которых имеет свое назначение. В центральной части расположена размножающая среда, называемая *активной зоной*. Она собрана из блоков замедлителя с отверстиями по продольным осям. В отверстия вставлены *технологические каналы* (ТК). Технологический канал

представляет собой металлическую трубную конструкцию, внутри которой помещаются тепловыделяющие элементы (ТВЭЛы). ТВЭЛ состоит из ураносодержащего сердечника, заключенного в металлическую оболочку (оболочка ТВЭЛа). ТВЭЛы в ТК по высоте связаны в единую конструкцию, называемую *тепловыделяющей сборкой* (ТВС).

В ТК есть трубки подвода и отвода теплоносителя, компенсаторы температурных расширений. Через подводящую трубку теплоноситель из напорного коллектора нагнетается в ТК. Протекая через ТК, теплоноситель охлаждает ТВС и замедлитель; после этого подогретый теплоноситель через выводную трубку направляется в сборный коллектор.

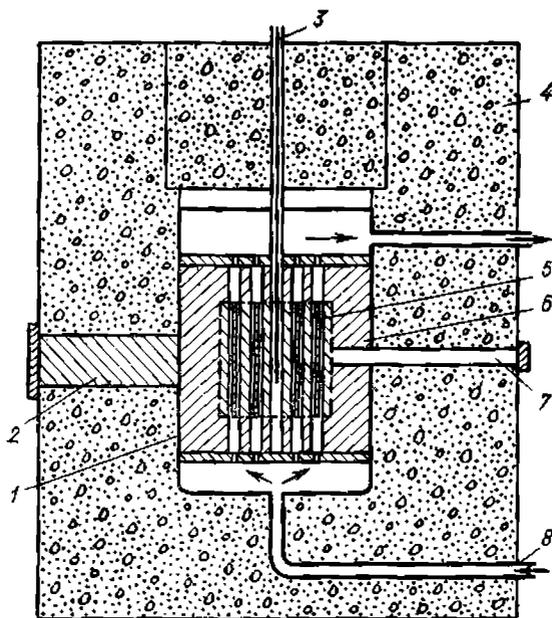


Рис. 11.1. Схема ядерного реактора на тепловых нейтронах:

1 — корпус реактора; 2 — тепловая колонна; 3 — поглощающий стержень; 4 — радиационная защита (бетон); 5 — ТВС; 6 — отражатель; 7 — экспериментальный канал; 8 — система теплоотвода

Во время прогрева реактора происходит тепловое расширение ТК. Оно вызывает механические напряжения в ТК, вследствие чего в трубках подвода и отвода теплоносителя могут появиться трещины и ТК разгерметизируется. Компенсаторы температурных расширений устраняют такие механические напряжения при изменении температуры ТК.

Тепловые нейтроны делят ядра  $^{235}\text{U}$ , в результате чего выделяется тепло и испускаются быстрые нейтроны. Последние замедля-

ются до тепловых энергий в блоках замедлителя, а затем перекочуют в твэлы и т. д. Таким образом, сердечники твэлов являются источником тепла и быстрых нейтронов, а замедлитель — источником тепловых нейтронов. Сердечники выполняют из веществ (уран, окись урана и др.), в состав которых входят делящиеся ядра. Такие вещества называют *ядерным топливом*.

Протекание цепной реакции в реакторе зависит от значения  $k_{эф}$ . Состояние реактора характеризуют наряду с коэффициентом  $k_{эф}$  реактивностью  $\rho$ . Она равна относительному отклонению эффективного коэффициента размножения от единицы

$$\rho = (k_{эф} - 1) / k_{эф}.$$

Если значение  $k_{эф}$  близко к единице, то

$$\rho \approx k_{эф} - 1.$$

Реактивность подкритического реактора отрицательна, критического реактора равна нулю, а надкритического реактора положительна.

Параметры *критического реактора* ( $k_{эф} = 1$ ,  $\rho = 0$ ) называют критическими. К ним относятся размеры активной зоны (критические размеры  $R_{кр}$ ); масса делящегося вещества (ядерного топлива), загруженного в активную зону (критическая масса, критическая загрузка  $M_{кр}$ ); объем активной зоны (критический объем  $V_{кр}$ ) и др.

В активную зону реактора загружают ТК, содержащие делящееся вещество массой  $M$ , большей критической  $M_{кр}$  в несколько десятков раз. Как же используется избыток делящегося вещества  $M_0 = M - M_{кр}$ ?

Реактор работает на заданном уровне мощности определенный интервал времени  $\tau_k$ , называемый *кампанией реактора*. В конце кампании  $\tau_k$  производится перегрузка реактора, в процессе которой часть или все ТК заменяют новыми.

В течение кампании  $\tau_k$  в реакциях деления и радиационного захвата расходуется  $\Delta M$  делящегося вещества. Отношение массы  $\Delta M$  к массе загруженного урана (плутония)  $M$  называют *выгоранием ядерного топлива*  $g$ .

В ядерном топливе накапливаются продукты деления. Поглощение нейтронов продуктами деления уменьшает реактивность. Реактивность зависит также от температур ядерного топлива, замедлителя и отражателя. Изменения реактивности при нагревании реактора называют *температурными эффектами*. Например, при повышении температуры реактора уменьшаются плотности веществ в активной зоне и отражателе, что увеличивает длину миграции нейтронов, утечку нейтронов из реактора и снижает реактивность.

Избытком делящегося вещества  $M_0$  в реакторе создается запас реактивности  $\rho_0$ , который используют при выводе реактора на мощность, для компенсации температурных эффектов, а также выгорания ядерного топлива и поглощения нейтронов продуктами деления.

Условия безопасной работы реактора обеспечиваются *системой управления и защиты* (СУЗ). В СУЗ входят детекторы, усилительные схемы, приборы контроля, механические устройства, рабочие органы. СУЗ компенсирует запас реактивности, осуществляет вывод реактора на мощность, перевод реактора с одного уровня мощности на другой, поддерживает уровень мощности в стационарном режиме, выключает реактор.

Управление цепной реакцией осуществляется СУЗ по следующей схеме. Ток в ионизационных камерах, установленных в каналах СУЗ, пропорционален плотности потока нейтронов, а значит, и мощности реактора. По току в усилительной схеме вырабатывается электрический сигнал — команда для механических устройств, перемещающих рабочие органы. На рис. 11.1 показан один из типов рабочих органов — поглощающий стержень (кратко — стержень). Его изготовляют из веществ с высоким сечением поглощения нейтронов (борсодержащие вещества, кадмий и др.) и устанавливают в канале СУЗ. Доля нейтронов, поглощаемых стержнем, зависит от глубины его погружения. Чем глубже стержень введен в реактор, тем больше нейтронов попадает на его поверхность и поглощается в нем.

Эффективный коэффициент размножения реактора зависит от глубины погружения стержня и может быть меньше, равен и больше единицы. Приведем численный пример, иллюстрирующий воздействие стержня на состояние реактора. Допустим, что в одном из своих положений он поглощает 5% нейтронов, во втором — 3%, в третьем — 1%. Предположим, что эффективный коэффициент размножения реактора с выведенным стержнем равен 1,031 ( $\rho = 0,03$ ). Это означает, что за один цикл размножения каждая тысяча нейтронов размножается до 1031 нейтрона. Если установить стержень в первом положении, то из 1031 нейтрона он поглотит  $0,05 \cdot 1031 \approx 51$  нейтрон. Во втором цикле размножения примут участие не 1031, а  $1031 - 51 = 980$  нейтронов. Эффективный коэффициент размножения реактора со стержнем в первом положении  $k_{эф} = 980/1000 = 0,98$  ( $\rho = -0,02$ ), и цепная реакция в активной зоне затухает. Во втором положении из 1031 нейтрона в стержне поглощается  $1031 \cdot 0,03 \approx 31$  нейтрон. В активной зоне протекает самоподдерживающаяся цепная реакция. В третьем положении стержня реактор надкритичен, и мощность реактора возрастает.

В действующем реакторе состояние цепной реакции изменяется тремя группами рабочих органов: стержней автоматического регулирования (стержней АР), компенсирующих стержней (КС) и стержней аварийной защиты (стержней АЗ).

КС, погруженные в реактор, компенсируют запас реактивности  $\rho_0$ . Освобождение реактивности происходит с помощью стержней АР. Например, в стационарном режиме реактивность постоянно уменьшается из-за выгорания ядерного топлива и накопления продуктов деления. Уменьшение реактивности компенсируют удалением стержней АР из реактора с такой скоростью, чтобы реактор оставался постоянно критическим. Перемещение стержней АР

по высоте реактора происходит между нижним и верхним ограничителями. Когда стержни АР выдвигаются до верхнего ограничителя, включается система блокировки, которая одновременно грузит стержни АР до нижнего ограничителя и выдвигает их из реактора на определенную длину. При таком согласованном перемещении стержней небольшая часть запаса реактивности передается с КС на стержни АР. Затем снова стержни АР постепенно поднимают до верхнего ограничителя, и цикл освобождения реактивности повторяется.

Заметим, что стержни поглощают в реакторе определенную долю нейтронов. Она зависит только от глубины погружения стержня, а не от мощности реактора. Так, в рассмотренном численном примере на любой стационарной мощности реактора в стержне, находящемся во втором положении, поглощается 31 нейтрон из каждых 1031 нейтрона.

Реактор периодически останавливают для профилактического осмотра оборудования, перегрузки ТК и т. д. Кроме того, в реакторе есть вероятность возникновения таких ситуаций, которые могут привести к аварии. К ним относятся, например, непредусмотренный резкий рост мощности реактора, падение давления в системе теплоносителя и т. д. В таких случаях срабатывает СУЗ и цепная реакция прекращается за короткое время: в аварийных случаях по току в ионизационных камерах или другим контрольными величинам СУЗ сбрасывает в реактор стержни АЗ, КС и стержни АР. После сброса стержней реактор переводится в глубокое подкритическое состояние. Стержни АЗ используются только при выключении реактора. До момента выключения они находятся во взведенном состоянии вне реактора.

В стационарном режиме реактора производится контроль технологических параметров: температуры, расхода и давления теплоносителя, герметичности твэлов и т. д. Постоянный контроль за технологическими параметрами позволяет вовремя заметить появление повреждений в конструкции реактора и устранить их. Так, если нарушается герметичность твэлов, то в теплоносителе появляются осколки деления. Измеряя активность теплоносителя на выходе из ТК, обнаруживают повреждение защитной оболочки и заменяют канал.

Приборы управления и контроля размещают на специальном пульте. По показаниям приборов операторы получают информацию о всех параметрах реактора. В распоряжении операторов есть органы управления, с помощью которых осуществляется пуск и выключение реактора.

Для уменьшения утечки нейтронов активную зону окружают *отражателем*. Он возвращает большую часть вылетающих нейтронов в активную зону. Это увеличивает число нейтронов, участвующих в цепной реакции. Отражатели делают из веществ, которые хорошо рассеивают и слабо поглощают нейтроны. К ним относятся замедлители никель, торий,  $^{238}\text{U}$  и др.

Активной зоне и отражателю придают определенную форму (цилиндра, шара, параллелепипеда) и заключают их в корпус. Перед толстостенным корпусом мощного реактора ставят тепловой экран, состоящий из ряда слоев воды и тонких стальных листов. В нем поглощается большинство  $\gamma$ -квантов, вылетающих через поверхность отражателя. Тепловой экран предохраняет толстостенный корпус, работающий под высоким давлением, от дополнительного нагревания и термических напряжений, вызываемых неравномерным поглощением интенсивного  $\gamma$ -излучения в его стенках.

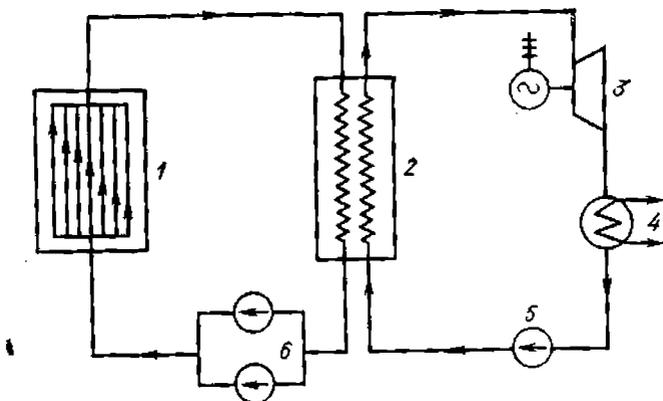


Рис. 11.2. Принципиальная схема преобразования тепловой энергии в электрическую на Первой АЭС:

1 — реактор; 2 — парогенератор; 3 — турбогенератор; 4 — конденсатор; 5 — питательный насос; 6 — циркуляционные насосы

Через внешнюю поверхность корпуса вылетают  $\gamma$ -кванты и нейтроны, опасные для здоровья обслуживающего персонала. Для уменьшения дозы нейтронного и  $\gamma$ -излучений ниже предельно допустимой за корпусом располагают радиационную защиту. В ее состав входят хорошие поглотители  $\gamma$ -квантов (железо и свинец), замедлители и поглотители нейтронов (вода, бор, бетон и др.).

Тепло от реактора отводит циркулирующий теплоноситель (вода, газ, натрий и др.). На атомных электростанциях (АЭС) и транспортных энергетических установках это тепло используют для получения водяного пара, который приводит в движение турбогенераторы. Принципиальная двухконтурная схема преобразования тепла в электрическую энергию на Первой атомной электростанции приведена на рис. 11.2. Первый контур состоит из ТК, парогенератора, циркуляционных насосов и трубопроводов. Во второй контур входят парогенератор, турбогенератор, конденсатор, питательный насос и трубопроводы.

В первом контуре циркулирует вода под давлением 100 атм. Проходя по ТК, она нагревается от 190 до 280°C. В парогенераторе отведенное тепло расходуется на получение водяного пара

во втором контуре. Водяной пар приводит в движение турбогенератор, после чего поступает в конденсатор, а затем питательные насосы нагнетают воду снова в парогенератор.

Вода, облученная нейтронами в реакторе, становится радиоактивной, поэтому первый контур заключают в радиационную защиту. Условия работы второго контура такие же, как и на тепловых электростанциях.

При отводе тепла от реактора жидким натрием приходится делать трехконтурную схему. В первом контуре циркулирует радиоактивный натрий, во втором — нерадиоактивный натрий или другой теплоноситель, кроме воды, и только в третьем контуре получается водяной пар. Второй контур исключает возможное взаимодействие радиоактивного натрия с водой при прорыве теплообменных стенок парогенератора. В одноконтурных схемах теплоотвода в реакторе сначала получают пароводяную смесь. Затем в сепараторе водяной пар отделяется от воды. В одних схемах водяной пар из сепаратора направляется прямо в турбогенератор. В других одноконтурных схемах водяной пар после сепаратора пропускается сначала через перегревательные каналы реактора, а затем поступает в турбогенератор.

#### § 11.2. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕАКТОРОВ

Пучки тепловых нейтронов для экспериментов формируют в тепловой колонне. Она представляет собой большой блок графита (см. рис. 11.1). Нейтроны, попадающие в тепловую колонну, замедляются до тепловых энергий и выходят из нее тепловыми. Для изучения взаимодействия нейтронов и  $\gamma$ -квантов с веществом и свойств облученных материалов строят исследовательские реакторы. Их используют как мощные источники нейтронов и  $\gamma$ -квантов для проведения различных экспериментов (для изучения взаимодействия нейтронов и  $\gamma$ -квантов с веществом, влияния излучения на физические и механические свойства материалов, биологического воздействия излучения на живой организм и т. д.). В реакторе есть экспериментальные каналы. В них облучаются образцы исследуемых материалов. По каналам в защите из реакторов выводят нейтронные пучки для физических экспериментов (см. рис. 11.1). В исследовательских реакторах получают также искусственные радиоактивные вещества, необходимые для народного хозяйства.

Мощные исследовательские реакторы характеризуются потоками нейтронов очень высокой плотности. Тепло, выделяющееся в реакторах, отводится водой. Его не используют для получения электроэнергии, поэтому температура воды на выходе обычно не превышает  $100^{\circ}\text{C}$ . Исследовательские реакторы, в которых и теплоносителем, и замедлителем служит вода, называют водо-водяными реакторами и обозначают ВВР.

Энергетические реакторы служат источниками тепла на атомных электростанциях и в транспортных энергетических установках. В настоящее время работает более 150 АЭС и атомных судо-

ых установок. В Советском Союзе действуют Первая АЭС, энергетические установки ледоколов «Ленин», «Арктика», «Сибирь», Нововоронежская, Белоярская, Ленинградская, Кольская АЭС и др.

Современная атомная энергетика работает в основном на  $^{235}\text{U}$ . Его природные запасы не так уж велики и не могут обеспечить атомную энергетiku топливом на длительное время. Однако на Земле есть большие запасы ядерного сырья ( $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ), которое можно перерабатывать в делящееся вещество ( $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{233}\text{U}$ ).

Получение делящегося вещества из ядерного сырья значительно пополнит энергетические ресурсы. Усилия многих ученых направлены на изучение эффективных способов получения  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{233}\text{U}$  и создание приемлемых ядерных топлив на основе этих веществ.

Делящиеся вещества  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{233}\text{U}$  можно получать тремя способами. В одном из них протоны, ускоренные до энергий 0,5—1 ГэВ, направляют на мишень из тяжелых элементов (вольфрам, висмут, свинец, уран). В мишени протекает ( $p, mn$ )-реакция ( $m=15\rightarrow 40$ ). Затем нейтроны попадают в ядерное сырье и поглощаются в нем.

Второй способ — гибридный реактор с бланкетом из ядерного сырья (см. § 8.7). Оба способа находятся в стадии исследования.

В большей степени изучен третий способ получения делящихся веществ в реакторе, когда одновременно сжигается и накапливается (воспроизводится) делящееся вещество.

Цикл воспроизводства ядерного топлива разбивается на несколько этапов. На первом этапе в зоны воспроизводства (отражатели, активная зона) загружают ТВС, содержащие ядерное сырье. Сердечники твэлов ТВС отражателей изготавливают из ядерного сырья, а в состав сердечников твэлов ТВС активной зоны входят делящееся вещество и ядерное сырье (двуокись обогащенного урана,  $\text{UC} + \text{PuC}$  и др.). На втором этапе ТВС, выгруженные в конце кампании, проходят химическую переработку. В процессе химической переработки выделяются делящееся вещество, ядерное сырье и продукты деления.

На третьем этапе готовят ядерное топливо, изготавливают комплекты ТВС. После этого начинается следующий цикл воспроизводства ядерного топлива.

Рассмотрим процесс накопления делящегося вещества в реакторе. После захвата нейтрона в делящемся веществе возникает  $\eta = \nu / (1 + \alpha)$  нейтронов деления (см. § 10.10). Часть из  $\eta$  нейтронов с энергией  $E > 1$  МэВ делит ядра  $^{238}\text{U}$ . В результате деления ядер в быстрой области число нейтронов деления на один поглощенный нейтрон в делящемся веществе увеличивается до  $\epsilon\eta$ . Один из  $\epsilon\eta$  нейтронов необходим для поддержания цепной реакции,  $S$  нейтронов бесполезно теряется на утечку и радиационный захват в конструкционных материалах, замедлителе и теплоносителе. Остальные нейтроны идут на переработку ядерного сырья.

*Коэффициент воспроизводства*

$$KB = \epsilon \eta - (1 + C)$$

показывает, сколько образуется делящихся ядер на каждое вышедшее делящееся ядро.

Пусть в первом цикле воспроизводства выгорает  $m$  кг делящегося вещества. В том же цикле получается  $KBm$  кг нового вещества. Сжигание  $KBm$  кг дает, в свою очередь,  $(KB)^2m$  кг делящегося вещества и т. д. В  $n$ -м цикле количество переработанного ядерного сырья составляет  $(KB)^n m$  кг, а общая масса израсходованного сырья равна

$$M_n = KBm + (KB)^2m + \dots + (KB)^n m. \quad (11.1)$$

Ряд (11.1) представляет собой геометрическую прогрессию со знаменателем  $KB$ . Если  $KB < 1$ , то сумма прогрессии (11.1) с увеличением числа циклов стремится к

$$M = m / (1 - KB). \quad (11.2)$$

Из соотношения (11.2) следует, что при  $KB < 1$  можно использовать только часть ядерного сырья.

В действующих энергетических реакторах на тепловых нейтронах величина  $KB = 0,5 - 0,8$ . Количество делящегося вещества, сжигаемого в активной зоне, при таком значении  $KB$  можно увеличить только в 2—5 раз.

Расширенное воспроизводство ядерного топлива возможно только в реакторах-размножителях, характеризующихся величиной  $KB > 1$ . В реакторах-размножителях можно сжечь все добытое сырье. Действительно, если  $KB > 1$ , то сумма прогрессии (11.1) стремится к бесконечности с ростом числа циклов.

Коэффициент воспроизводства зависит от величин  $\eta$ ,  $\epsilon$  и  $C$ . В реакторах на тепловых нейтронах величина  $\eta$  для  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  примерно равна 2,1, для  $^{233}\text{U}$  — около 2,3 (см. табл. 10.10). Коэффициент  $\epsilon$  таких реакторов мало отличается от единицы.

Следовательно, теоретически возможен реактор-размножитель на тепловых нейтронах. Однако потери нейтронов на утечку и поглощение в конструкционных материалах, замедлителе и теплоносителе в реакторе на тепловых нейтронах больше 5—7%, поэтому реактор-размножитель с расширенным воспроизводством на тепловых нейтронах может работать только на  $^{233}\text{U}$ . В быстрой области разность  $\eta - 1$  значительно возрастает. Кроме того, в быстрой области происходит заметное число делений ядер сырья. Они увеличивают число нейтронов, участвующих в переработке ядерного сырья, а значит, и  $KB$ . В реакторах-размножителях на быстрых нейтронах  $KB$  может достигать  $\sim 2$ .

Делящееся вещество можно получать в двух топливных циклах: урановом и ториевом. В урановом цикле делящимся веществом служит  $^{239}\text{Pu}$ , а ядерным сырьем —  $^{238}\text{U}$ . Его иначе обозначают  $^{239}\text{Pu}$ — $^{238}\text{U}$ -циклом.

В ториевом цикле ( $^{232}\text{U}$ — $^{232}\text{Th}$ -цикле) делящимся веществом служит  $^{233}\text{U}$ , а ядерным сырьем —  $^{232}\text{Th}$ . В природе нет залежей

шество, содержащих  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{253}\text{U}$ . Поэтому для осуществления обоих циклов  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{233}\text{U}$  накапливают в реакторах на тепловых нейтронах с ядерным топливом из  $^{235}\text{U}$ . Так как  $^{235}\text{U}$  не воспроизводится в реакторах-размножителях, а его природные запасы ограничены, то с развитием атомной энергетики он постепенно будет заменен плутонием и  $^{233}\text{U}$ .

В реакторах-размножителях на быстрых нейтронах наиболее эффективен урановый цикл по двум причинам. Величина  $\eta$  для  $^{239}\text{Pu}$  примерно на 20% больше, чем для  $^{233}\text{U}$ . Сечение деления  $^{238}\text{U}$  в быстрой области примерно в 3 раза больше сечения деления  $^{232}\text{Th}$ , и величина  $\epsilon$  в  $^{239}\text{Pu}$ — $^{238}\text{U}$ -цикле составляет 1,1—1,3. В ториевом цикле такой выигрыш в величине  $\epsilon$  невозможен. Ториевый цикл наиболее эффективен на реакторах-размножителях на тепловых нейтронах с графитовым замедлителем и газовым теплоносителем. При значительном снижении непроизводительных потерь нейтронов (утечка и радиационный захват нейтронов) величина КВ ториевого цикла на тепловых нейтронах составит 1,1—1,15.

Накопление ядерного топлива, а вместе с ним и наращивание мощности АЭС характеризуются временем удвоения. Оно равно времени, в течение которого количество ядерного топлива (мощность АЭС) возрастает в два раза. Время удвоения зависит от кампании, коэффициента воспроизводства, выгорания  $z$ , времени химической переработки ядерного топлива и т. д. При использовании мощных реакторов-размножителей на быстрых нейтронах с КВ=1,4—1,6 и выгоранием  $z \approx 10\%$  время удвоения оценивают в 6—8 лет.

Прежде чем строить энергетический реактор, его свойства, состав, размеры и т. п. исследуют расчетными методами. На этом этапе исследований выбирают наиболее приемлемый вариант реактора.

После теоретических расчетов проводят экспериментальные исследования, в задачу которых входят уточнение физических параметров (коэффициента размножения, критической загрузки и т. п.) и проверка надежности работы твэлов. Для изучения физических параметров сооружают специальный экспериментальный реактор, называемый стендовым реактором, или физическим стендом. Его мощность и температура низки, поэтому не требуется сложной системы теплоотвода. Стендовый реактор прост и стоит недорого, в нем не нужно создавать высокие давления. Химически активные вещества имитируют другими инертными веществами, эквивалентными по физическим свойствам, например натрий заменяют алюминием.

Надежность конструкции твэлов проверяют в петлевом канале исследовательского реактора, аналогичном по конструкции ТК. Он соединен с автономным контуром теплоотвода. Этот контур, не связанный с системой теплоотвода самого реактора, называют *экспериментальной петлей*. Исследовательский реактор служит источником нейтронов, под действием которых происходит деле-

ние ядер в исследуемом твэле. В петлевом канале создают рабочие условия для твэла (давление, температура, расход теплоносителя и т. п.).

На последнем этапе исследований строят другой экспериментальный реактор, в котором уточняют физико-технические данные всей конструкции реактора в целом.

Первые энергетические реакторы являются в какой-то степени и исследовательскими, и экспериментальными. На одних реакторах проводят различные эксперименты по изучению физики нейтронов и реакторов, на других — пути снижения стоимости электроэнергии и т. д. Так, реактор Первой АЭС служит источником тепла для получения водяного пара. По каналам из реактора выводят пучки нейтронов и  $\gamma$ -кванты для физических экспериментов. В реакторе есть экспериментальные петли для испытания твэлов, а сам реактор является прототипом реакторов Белоярской АЭС им. И. В. Курчатова.

### § 11.3. ГОМОГЕННЫЕ И ГЕТЕРОГЕННЫЕ РЕАКТОРЫ

**Гомогенные реакторы.** В гомогенном реакторе ядерное топливо равномерно перемешано с замедлителем. Активная зона гомогенного реактора имеет сравнительно несложное строение: цилиндрический или сферический корпус, заполненный гомогенной смесью. К гомогенным смесям относятся растворы солей урана, суспензии окислов урана в легкой и тяжелой воде, твердый замедлитель, опилитанный ураном, расплавленные соли.

Гомогенные реакторы не нашли широкого применения вследствие высокой коррозии конструкционных материалов в жидком топливе, сложности конструкции реакторов на твердых гомогенных смесях, больших затрат слабообогащенного уранового топлива и других причин.

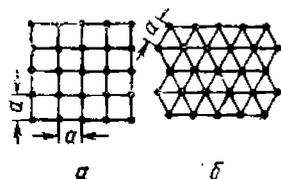


Рис. 11.3. Квадратная (а) и треугольная (б) решетки технологических каналов

**Гетерогенные реакторы.** Недостатки гомогенных реакторов в значительной степени устранены в гетерогенном реакторе за счет усложнения конструкции активной зоны. В гетерогенном реакторе ядерное топливо отделено от замедлителя и сосредоточено в твэлах. ТК, размещенные в замедлителе, образуют пространственную решетку. Наименьшую часть пространственной решетки, обладающую всеми ее геометрическими свойствами, называют элементарной ячейкой. Наиболее распространены квадратные и треугольные решетки (рис. 11.3). Параметром решетки является ее шаг  $a$ , равный расстоянию между осями соседних ТК. По конструкции твэлы подразделяют на стержневые, трубчатые и пластинчатые. Из ядерного топлива изготавливают сердечники: стержни, трубки, пластины. Затем их покрывают оболочкой, которая предохраняет ядерное топливо от взаимодействия с теплоносителем и задерживает внутри твэлов продукты деления. Вследствие этого актив-

ность первого контура определяется не продуктами деления, а активностью теплоносителя. Осмотр и ремонт оборудования первого контура не представляют такой проблемы, как в гомогенном реакторе. При нарушении герметичности оболочки твэла заменяют ТК, иначе продукты деления будут разноситься теплоносителем по первому контуру.

Оболочку трудно «надеть» плотно на ядерное топливо, между ними всегда остается воздушный зазор. Воздух — плохой проводник тепла, поэтому при больших тепловых потоках из-за зазора значительно повышается температура ядерного топлива. Так, воздушный зазор 10 мкм при плотности теплового потока  $2 \cdot 10^6$  Вт/м<sup>2</sup> увеличивает температуру ядерного топлива на 600°. Для исключения влияния воздушных зазоров на температуру ядерного топлива их заполняют проводниками тепла (гелий, натрий, эвтектика Na—K). В некоторых случаях хороший тепловой контакт достигается диффузионной приваркой оболочки к ядерному топливу. Нарушение теплового контакта в каком-нибудь месте может привести к неравномерному нагреву ядерного топлива и корроблению твэлов.

При помощи центрирующих узлов ТВС устанавливают по оси канала. ТК реактора первой АЭС (рис. 11.4) состоит из четырех трубчатых твэлов, которые разделены дистанционирующими графитовыми втулками. Вверху канала — компенсаторы температурных расширений, устройство для уста-

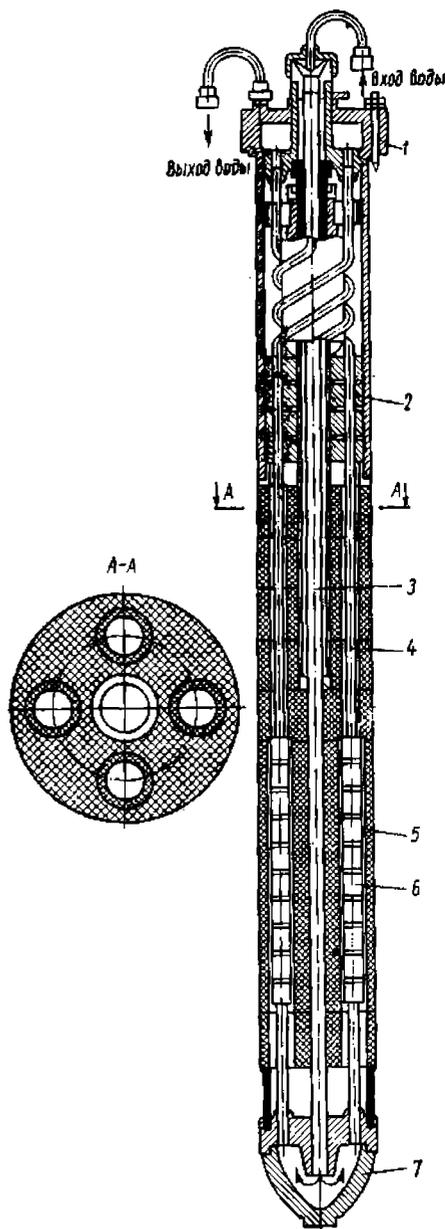


Рис. 11.4. Вертикальный разрез ТК реактора Первой АЭС:

1 — верхняя головка; 2 — стальные втулки; 3 — труба  $\varnothing 15 \times 0,6$  мм; 4 — труба  $\varnothing 9 \times 0,4$  мм; 5 — графитовые втулки; 6 — твэл; 7 — нижняя головка

новки и удаления канала из активной зоны. Вода сверху по центральной трубе подводится к нижней распределительной камере, а затем, поднимаясь вверх, нагревается в четырех трубчатых твэлах. ТК реактора I блока Нововоронежской АЭС (НВАЭС) состоит из 90 стержневых твэлов (рис. 11.5), размещенных в шестигранном кожухе. Такие крупные ТК называют *кассетами*. Поперечные размеры шестигранной кассеты характеризуют размером «под ключ» (диаметром вписанной окружности)  $d$ . Значение  $d$  кассет на НВАЭС равно 145,5 мм (рис. 11.5). В мощных энергетических реакторах число твэлов достигает нескольких тысяч, поэтому применение кассет ускоряет перегрузку реактора в конце кампании, упрощает конструкцию активной зоны.

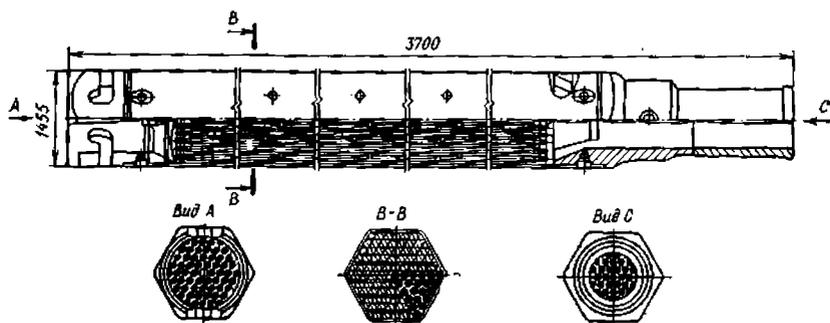


Рис. 11.5. Кассета реактора Нововоронежской АЭС

Конструкция твэлов во многом определяет безаварийную работу реактора. При нарушениях герметичности оболочек, короблениях твэлов реактор выключают для устранения неисправностей. Аварийные остановки, особенно энергетических реакторов, крайне нежелательны, так как они приводят к неравномерности снабжения электроэнергией промышленных предприятий.

В первом контуре АЭС создается определенное давление. В реакторе оно выдерживается или ТК, или корпусом реактора. По этому признаку гетерогенные реакторы подразделяют на *канальные* и *корпусные*. Так, в канальных реакторах Ленинградской АЭС им. В. И. Ленина теплоноситель под давлением 65 атм прокачивается через ТК. Реакторы НВАЭС — это корпусные реакторы. Давление воды 100—160 атм выдерживает корпус реактора.

Канальные реакторы обладают одной важной особенностью: их можно перегружать в стационарном режиме. Перегрузка ТК без выключения реактора удлиняет время непрерывной работы АЭС.

К недостаткам гетерогенных реакторов относится небольшой срок работы твэлов в активной зоне. Под действием излучения значительно изменяются состав ядерного топлива, его механические и физические свойства. Поэтому в конце каждой кампании реактора производят перегрузку активной зоны.

## § 11.4. РЕАКТОРЫ НА ТЕПЛОВЫХ, БЫСТРЫХ И ПРОМЕЖУТОЧНЫХ НЕЙТРОНАХ

**Реактор на тепловых нейтронах.** Деление ядер в активной зоне вызывается нейтронами различных энергий. Однако в каждом реакторе есть нейтроны из определенного интервала энергии, которые дают основной вклад в общее число делений. По этому признаку различают три типа реакторов: реакторы на тепловых, быстрых и промежуточных нейтронах. Активная зона реактора на тепловых нейтронах состоит из замедлителя, ядерного топлива, теплоносителя и конструкционных материалов. Большинство быстрых нейтронов в таком реакторе замедляется до тепловых энергий, а затем поглощается в активной зоне.

Для уменьшения загрузки ядерного топлива в реакторах на тепловых нейтронах применяют конструкционные материалы с малым сечением радиационного захвата нейтронов. К ним относятся алюминий, магний, цирконий и др. Небольшие потери нейтронов в замедлителе и конструкционных материалах дают возможность использовать в качестве ядерного топлива для реакторов на тепловых нейтронах природный и слабообогащенный уран.

В мощных энергетических реакторах не всегда удается подобрать подходящие конструкционные материалы с небольшим сечением поглощения. Тогда оболочки, каналы и другие части конструкции реакторов изготавливают из материалов, интенсивно поглощающих нейтроны, таких, как нержавеющая сталь. Для компенсации дополнительных потерь тепловых нейтронов в конструкционных материалах используют уран с высоким обогащением — до 10%.

В реакторах на тепловых нейтронах весьма существенно поглощение нейтронов продуктами деления, для компенсации которого в активную зону перед началом кампании добавляют определенную массу ядерного топлива. Эта добавка увеличивается с ростом кампании и удельной мощности реактора.

**Реакторы на быстрых нейтронах.** В активную зону и отражатель реактора на быстрых нейтронах входят в основном тяжелые материалы. Замедляющие ядра вводят в активную зону в составе ядерного топлива [карбид урана ( $UC$ ), двуокись плутония ( $PuO_2$ ) и пр.]. Концентрацию замедлителя в активной зоне стремятся уменьшить до минимума, так как легкие ядра смягчают энергетический спектр нейтронов. Прежде чем поглотиться, нейтроны деления успевают замедлиться в результате неупругих столкновений с тяжелыми ядрами лишь до энергий 0,1—0,4 МэВ.

Сечение деления в быстрой области энергий не превышает 2 б. Поэтому для осуществления цепной реакции на быстрых нейтронах необходима высокая концентрация делящегося вещества в активной зоне. Она в десятки раз больше концентрации делящегося вещества в активной зоне реактора на тепловых нейтронах. Чем же объясняется проектирование и строительство дорогостоящих реакторов на быстрых нейтронах? На каждый захват нейтрона в активной зоне такого реактора испускается примерно

в 1,5 раза больше нейтронов деления, чем в активной зоне реактора на тепловых нейтронах. Следовательно, для переработки ядерного сырья в реакторе на быстрых нейтронах можно исползовать значительно большую долю нейтронов. Это главная причина, из-за которой проводят широкие исследования в области применения реакторов на быстрых нейтронах.

Отражатель реакторов на быстрых нейтронах изготавливают из тяжелых материалов:  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ . Они возвращают в активную зону быстрые нейтроны с энергиями выше 0,1 МэВ. Нейтроны захваченные ядрами  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ , расходуются на получение делящихся ядер  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{233}\text{U}$ .

Мощность реактора регулируется подвижными ТВС, твэлами со стержнями из природного урана или тория. В небольших реакторах более эффективен как регулятор подвижный отражатель: ходом цепной реакции управляют, изменяя утечку нейтронов. Если слой отражателя удалять из реактора, то утечка нейтронов увеличивается, вследствие чего тормозится развитие цепного процесса, и наоборот. Наиболее эффективны подвижные слои отражателя на границе с активной зоной.

Выбор конструкционных материалов для реакторов на быстрых нейтронах практически не ограничивается сечением поглощения, так как эти сечения в области быстрых энергий у всех веществ очень малы по сравнению с сечением деления. По этой же причине захват нейтронов продуктами деления мало влияет на загрузку ядерного топлива в реактор.

**Реакторы на промежуточных нейтронах.** Концентрация делящихся веществ в активной зоне реактора на промежуточных нейтронах такова, что быстрые нейтроны перед поглощением замедляются до энергии 1—1000 эВ. Например, отношение ядер бериллия и  $^{235}\text{U}$  в таких реакторах лежит в пределах от 150 до 250.

Энергетические реакторы на промежуточных нейтронах применяют сравнительно редко по двум причинам. Во-первых, у них высокая загрузка ядерного топлива по сравнению с реакторами на тепловых нейтронах. Во-вторых, в активной зоне такого реактора на один захват нейтрона испускается не более 1,5—2,0 нейтронов. Поэтому в реакторах на промежуточных нейтронах невозможно осуществить расширенное воспроизводство ядерного топлива, как в реакторе-размножителе на быстрых нейтронах.

Реакторы на промежуточных нейтронах используют как исследовательские реакторы, так как в них удается получить очень высокую плотность потока нейтронов. Например, максимальная плотность потока нейтронов в реакторе СМ-2 (СССР) равна  $3,3 \times 10^{19}$  нейтр./ $(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ .

#### **§ 11.5. КЛАССИФИКАЦИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РЕАКТОРОВ ПО ЗАМЕДЛИТЕЛЯМ И ТЕПЛОНОСИТЕЛЯМ**

**Реакторы с водяным теплоносителем.** В действующих энергетических реакторах используют три комбинации теплоносителя и замедлителя. В одних реакторах и теплоносителем, и замедлите-

служит вода, в других теплоноситель — вода, замедлитель — графит, в третьих замедлитель — тяжелая вода, теплоноситель — тяжелая вода или вода. Первые реакторы в СССР называют водо-водяными энергетическими реакторами (ВВЭР), вторые — графитово-водяными реакторами (ГВР), третьи — тяжеловодными реакторами (ТВР). Отметим, что в литературе ВВЭР и ГВР именуются также легководными и уран-графитовыми реакторами соответственно.

Энергонапряженность единицы объема активной зоны (единицы массы ядерного топлива) характеризуется удельной мощностью  $P_{уд}$ . Она указывает, какая средняя мощность снимается с 1 л активной зоны или с 1 кг ядерного топлива. Удельная мощность ВВЭР и ГВР лежит в пределах 45—60 кВт/кг.

Реакторы с водяным теплоносителем подразделяют на некипящие, работающие в водном режиме, и кипящие. В АЭС с некипящими реакторами температура воды в первом контуре ниже температуры кипения. Насыщенный водяной пар под давлением 12—45 атм при температуре до 300°C вырабатывается во втором контуре. В таком режиме работают, например, ВВЭР Нововоронежской АЭС.

В кипящих реакторах пароводяную смесь получают в активной зоне. Давление воды в первом контуре снижается до 70 атм. При таком давлении вода закипает в объеме активной зоны при температуре 280°C. Кипящие реакторы обладают рядом достоинств по сравнению с некипящими. В кипящих реакторах корпус работает при более низком давлении, в схеме АЭС нет парогенератора.

Для устойчивой работы кипящего корпусного реактора выбирают такой режим, при котором массовое паросодержание в пароводяной смеси не превышает допустимого значения. Так, в кипящем ВВЭР АЭС «Дрезден» (США) массовое паросодержание на выходе из реактора составляет 5%. При больших значениях массового паросодержания работа реактора может быть неустойчивой. Такая неустойчивость объясняется тем, что пар вытесняет воду из активной зоны, а это увеличивает длину замедления нейтронов  $L_s$ . При слишком бурном кипении значение  $L_s$  возрастает настолько, что реактор получает отрицательную реактивность и мощность реактора начинает падать.

Снижение мощности уменьшает интенсивность кипения, массовое паросодержание, а значит, и длину замедления. В результате такого процесса освобождается реактивность, после чего мощность реактора и интенсивность кипения начинают возрастать. Происходит опасное для конструкции реактора и обслуживающего персонала колебание мощности.

При паросодержании ниже допустимого таких опасных колебаний мощности не происходит и стационарный режим реактора саморегулируется. Так, снижение уровня мощности и уменьшение интенсивности кипения освобождает реактивность, обеспечивающую возврат уровня мощности к исходному. Паросодержание

воды на выходе из активной зоны зависит от удельной мощности. Поэтому допустимое паросодержание, ниже которого обеспечивается устойчивая работа кипящего ВВЭР, ограничивает мощность реактора с заданными размерами активной зоны. При таком ограничении с единицы объема кипящего ВВЭР снимается меньшая мощность, чем с единицы объема некипящего ВВЭР. Это существенный недостаток кипящих ВВЭР.

Перегрев водяного пара до температуры  $510^{\circ}\text{C}$  осуществляется в канальных реакторах Белоярской АЭС. В отличие от корпусных кипящих реакторов, основным замедлителем в реакторе Белоярской АЭС служит графит, и кипение воды в каналах не вызывает опасных колебаний мощности.

В нашей стране на АЭС применяются в основном два типа энергетических реакторов: некипящий ВВЭР и кипящий графитоводный канальный реактор РБМК (реактор большой мощности канальный).

Современные АЭС имеют блочное строение. Каждый блок АЭС автономен по отношению к другим блокам АЭС. Он состоит из одного энергетического реактора и схемы преобразования тепловой энергии в электрическую. При обозначении реактора указывают тип реактора и электрическую мощность блока АЭС с этим реактором в мегаваттах. Так, ВВЭР-440 показывает, что в блоке АЭС установлен ВВЭР, а электрическая мощность блока — 440 МВт; РБМК-1000 — блок АЭС с РБМК электрической мощностью 1000 МВт. Тепловую мощность реактора называют единичной мощностью реактора, а электрическую мощность блока — единичной мощностью блока. При характеристике энергетического реактора часто вместо единичной мощности реактора указывают единичную мощность блока.

**Графито-газовые реакторы (ГГР).** В графито-газовых корпусных реакторах замедлителем служит графит, теплоносителем — газ (гелий, углекислый газ и пр.). По сравнению с ВВЭР и ГВР реакторы с газовым теплоносителем наиболее безопасны. Это объясняется тем, что газ практически не поглощает нейтронов. Поэтому изменение содержания газа в реакторе не влияет на реактивность.

В Великобритании работает несколько АЭС с ГГР, тепло от которых отводится углекислым газом. Оболочки твэлов и каналы в ГГР изготавливают из сплавов магния, слабо поглощающих нейтроны. Это позволяет использовать в качестве ядерного топлива природный и слабобогащенный уран. Углекислый газ прокачивают через реактор под давлением 10—20 атм. Его температура на выходе около  $400^{\circ}\text{C}$ . Удельная мощность реактора составляет всего 0,3—0,5 кВт/кг, т. е. примерно в 100 раз меньше, чем в ВВЭР и ГВР. В усовершенствованных ГГР оболочки из сплава магния заменены оболочками из нержавеющей стали, а природный уран — двуокисью обогащенного урана. Такие изменения в конструкции твэла позволили повысить температуру углекислого газа

выходе до  $690^{\circ}\text{C}$ , удельную мощность — примерно в 3,5 раза, к. п. д. АЭС — до 40%.

**Реакторы с органическими теплоносителями.** Органические жидкости (газойль, дифенильная смесь и пр.) имеют хорошие теплопроводящие свойства и высокую температуру кипения при атмосферном давлении. Поэтому замена воды в первом контуре органической жидкостью значительно снижает давление в системе при температуре теплоносителя на выходе  $300\text{—}350^{\circ}$ .

Однако у органического теплоносителя есть существенный недостаток: термическая и радиационная нестойкость. При высокой температуре и под действием излучения органические жидкости распадаются или образуют более сложные вязкие органические соединения. Для очистки органической жидкости от примесей в первый контур должны входить очистительные устройства, что усложняет энергетическую установку. Поэтому органические жидкости пока еще редко используются в реакторостроении.

**Реакторы с жидкометаллическими теплоносителями.** Интенсивный отвод тепла из реакторов осуществляется жидкометаллическими теплоносителями (натрий, сплав натрий — калий и пр.). Наиболее привлекателен для теплоотвода натрий. У него в 4,5 раза больше теплоемкость, чем у сплава натрий — калий, а температура кипения равна  $882^{\circ}\text{C}$ . Захватывая в активной зоне нейтроны, натрий становится радиоактивным. Чтобы исключить взаимодействие радиоактивного натрия с водой, приходится использовать дорогостоящую трехконтурную схему теплоотвода. Это одна из причин, из-за которой натрий мало применяют как теплоноситель в энергетических установках с реакторами на тепловых нейтронах. Обычно натрий используют для отвода тепла в реакторах на быстрых и промежуточных нейтронах, удельная мощность которых в 10—30 раз больше удельной мощности реакторов на тепловых нейтронах.

## § 11.6. РЕАКТОРНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

**Общие требования.** Материалы, из которых строят реакторы, работают при высокой температуре в поле нейтронов,  $\gamma$ -квантов и осколков деления. Поэтому для реакторостроения пригодны не все материалы, применяемые в других отраслях техники. При выборе реакторных материалов учитывают их радиационную стойкость, химическую инертность, сечение поглощения и другие свойства.

Оболочки твэдов, каналы, замедлители (отражатели) изготавливают из материалов с небольшими сечениями поглощения. Применение материалов, слабо поглощающих нейтроны, снижает непроизводительный расход нейтронов, уменьшает загрузку ядерного топлива и увеличивает КВ. Для поглощающих стержней, наоборот, пригодны материалы с большим сечением поглощения. Это значительно сокращает количество стержней, необходимых для управления реактором.

Быстрые нейтроны,  $\gamma$ -кванты и осколки деления повреждают структуру вещества. Так, в твердом веществе быстрые нейтроны выбивают атомы из кристаллической решетки или сдвигают с места. Вследствие этого ухудшаются пластические свойства, теплопроводность материалов. Сложные молекулы под действием излучения распадаются на более простые молекулы или составные атомы. Например, вода разлагается на кислород и водород. Это явление известно под названием *радиолиза воды*.

Радиационная нестойкость материалов меньше сказывается при высоких температурах. Подвижность атомов становится настолько большой, что вероятность возвращения выбитых из кристаллической решетки атомов на свое место или рекомбинации водорода и кислорода в молекулу воды заметно увеличивается. Так, радиолиз воды несуществен в энергетических некипящих реакторах, в то время как в мощных исследовательских реакторах выделяется значительное количество гремучей смеси. В реакторах есть специальные системы для ее сжигания.

Реакторные материалы контактируют между собой (оболочка твэла — с теплоносителем и ядерным топливом, ТК — с теплоносителем и замедлителем и т. д.). Естественно, что контактирующие материалы должны быть химически инертными (совместимыми). Примером несовместимости служат уран и горячая вода, вступающие в химическую реакцию.

У большинства материалов прочностные свойства резко ухудшаются с увеличением температуры. В энергетических реакторах конструкционные материалы работают при высоких температурах. Это ограничивает выбор конструкционных материалов, особенно для тех деталей энергетического реактора, которые должны выдерживать высокое давление.

**Ядерное топливо.** К ядерному топливу относятся вещества, в состав которых входят делящиеся вещества ( $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и др.). Примерами ядерного топлива служат природный уран, двуокись урана  $\text{UO}_2$ , сплавы урана с металлами, двуокись плутония  $\text{PuO}_2$  и др. В большинстве современных ядерных реакторов в качестве ядерного топлива используют урансодержащие вещества.

Природный уран состоит из трех изотопов:  $^{238}\text{U}$  (99,282%),  $^{235}\text{U}$  (0,712%) и  $^{234}\text{U}$  (0,006%). Он не всегда пригоден как ядерное топливо, особенно если конструкционные материалы и замедлитель интенсивно поглощают нейтроны. В этом случае ядерное топливо готовят на основе обогащенного урана. В энергетических реакторах на тепловых нейтронах используют уран с обогащением менее 10%, а в реакторах на быстрых и промежуточных нейтронах обогащение урана превышает 20%. Обогащенный уран получают на специальных обогатительных заводах.

В процессе обогащения природный уран разделяют на обогащенный уран и обедненный (отвальный) уран с небольшим содержанием  $^{235}\text{U}$ . Из обедненного урана изготавливают ТВС отражателей реакторов-размножителей на быстрых нейтронах.

Металлический уран сравнительно редко используют как ядерное топливо. Его максимальная температура ограничена  $660^{\circ}\text{C}$ . При этой температуре происходит фазовый переход, в котором изменяется кристаллическая структура урана. Фазовый переход сопровождается увеличением объема урана, что может привести к разрушению оболочки твэлов. При длительном облучении в температурном интервале  $200\text{--}500^{\circ}\text{C}$  уран подвержен радиационному росту. Это явление заключается в том, что облученный урановый стержень удлиняется. Экспериментально наблюдалось увеличение длины уранового стержня в полтора раза.

Использование металлического урана, особенно при температуре больше  $500^{\circ}\text{C}$ , затруднено из-за его распухания. После деления ядра образуются два осколка деления, суммарный объем которых больше объема атома урана (плутония). Часть атомов — осколков деления являются атомами газов (криптона, ксенона и др.). Атомы газов накапливаются в порах урана и создают внутреннее давление, которое увеличивается с повышением температуры. За счет изменения объема атомов в процессе деления и повышения внутреннего давления газов уран и другие ядерные топлива начинают распухать. Под *распуханием* понимают относительное изменение объема ядерного топлива, связанное с делением ядер.

Распухание зависит от выгорания и температуры твэлов. Количество осколков деления возрастает с увеличением выгорания, а внутреннее давление газа — с увеличением выгорания и температуры. Распухание ядерного топлива может привести к разрушению оболочки твэла. Ядерное топливо менее подвержено распуханию, если оно обладает высокими механическими свойствами. Металлический уран как раз не относится к таким материалам. Поэтому применение металлического урана в качестве ядерного топлива ограничивает выгорание, которое является одной из главных оценок экономики атомной энергетики.

Радиационная стойкость и механические свойства топлива улучшаются после легирования урана, в процессе которого в уран добавляют небольшое количество молибдена, алюминия и других металлов. Легирующие добавки снижают число нейтронов деления на один захват нейтрона ядерным топливом. Поэтому легирующие добавки к урану стремятся выбрать из материалов, слабо поглощающих нейтроны.

К хорошим ядерным топливам относятся некоторые тугоплавкие соединения урана: окислы, карбиды и интерметаллические соединения. Наиболее широкое применение получила керамика — двуокись урана  $\text{UO}_2$ . Ее температура плавления равна  $2800^{\circ}\text{C}$ ; плотность —  $10,2 \text{ т/м}^3$ . У двуокиси урана нет фазовых переходов, она менее подвержена распуханию, чем сплавы урана. Это позволяет повысить выгорание до нескольких процентов. Двуокись урана не взаимодействует с цирконием, ниобием, нержавеющей сталью и другими материалами при высоких температурах. Основным недостатком керамики — низкой теплопроводностью —  $4,5 \text{ кДж/(м}\cdot\text{К)}$ , которая ограничивает удельную мощность реак-

тора по температуре плавления. Так, максимальная плотность теплового потока в советских ВВЭР на двуокиси урана не превышает  $1,4 \cdot 10^3$  кВт/м<sup>2</sup>, при этом максимальная температура в стержневых твэлах достигает 2200°C. Кроме того, горячая керамика очень хрупка и может растрескиваться.

Плутоний относится к низкоплавким металлам. Его температура плавления равна 640°C. У плутония плохие пластические свойства, поэтому он почти не поддается механической обработке. Технология изготовления твэлов усложняется еще токсичностью плутония. Для приготовления ядерного топлива обычно идут двуокись плутония, смесь карбидов плутония с карбидами урана, сплавы плутония с металлами.

Высокими теплопроводностью и механическими свойствами обладают дисперсионные топлива, в которых мелкие частицы  $UO_2$ ,  $UC$ ,  $PuO_2$  и других соединений урана и плутония размещают гетерогенно в металлической матрице из алюминия, молибдена, нержавеющей стали и др. Материал матрицы и определяет радиационную стойкость и теплопроводность дисперсионного топлива. Например, дисперсионное топливо Первой АЭС состоит из частиц сплава урана с 9% молибдена, залитых магнием.

**Теплоносители.** Отвод тепла, выделяющегося в реакторе, осуществляется теплоносителями (вода, тяжелая вода, газ, натрий и др.).

Один из самых распространенных теплоносителей — вода. Природная вода содержит небольшое количество тяжелой воды (0,017%), различных примесей и растворенных газов. Присутствие примесей и газов делает воду химически активной с металлами. Поэтому воду, прежде чем использовать ее как теплоноситель, очищают от примесей методом выпаривания и деаэрируют, т. е. удаляют из воды газы.

В первом контуре циркулирует радиоактивная вода. Основной источник активности воды — это примеси, появление которых в воде связано с коррозией узлов первого контура и технологическими загрязнениями делющимися веществами внешней поверхности твэлов. Концентрацию радиоактивных примесей в воде снижают фильтрованием. Под действием нейтронов на ядрах кислорода идут реакции  $^{18}O(n, \gamma)^{19}O$ ;  $^{16}O(n, p)^{16}N$ , в которых образуются радиоактивные ядра  $^{19}O$  ( $T_{1/2}=29,4$  с) и  $^{16}N$  ( $T_{1/2}=4$  с). Однако активность  $^{19}O$  и  $^{16}N$  мала по сравнению с активностью примесей.

Недостатками воды как теплоносителя являются низкая температура кипения (100°C при давлении 1 атм) и поглощение тепловых нейтронов. Первый недостаток устраняется повышением давления в первом контуре. Поглощение тепловых нейтронов водой компенсируют применением ядерного топлива на основе обогащенного урана.

Тяжелая вода по своим химическим и теплофизическим свойствам мало отличается от обычной воды. Она практически не поглощает нейтронов, что дает возможность использовать в качестве ядерного топлива природный уран в реакторах с тяжело-

водным замедлителем. Однако тяжелая вода пока мало применяется в реакторостроении ввиду ее высокой стоимости.

Из жидкометаллических теплоносителей наиболее освоены натрий. Он химически активен с большинством металлов при сравнительно низкой температуре, и эта активность натрия обуславливается примесью окислов натрия. Поэтому натрий тщательно очищают от окислов, после чего он не реагирует со многими металлами (Mo, Zr, нержавеющая сталь и др.) до 600—900°C.

Основной газовый теплоноситель — углекислый газ. Он недорог, характеризуется повышенными по сравнению с другими газами плотностью и объемной теплоемкостью. Коррозионное воздействие углекислого газа на металлы зависит от содержания кислорода. Он присутствует в углекислом газе как примесь и, кроме того, образуется при высоких температурах в процессе диссоциации молекул  $\text{CO}_2$  на окись углерода  $\text{CO}$  и кислород  $\text{O}_2$ .

**Замедлители.** К замедлителям относятся вещества, которые хорошо замедляют и слабо поглощают нейтроны (вода, тяжелая вода, графит, бериллий и др.). Свойства воды и тяжелой воды описаны в предыдущем пункте. Дадим краткие характеристики графита и бериллия.

Природный графит содержит до 20% различных примесей, в том числе и бор. Поэтому природный графит непригоден как замедлитель нейтронов. Реакторный графит получают искусственно из смеси нефтяного кокса и каменноугольной смолы. Сначала из смеси прессуют блоки, а затем эти блоки термически обрабатывают при высокой температуре. Графит имеет плотность 1,6—1,8 г/см<sup>3</sup>. Он сублимирует при температуре 3800—3900°C. Нагретый в воздухе до 400°C графит загорается. Поэтому в энергетических реакторах он содержится в атмосфере инертного газа (гелий, азот).

Бериллий один из лучших замедлителей. Он имеет высокие температуру плавления (1282°C) и теплопроводность, совместим с углекислым газом, водой, воздухом и некоторыми жидкими металлами. В пороговой реакции  ${}^9\text{Be}(n, 2n)2\alpha$  возникает гелий. При интенсивном облучении быстрыми нейтронами внутри бериллия накапливается газ, под давлением которого бериллий распухает. Применение бериллия ограничено его высокой стоимостью. Из бериллия изготавливают отражатели и вытеснители воды в активной зоне исследовательских реакторов.

**Конструкционные материалы.** Из конструкционных материалов изготавливают оболочки твэлов, каналы, корпуса и другие детали реактора. В табл. 11.1 приведены некоторые физические свойства конструкционных материалов, наиболее часто применяемых в реакторостроении.

Чистый алюминий совместим с водой при невысоких температурах. Он является основным материалом для оболочек твэлов исследовательских реакторов с водяным теплоносителем.

Сплавы магния слабо поглощают нейтроны. Они совместимы с углекислым газом до температуры 450°C и идут на изготовление

Физические свойства конструкционных материалов

Материал	Плотность, 10 <sup>3</sup> кг/м <sup>3</sup>	Сечение поглощения $\Sigma_a$ , м <sup>-1</sup>	
		тепловых нейтронов	нейтронов спектра деления
Алюминий	2,7	1,3	$2,5 \cdot 10^{-3}$
Магний	1,74	0,14	$3 \cdot 10^{-3}$
Цирконий	6,4	0,76	$4 \cdot 10^{-2}$
Нержавеющая сталь	8,0	24,7	$1 \cdot 10^{-1}$

оболочек твэлов ГГР. Как раз в этих реакторах требуется широко разветвленная поверхность теплосъема.

Сплавы циркония совместимы с деаэрированной водой до температуры 350°C. Так как цирконий слабо поглощает тепловые нейтроны, то его сплавы используются как основной материал для оболочек твэлов ВВЭР.

Нержавеющая сталь характеризуется хорошими прочностными свойствами и коррозионной стойкостью в воде и натрии при высоких температурах. Она служит одним из основных конструктивных материалов в реакторостроении. Из нее изготовляют оболочки твэлов реакторов с натриевым теплоносителем, каналы и оболочки твэлов канальных ГВР Первой АЭС, Белоярской АЭС и других.

Излучение влияет на коррозию конструкционных материалов в теплоносителях. Во-первых, в ( $n, \gamma$ )- и других реакциях изменяется состав конструкционных материалов. На их поверхности могут появиться химически взаимодействующие с теплоносителем атомы. Скорость химических реакций на поверхности, например, оболочки твэла в этом случае возрастает. Во-вторых, под действием излучения в воде возникают продукты радиолиза, химически реагирующие с конструкционными материалами.

**Материалы поглощающих стержней.** Поглощающие стержни содержат в своем составе элементы с высоким сечением поглощения нейтронов (бор, кадмий, гафний и др.). Наибольшее распространение нашли борсодержащие стержни, что объясняется превосходными свойствами бора как поглотителя нейтронов. Чистый бор непригоден для изготовления регулирующих стержней. Он радиационно нестоек, непрочен и несовместим с теплоносителями. Обычно бор вводят в состав нержавеющей стали (борная сталь). Содержание бора в борной стали может достигать 5%. Материалом поглощающих стержней служат также карбид бора  $B_4C$ , смесь  $B_4C-Al_2O_3$  и др.

## ФИЗИКА РЕАКТОРОВ

## § 12.1. КОЭФФИЦИЕНТ РАЗМНОЖЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В РЕАКТОРЕ

Коэффициент размножения в бесконечной среде  $k_{\infty}$  цепной реакции на тепловых нейтронах представляется как произведение четырех сомножителей (см. § 10.11): коэффициента использования тепловых нейтронов  $\theta$ , выхода нейтронов на одно поглощение  $\eta$ , коэффициента размножения на быстрых нейтронах  $\epsilon$  и вероятности избежать резонансного захвата  $\phi$ .

**Коэффициент использования тепловых нейтронов.** Замедлитель и ядерное топливо в гомогенной активной зоне облучаются потоками тепловых нейтронов одинаковой плотности  $\phi$ . Предположим, что гомогенная смесь состоит из замедлителя и ядерного топлива, и примем для определенности за ядерное топливо уран. Выясним, как влияет на коэффициент использования тепловых нейтронов  $\theta$  разбавление урана замедлителем, обогащение урана и температура нейтронов. Количество тепловых нейтронов, поглощенных за 1 с в единице объема гомогенной смеси  $\Sigma_a \phi = (\Sigma_a^s + \Sigma_a^u) \phi$ , в том числе  $\Sigma_a^u \phi$  в уране ( $\Sigma_a^s$ ,  $\Sigma_a^s$  и  $\Sigma_a^u$  — соответственно макроскопические сечения поглощения смеси, замедлителя и урана в смеси). Коэффициент  $\theta$  равен доле тепловых нейтронов, поглощенных в уране:

$$\theta = \Sigma_a^u \phi / \Sigma_a \phi = \Sigma_a^u / (\Sigma_a^u + \Sigma_a^s).$$

Заменим макроскопические сечения микроскопическими, согласно формуле (10.7), и перепишем последнее выражение в виде

$$\theta = \frac{1}{1 + N_s \sigma_a^s / N_u \sigma_a^u} \quad (12.1)$$

Из анализа формулы (12.1) следует три вывода:

- 1) коэффициент  $\theta$  гомогенной смеси не зависит от скорости нейтронов  $v$ , а значит, и от температуры нейтронов  $T_n$ , если сечение поглощения  $\sigma_a$  всех компонентов смеси подчиняется закону  $1/v$ ;
- 2) с увеличением концентрации урана в смеси коэффициент  $\theta$  стремится к единице. Наоборот, разбавление урана замедлителем ведет к уменьшению коэффициента  $\theta$ ;
- 3) с повышением обогащения урана возрастают сечение поглощения  $\sigma_a^u$  и коэффициент  $\theta$ .

Гетерогенная активная зона, в отличие от гомогенной, неоднородна для тепловых нейтронов, так как сечения поглощения замедлителя и материала твэла резко различаются. Выясним изменение величины  $\theta$  при переходе от гомогенной системы к гетерогенной на примере цилиндрической ячейки, состоящей из уранового стержня и замедлителя (рис. 12.1).

Быстрые нейтроны теряют свою энергию в замедлителе, так как урановый стержень состоит только из тяжелых атомов. Следовательно, замедлитель является источником тепловых нейтронов.

Из замедлителя тепловые нейтроны перетекают в урановый стержень. Изменение плотности потока тепловых нейтронов по радиусу ячейки приведено на рис. 12.1. Величина  $\phi$  уменьшается от границы ячейки к ее центру.

Обозначим  $\bar{\phi}_U$  и  $\bar{\phi}_a$  средние плотности потока тепловых нейтронов в уране и замедлителе. Поглощение тепловых нейтронов в гетерогенном реакторе ядрами замедлителя в  $\bar{\phi}_a/\bar{\phi}_U$  раз больше, чем

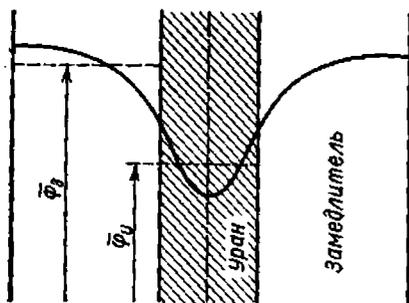


Рис. 12.1. Распределение плотности потока тепловых нейтронов по ячейке

в гомогенном. Поэтому при одинаковом составе активной зоны коэффициент  $\theta_{\text{гет}}$  гетерогенного реактора меньше, чем коэффициент  $\theta_{\text{гом}}$  гомогенного реактора. Переход от гомогенной системы к гетерогенной ухудшает использование тепловых нейтронов в цепной реакции. Например, в квадратной уран-графитовой решетке с шагом  $a=30$  см и стержнем из природного урана диаметром  $d=3$  см отношение  $N_C/N_U=215$ , а коэффициент  $\theta_{\text{гет}}=0,885$ . В гомогенной смеси с таким соотношением ядер углерода и природного урана значение

$\theta_{\text{гом}}=0,915$ . В данном случае эффективность использования тепловых нейтронов при переходе к гетерогенной системе снижается примерно на 3%.

**Выход нейтронов на одно поглощение.** В ядерное топливо кроме делящихся веществ вводят вещества-разбавители. Они улучшают механические свойства и радиационную стойкость ядерного топлива, что, в свою очередь, повышает выгорание ядерного топлива за кампанию. Все нейтроны, поглощенные в ядерном топливе, подразделяют на две группы. Одна из них вызывает деление ядер, другая расходуется на радиационный захват в уране и во всех остальных компонентах ядерного топлива.

Каждый нейтрон, делящий  $^{235}\text{U}$ , порождает  $\nu_f$  нейтронов деления. Если обозначить  $\alpha_{\text{я.т}}$  долю всех нейтронов, захваченных ядерным топливом с делением, то среднее число нейтронов деления на один поглощенный нейтрон в ядерном топливе (выход нейтронов на одно поглощение)

$$\eta = \alpha_{\text{я.т}} \nu_f.$$

Общее число нейтронов, поглощаемых в единице объема топлива за 1 с, равно  $(\Sigma^U_a + \Sigma^P_a)\phi$ ; из них вызывают деление  $\Sigma_f\phi$  нейтронов. Следовательно,

$$\alpha_{\text{я.т}} = \Sigma_f / (\Sigma^U_a + \Sigma^P_a),$$

где  $\Sigma^U_a$  и  $\Sigma_f$  — соответственно макроскопические сечения поглощения и деления урана;  $\Sigma^P_a$  — макроскопическое сечение поглощения разбавителя ядерного топлива.

Для увеличения выхода нейтронов на одно поглощение используют обогащенный уран, который разбавляют материалами с небольшим сечением радиационного захвата. Последнее приобретает особую важность в реакторах-размножителях, так как коэффициент воспроизводства зависит не только от обогащения урана, но и от поглощения нейтронов в разбавителях.

**Резонансное поглощение нейтронов.** Резонансная область состоит из областей разрешенных и неразрешенных резонансных пиков. Первая область занимает энергетический интервал от 1 эВ до  $E_{гр}$ . В этой области энергетическое разрешение прибора достаточно для выделения любого резонансного пика. Начиная с энергии  $E_{гр}$  расстояние между резонансными пиками становится меньше энергетического разрешения и резонансные пики не разделяются. У тяжелых элементов граничная энергия  $E_{гр} \approx 1$  кэВ.

В реакторах на тепловых нейтронах основным резонансным поглотителем нейтронов является  $^{238}\text{U}$ . В табл. 12.1 для  $^{238}\text{U}$  приведены несколько резонансных энергий нейтронов  $E_r$ , максимальные сечения поглощения  $\sigma_{a,r}$  в пике и ширина  $\Gamma$  этих резонансов.

Таблица 12.1

Параметры резонансных пиков  $^{238}\text{U}$

$E_r$ , эВ	$\sigma_{a,r}$ , б	$\Gamma$ , мэВ	$E_r$ , эВ	$\sigma_{a,r}$ , б	$\Gamma$ , мэВ
6,68	22 030	26,3	36,8	39 820	59,0
21,0	33 080	34,0	66,3	21 190	43,0

Пусть резонансные нейтроны движутся в бесконечной системе, состоящей из замедлителя и  $^{238}\text{U}$ . При столкновении с ядрами замедлителя нейтроны рассеиваются, а с ядрами  $^{238}\text{U}$  — поглощаются. Первые столкновения способствуют сохранению и выведению резонансных нейтронов из опасной зоны, вторые ведут к их потере.

Вероятность избежать резонансного захвата (коэффициент  $\psi$ ) связана с плотностью ядер  $N_s$  и замедляющей способностью среды  $\xi\Sigma_s$  соотношением

$$\psi = \exp\left(-\frac{N_s}{\xi\Sigma_s} J_{\text{эф}}\right). \quad (12.2)$$

Величину  $J_{\text{эф}}$  называют *эффективным резонансным интегралом*. Он характеризует поглощение нейтронов отдельным ядром в резонансной области и измеряется в барнах. Использование эффективного резонансного интеграла упрощает количественные расчеты резонансного поглощения без детального рассмотрения взаимодействия нейтронов при замедлении. Эффективный резонансный интеграл обычно определяют экспериментально. Он зависит от концентрации  $^{238}\text{U}$  и взаимного расположения урана и замедлителя.

В гомогенной смеси замедлителя и  $^{238}\text{U}$  эффективный резонансный интеграл с хорошей точностью находят по эмпирической формуле

$$J_{\text{эф}} = 3,9 \left( \frac{N_a}{N_b} \sigma_a^c \right)^{0,415}, \quad (12.2)$$

где  $N_a/N_b$  — отношение ядер замедлителя и  $^{238}\text{U}$  в гомогенной смеси;  $\sigma_a^c$  — микроскопическое сечение рассеяния замедлителя, б. Как видно из формулы (12.3), эффективный резонансный интеграл уменьшается с ростом концентрации  $^{238}\text{U}$ . Чем больше ядер  $^{238}\text{U}$  в смеси, тем менее вероятно поглощение отдельным ядром замедляющихся нейтронов. Поясним этот эффект на численном примере. Пусть в резонансной области замедляется 1000 нейтронов и на  $1 \text{ см}^3$  смеси приходится только одно ядро  $^{238}\text{U}$ , с которым может столкнуться в процессе замедления каждый из тысячи нейтронов. Если же увеличить концентрацию ядер  $^{238}\text{U}$  в смеси, то вероятность столкновения каждого нейтрона с отдельным ядром  $^{238}\text{U}$  уменьшится, так как часть нейтронов поглотится другими ядрами. Влияние поглощений в одних ядрах  $^{238}\text{U}$  на поглощение в других называют *экранировкой резонансных уровней*. Она растет с увеличением концентрации резонансных поглотителей.

**Пример.** Найти эффективный резонансный интеграл в гомогенной смеси природный уран — графит с отношением  $N_c/N_b = 215$ . Сечение рассеяния графита  $\sigma_c^c = 4,7$  б. Подставим значение  $N_c/N_b$  и  $\sigma_c^c$  в формулу (12.3):

$$J_{\text{эф}} = 3,9(215 \cdot 4,7)^{0,415} = 69 \text{ б.}$$

В гомогенной среде все ядра  $^{238}\text{U}$  находятся в одинаковых условиях по отношению к потоку резонансных нейтронов. В гетерогенной среде уран отделен от замедлителя, что существенно сказывается на резонансном поглощении нейтронов. Во-первых, часть резонансных нейтронов становятся тепловыми в замедлителе, не сталкиваясь с ядрами урана; во-вторых, резонансные нейтроны, попадающие на поверхность твэлов, почти все поглощаются тонким поверхностным слоем. Внутренние ядра  $^{238}\text{U}$  экранируются поверхностными и меньше участвуют в резонансном поглощении нейтронов, причем экранировка растет с увеличением диаметра твэла  $d$ . Поэтому эффективный резонансный интеграл  $^{238}\text{U}$  в гетерогенном реакторе зависит от диаметра твэла  $d$ :

$$J_{\text{эф}} = a + b/\sqrt{d}.$$

Постоянная  $a$  характеризует поглощение резонансных нейтронов поверхностными, а постоянная  $b$  — внутренними ядрами  $^{238}\text{U}$ . Для каждого сорта ядерного топлива (природный уран, двуокись урана и пр.) постоянные  $a$  и  $b$  измеряются экспериментально. Для стержней из природного урана ( $a = 4,15$ ,  $b = 12,35$ )

$$J_{\text{эф}} = 4,15 + 12,35/\sqrt{d}, \quad (12.3')$$

где  $J_{\text{эф}}$  — эффективный резонансный интеграл, б;  $d$  — диаметр стержня, см.

**Пример.** Найти эффективный резонансный интеграл  $^{238}\text{U}$  для стержня из природного урана диаметром  $d=3$  см:

$$J_{\text{эф}} = 4,15 + 12,35/\sqrt{3} \approx 11,36.$$

Сравнение двух последних примеров показывает, что при разделении урана и замедлителя заметно уменьшается поглощение нейтронов в резонансной области.

Коэффициент  $\psi$  зависит от отношения

$$N_8 J_{\text{эф}} / \xi \Sigma_s = \Sigma / \xi \Sigma_s,$$

которое отражает конкуренцию двух процессов в резонансной области: поглощение нейтронов и их замедление. Сечение  $\Sigma$ , по определению, аналогично макроскопическому сечению поглощения с заменой микроскопического сечения эффективным резонансным интегралом  $J_{\text{эф}}$ . Оно также характеризует убыль замедляющихся нейтронов в резонансной области. С ростом концентрации  $^{238}\text{U}$  поглощение резонансных нейтронов увеличивается.

Действительно, по формуле (12.3)  $\Sigma = N_8 J_{\text{эф}} \sim N_8^{0,585}$ . Чем больше концентрация ядер  $^{238}\text{U}$ , тем меньше нейтронов замедляется до тепловых энергий. На резонансное поглощение оказывает влияние замедление нейтронов. Столкновения с ядрами замедлителя выводят нейтроны из резонансной области и тем интенсивнее, чем больше замедляющая способность  $\xi \Sigma_s$ . Значит, при одинаковой концентрации  $^{238}\text{U}$  вероятность избежать резонансного захвата в среде уран — вода больше, чем в среде уран — углерод.

**Пример.** Рассчитать вероятность избежать резонансного захвата в гомогенной и гетерогенной средах природный уран — графит. В обеих средах отношение ядер углерода и  $^{238}\text{U}$   $N_C/N_8=215$ . Диаметр уранового стержня  $d=3$  см. Учитывая, что  $\xi_C=0,159$ , а  $\sigma_C=4,7$  б, получаем

$$N_8 / \xi_C \sigma_C N_C = 1/0,159 \cdot 4,7 \cdot 215 = 0,00625 \text{ б}^{-1}.$$

Эффективные резонансные интегралы для гомогенной и гетерогенной систем с заданным составом и диаметром стержня были рассчитаны в предыдущих двух примерах. Поэтому подставим их в формулу (12.2) и найдем коэффициенты гомогенной  $\psi_{\text{гом}}$  и гетерогенной  $\psi_{\text{гет}}$  систем:

$$\psi_{\text{гом}} = e^{-6,25 \cdot 10^{-3} \cdot 68} = e^{-0,425} \approx 0,65;$$

$$\psi_{\text{гет}} = e^{-6,25 \cdot 10^{-3} \cdot 11,25} = e^{-0,0705} \approx 0,93.$$

В начале этого параграфа были приведены коэффициенты использования тепловых нейтронов для гомогенной и гетерогенной сред с  $N_C/N_8=215$ . Они равны  $\theta_{\text{гом}}=0,915$  и  $\theta_{\text{гет}}=0,885$ . Произведение  $(\psi\theta)_{\text{гом}}=0,595$ , а  $(\psi\theta)_{\text{гет}}=0,823$ . Переход от гомогенной среды к гетерогенной несколько снижает поглощение тепловых нейтронов в уране. Однако этот проигрыш значительно перекрывается уменьшением резонансного поглощения нейтронов, и размножающие свойства среды улучшаются. В гетерогенной среде из каждой тысячи быстрых нейтронов становятся тепловыми не 650, как в гомогенной, а 930. В гетерогенной среде из каждой

тысячи быстрых нейтронов дополнительно сохраняется во время замедления около 280 нейтронов.

**Размножение на быстрых нейтронах.** В реакторах на тепловых нейтронах с ядерным топливом из слабообогащенного урана ( $x < 5\%$ ) концентрация  $^{238}\text{U}$  во много раз больше концентрации  $^{235}\text{U}$ . Делений ядер  $^{235}\text{U}$  быстрыми нейтронами очень мало, и в обычно не принимают в расчет. Однако число делений ядер  $^{238}\text{U}$  нейтронами с энергией  $E_n > 1,0$  МэВ может быть значительным, и они оказывают заметное влияние на ход цепной реакции.

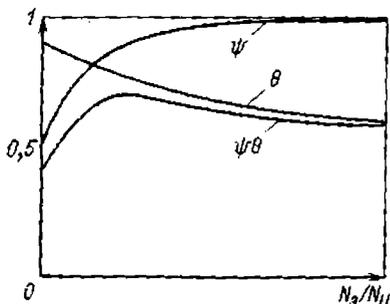


Рис. 12.2. Зависимость величин  $\psi$ ,  $\theta$  и произведения  $\psi\theta$  от концентрации урана в гомогенной смеси

В гомогенной активной зоне ядра  $^{238}\text{U}$  окружены большим количеством ядер замедлителя. Нейтроны деления, проникая через окружение, с большей вероятностью испытывают столкновения с легкими ядрами и замедляются до энергий ниже порога деления  $^{238}\text{U}$ . Вследствие этого коэффициент размножения на быстрых нейтронах в гомогенных реакторах мало отличается от единицы.

В гетерогенном реакторе быстрые нейтроны движутся сначала в твэлах среди ядер  $^{238}\text{U}$ . Поэтому вероятность столкновения

с ядром  $^{238}\text{U}$  и его деления в гетерогенном реакторе значительно больше, чем в гомогенном реакторе. Она зависит от пути быстрого нейтрона в ядерном топливе, т. е. от размеров твэлов, концентрации  $^{238}\text{U}$ , а также от шага решетки  $a$ . В толстом твэле быстрый нейтрон проходит большой путь, чем в тонком, значит, и коэффициент размножения на быстрых нейтронах в первом случае больше, чем во втором. Если шаг решетки  $a$  намного превосходит длину рассеяния быстрого нейтрона в замедлителе  $\lambda_s$ , то большинство быстрых нейтронов попадает в другой твэл, замедлившись до энергий  $E_n < 1,0$  МэВ. Поэтому коэффициент  $\varepsilon$  для решеток с шагом  $a \gg \lambda_s$  определяется только размерами и составом твэла. Например, для стержней из природного урана радиусом  $R$  см

$$\varepsilon \approx 1 + 1,75 \cdot 10^{-2} R.$$

В водо-водяных реакторах твэлы образуют тесную решетку ( $a \ll \lambda_s$ ). Таким расположением твэлов уменьшают поглощение тепловых нейтронов в воде. В тесных решетках нейтроны деления успевают пройти несколько твэлов до замедления ниже пороговой энергии деления  $^{238}\text{U}$ . Наиболее высок коэффициент размножения на быстрых нейтронах в ВВЭР. Для отношения ядер водорода и  $^{238}\text{U}$   $N_H/N_8 > 3$  коэффициент размножения на быстрых нейтронах рассчитывают по приближенной формуле:

$$\varepsilon \approx 1 + 0,22(N_8/N_H).$$

**Пример.** Рассчитать коэффициент размножения на быстрых нейтронах: а) для уран-графитовой решетки с  $a=14$  см и диаметром стержня из природного урана 3 см и б) для ВВЭР с  $N_{\text{II}}/N_{\text{I}}=5$ .

а. Длина рассеяния в графите  $\lambda_s=2,5$  см. Поэтому шаг уран-графитовой решетки  $a \gg \lambda_s$ . Следовательно,

$$\epsilon = 1 + 1,75 \cdot 10^{-2} \cdot 1,5 \approx 1,026.$$

б. Коэффициент  $\epsilon$  для ВВЭР

$$\epsilon = 1 + 0,22 \cdot 0,2 = 1,044.$$

### Коэффициент размножения нейтронов в бесконечном реакторе.

Размножение нейтронов в бесконечном реакторе на тепловых нейтронах зависит от его состава и строения. На рис. 12.2 приведены зависимости вероятности избежать резонансного захвата  $\psi$  и коэффициента использования тепловых нейтронов  $\theta$  от отношения ядер замедлителя и урана  $N_{\text{з}}/N_{\text{U}}$  в гомогенной среде. С увеличением отношения  $N_{\text{з}}/N_{\text{U}}$  растет поглощение тепловых нейтронов в замедлителе и коэффициент  $\theta$  уменьшается. Вероятность избежать резонансного захвата при этом монотонно стремится к единице.

Коэффициент размножения  $k_{\infty}$  пропорционален произведению  $\psi\theta$ , которое и показывает изменение  $k_{\infty}$  в зависимости от отношения  $N_{\text{з}}/N_{\text{U}}$ . При больших концентрациях урана коэффициент  $\theta$  мало изменяется, поэтому  $k_{\infty}$  пропорционален коэффициенту  $\psi$ . В системах с небольшой концентрацией урана значение  $\psi$  близко к единице и величина  $k_{\infty}$  изменяется подобно коэффициенту  $\theta$ . Таким образом, коэффициент размножения  $k_{\infty}$  сначала растет, достигает максимума, а затем уменьшается и стремится к нулю.

У природного урана выход нейтронов  $\eta=1,32$ , поэтому для осуществления цепной реакции произведение  $\psi\theta$  должно быть больше

$$k_{\infty}/\eta = 1/1,32 = 0,76.$$

Гомогенные смеси природного урана с графитом, бериллием и водой непригодны для реакторов, так как максимум произведения  $(\psi\theta)_{\text{макс}}$  для них меньше 0,76. Так, в уран-графитовой смеси  $(\psi\theta)_{\text{макс}}=0,56$ . В гомогенной смеси природный уран — тяжелая вода коэффициент  $k_{\infty}$  может быть больше единицы, так как замедлитель очень слабо поглощает тепловые нейтроны. Например, у раствора солей природного урана в тяжелой воде с отношением  $N_{\text{D}}/N_{\text{U}}=400$  коэффициенты  $\theta=0,99$ ,  $\psi=0,79$  и  $k_{\infty}=1,03$ . В исследовательских реакторах применяют растворы солей обогащенного урана в воде. Низкое значение произведения  $\psi\theta$  в этих реакторах компенсируется высоким выходом нейтронов  $\eta$ .

В гетерогенном реакторе характер изменения коэффициента  $k_{\infty}$  от шага решетки  $a$  при постоянных размерах твэла такой же, как и в гомогенной смеси от отношения  $N_{\text{з}}/N_{\text{U}}$ . Максимальный коэффициент размножения  $k_{\infty}$  достигается при шаге решетки, называемом оптимальным.

Расход нейтронов на резонансное поглощение в гетерогенном реакторе снижается настолько, что становится возможной цепная

реакция на природном уране с графитовым или бериллиевым замедлителем. Так, максимальное значение  $\phi_0$  в квадратной решетке стержней природного урана диаметром 30 мм в графите составляет 0,830 при оптимальном шаге решетки  $a=25$  см. Поэтому природный уран пригоден как ядерное топливо для графито-газовых реакторов.

## § 12.2. ПЛОТНОСТЬ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ. УТЕЧКА НЕЙТРОНОВ

Реактор граничит со средами, в которых нет источников нейтронов. Плотность нейтронов в этих средах меньше, чем в реакторе. Поэтому через поверхность реактора происходит утечка нейтронов. Плотность потока нейтронов изменяется по реактору, убывая от максимальной в центре до минимальной на его границе.

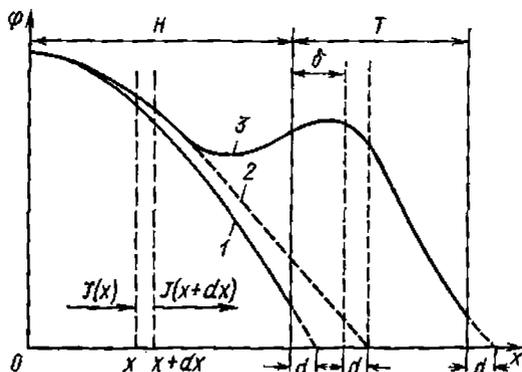


Рис. 12.3. Распределение плотности потока тепловых нейтронов по толщине плоского реактора:  
1 — реактор без отражателя; 2 — эквивалентный реактор без отражателя; 3 — реактор с отражателем

Распределение плотности потока нейтронов по объему реактора находят из уравнения диффузии, которое получают из баланса нейтронов. В теории реакторов особенности распределения плотности потока нейтронов часто изучают на простых моделях. Одна из этих моделей — плоский реактор без отражателя. Он представляет собой активную зону в виде бесконечной пластины толщиной  $2H$  (рис. 12.3), граничащую с вакуумом.

Прежде чем записать баланс нейтронов в критическом реакторе, выберем начало координат в плоскости симметрии реактора и направим ось  $x$  перпендикулярно к этой плоскости (см. рис. 12.3). Выделим между координатами  $x$  и  $x+dx$  плоскую пластину объемом  $dV=1 \text{ м}^2 \cdot dx$ . Предположим, что после деления ядра испускаются тепловые нейтроны, и составим баланс нейтронов в объеме  $dV$ .

За 1 с в объеме  $dV$  поглощается  $\Sigma_a \phi dx$  нейтронов, а вместо них образуется  $k_\infty \Sigma_a \phi dx$  нейтронов. Для поддержания стационарной цепной реакции в объеме  $dV$  снова должно поглотиться  $\Sigma_a \phi dx$  нейтронов из  $k_\infty \Sigma_a \phi dx$ , а избыток нейтронов  $(k_\infty - 1) \Sigma_a \phi dx$  должен вытечь из объема  $dV$  через его поверхность.

Найдем утечку нейтронов через поверхность объема  $dV$  и приравняем ее избытку нейтронов. Обозначим  $J(x)$  и  $J(x+dx)$  токи нейтронов на расстоянии  $x$  и  $x+dx$  от начала координат. Реактор имеет конечные размеры по оси  $x$ , и ток нейтронов направлен к границе реактора. Поэтому в объем  $dV$  втекает  $J(x)$  нейтронов, а из него вытекает  $J(x+dx)$  нейтронов. Утечка нейтронов из пластины

$$dJ = J(x+dx) - J(x) = (k_\infty - 1) \Sigma_a \phi dx.$$

Разделив правую и левую части последнего уравнения на  $\Sigma_a dx$ , с учетом формул (10.10) и (10.11) получим уравнение диффузии нейтронов в плоском реакторе:

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} + \frac{k_\infty - 1}{L^2} \phi = 0.$$

А теперь снимем предположение об энергии источника тепловых нейтронов в уравнении диффузии. После деления ядра испускаются не тепловые нейтроны, а нейтроны деления. Утечка замедляющихся нейтронов уменьшает избыток тепловых нейтронов. Более точное рассмотрение баланса нейтронов показывает, что утечка замедляющихся нейтронов учитывается заменой квадрата длины диффузии  $L^2$  квадратом длины миграции  $L_m^2$  в уравнении диффузии:

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} + \frac{k_\infty - 1}{L_m^2} \phi = 0. \quad (12.4)$$

Величину

$$\kappa^2 = \frac{k_\infty - 1}{L_m^2} \quad (12.5)$$

называют *материальным параметром*. Ее название связано с тем, что она зависит только от свойств материалов, входящих в состав реактора.

Решением уравнения диффузии (12.4) является функция

$$\phi(x) = \phi_0 \cos Bx,$$

где  $\phi_0$  — плотность потока нейтронов в начале координат ( $x=0$ ).

Плотность потока нейтронов  $\phi(x)$  должна удовлетворять определенным граничным условиям. Если провести касательную к кривой изменения плотности потока нейтронов вблизи поверхности реактора, то она пересечет ось  $x$  (плотность потока  $\phi=0$ ) на расстоянии  $d$  от границы (см. рис. 12.3). Приравняем плотность потока нейтронов в точке  $H_0 = H + d$  нулю:

$$\phi_0 \cos BH_0 = 0.$$

Косинус обращается в нуль, если

$$BH_0 = \pi/2.$$

Отсюда

$$B^2 = (\pi/2H_0)^2. \quad (12.6)$$

Величина  $B^2$  зависит от формы и геометрических размеров реактора. Ее называют *геометрическим параметром* реактора.

Поверхность, на которой плотность экстраполированного потока нейтронов обращается в нуль, называют *экстраполированной границей*. Она находится на экстраполированном расстоянии  $H_0 = H + d$  от центра реактора. Экстраполированная добавка в реакторах на тепловых нейтронах  $d \approx 1$  см. При больших толщинах  $H$  с хорошей точностью  $H \approx H_0$ . Следует отметить, что формальное приравнивание плотности потока нейтронов нулю на экстраполированной границе реактора ни в коем случае не означает, что действительная плотность потока нейтронов на этой границе равна нулю. Плотность потока нейтронов отлична от нуля и на физической (действительной), и на экстраполированной границе. Искусственную экстраполированную границу используют в теории реакторов как математический прием, упрощающий теоретические исследования задачи о распределении плотности потока нейтронов внутри реактора.

Уравнение диффузии для сферического и цилиндрического реакторов аналогично уравнению (12.4). Поместим начало координат в центрах симметрии сферического и цилиндрического реакторов и приведем решения уравнения диффузии в этих реакторах.

В сферическом реакторе без отражателя радиусом  $R$  утечка нейтронов происходит в радиальном направлении через сферическую поверхность. Поэтому плотность потока нейтронов зависит от одной координаты — радиуса  $r$ :

$$\varphi(r) = \varphi_0 \frac{\sin Br}{Br}. \quad (12.7)$$

Геометрический параметр

$$B^2 = (\pi/R_0)^2, \quad (12.8)$$

где  $R_0 = R + d$  — экстраполированный радиус.

Из цилиндрического реактора без отражателя нейтроны вытекают в двух направлениях: через торцевую и радиальную поверхности. Плотность потока нейтронов в цилиндрическом реакторе изменяется по оси  $z$  и радиусу  $r$  реактора:

$$\varphi(r, z) = \varphi_0 J_0(B_R r) \cos B_H z. \quad (12.7')$$

Геометрический параметр цилиндрического реактора радиусом  $R$  и высотой  $H$  состоит из двух членов, характеризующих утечку в радиальном и осевом направлениях:

$$B^2 = B_R^2 + B_H^2, \quad (12.9)$$

где

$$B_R^2 = (2,405/R_0)^2; \quad B_H^2 = (\pi/H_0)^2$$

(здесь  $H_0 = H + 2d$  — экстраполированная высота).

Функцию  $J_0$  называют функцией Бесселя нулевого порядка. Ее находят по таблицам или из приближенного соотношения

$$J_0\left(\frac{2,405}{R_9}r\right) \approx \cos\left(\frac{\pi}{2}\frac{r}{R_9}\right).$$

Заметим, что из шара и цилиндра одинаковых объемов утечка нейтронов различна. У шара геометрический параметр меньше, чем у цилиндра, и утечка нейтронов из шара ниже. Это объясняется тем, что отношение поверхности геометрических фигур к их объему минимально у шара.

### § 12.3. КРИТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ РЕАКТОРА БЕЗ ОТРАЖАТЕЛЯ

В объеме критического реактора, как и в любой другой части этого объема, выполняются условия протекания стационарной цепной реакции: из  $k_\infty$  тепловых нейтронов, образующихся в цикле размножения, один тепловой нейтрон используется для поддержания цепной реакции, а избыток нейтронов  $k_\infty - 1$  утекает через поверхность реактора. Математическое соотношение, отражающее это условие, следует из уравнения (12.4) и уравнения диффузии. Подставив в них выражения для плотности потока нейтронов и выполнив операцию дифференцирования, получим

$$B^2_{\text{к}} = (k_\infty - 1)/L^2_{\text{м}}, \quad (12.10)$$

где  $B^2_{\text{к}}$  — геометрический параметр критического реактора. Уравнение (12.10) называется *критическим*. Оно связывает критические размеры и нейтронно-физические характеристики реактора (величины  $k_\infty$ ,  $L^2_{\text{м}}$ ). Для определенного состава реактора есть единственное значение геометрического параметра  $B^2 = B^2_{\text{к}}$ , удовлетворяющее критическому уравнению.

Чтобы найти критические размеры реактора без отражателя с заданным составом, последовательно рассчитывают величины  $k_\infty$  и  $L^2_{\text{м}}$ , геометрический параметр  $B^2_{\text{к}}$  [из уравнения (12.10)], критические размеры [по одной из формул (12.6), (12.8), (12.9)]. Для цилиндрического реактора предварительно задают отношение экстраполированной высоты  $H_0$  и экстраполированного радиуса  $R_0$ .

Критическое уравнение (12.10) можно записать в другом виде:

$$1 = k_\infty / (1 + B^2_{\text{к}} L^2_{\text{м}}). \quad (12.11)$$

Аналогично уравнению (12.11) записывается уравнение для эффективного коэффициента размножения в некритическом реакторе:

$$k_{\text{эф}} = k_\infty / (1 + B^2 L^2_{\text{м}}). \quad (12.12)$$

Уравнение (12.12) совпадает с критическим при  $k_{\text{эф}} = 1$  и  $B^2 = B^2_{\text{к}}$ . Из сравнения уравнений (12.12) и (10.12) следует, что доля нейтронов, поглощенных в реакторе,

$$p = 1 / (1 + B^2 L^2_{\text{м}}).$$

При увеличении геометрического параметра  $B^2$  размеры реактора и величина  $\rho$  уменьшаются, а утечка нейтронов возрастает. Величинам  $B^2 < B^2_k$  соответствуют надкритические реакторы, а  $B^2 > B^2_k$  — подкритические реакторы.

**Пример.** Рассчитать критические размеры реактора без отражателя на водном растворе солей  $^{235}\text{U}$ , если отношение ядер водорода и  $^{235}\text{U}$  в смеси  $N_{\text{H}}/N_{\text{S}} = 1000$ , а плотность раствора  $\rho = 1000 \text{ кг/м}^3$ .

Коэффициент

$$\theta = 1 / \left( 1 + \frac{N_{\text{H}}}{N_{\text{S}}} \frac{\sigma_a^{\text{H}}}{\sigma_a^{235}} \right) = 1 / \left( 1 + 1000 \frac{0,33}{690} \right) \approx 0,675.$$

При захвате одного нейтрона в  $^{235}\text{U}$  испускается  $\eta = 2,07$  нейтрона деления. Коэффициент размножения в бесконечном реакторе

$$k_{\infty} = 2,07 \cdot 0,675 \approx 1,40.$$

Длина диффузии  $L$  в уран-водном растворе мала по сравнению с длиной замедления  $L_s$ , и квадрат длины миграции  $L^2_m \approx L^2_s = 27 \text{ см}^2$  (см. табл. 10.7).

По формуле (12.8)

$$B^2_k = (k_{\infty} - 1) / L^2_s = 0,40 / 27 \cdot 10^{-3} \approx 150 \text{ м}^{-2}.$$

Определим экстраполированные размеры сферического и цилиндрического реакторов. По формуле (12.8)

$$R_0 = \pi / B_k = 3,14 / 12,2 \approx 0,26 \text{ м} = 26 \text{ см}.$$

Положим диаметр цилиндрического реактора равным его высоте, или  $R_0 = H_0 / 2$ . Тогда по формуле (12.9)

$$R_0 = \sqrt{2,405^2 + (\pi/2)^2} / B_k = 24 \text{ см}.$$

Вычтем из полученных размеров экстраполированную добавку  $d \approx 1 \text{ см}$ :

$$R_c = 25 \text{ см}; R_{\text{ц}} = 23 \text{ см}; H_{\text{ц}} = 46 \text{ см},$$

откуда  $V_c \approx 65 \text{ л}$ ,  $V_{\text{ц}} \approx 75 \text{ л}$ .

Проанализируем особенности изменения критического радиуса  $R_{\text{кр}}$ , критической массы  $M_{\text{кр}}$  и коэффициента использования

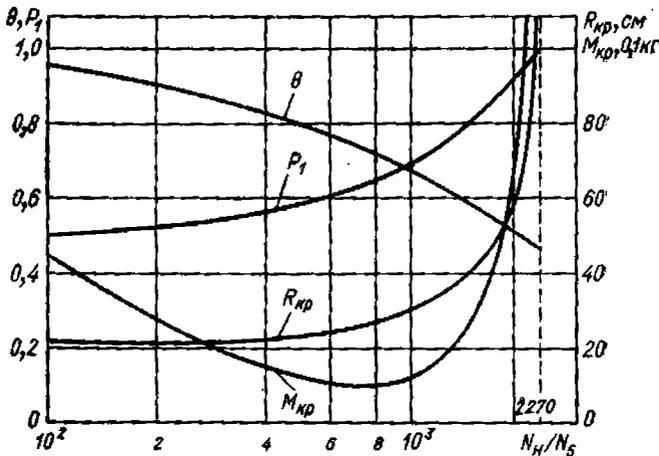


Рис. 12.4. Зависимость  $R_{\text{кр}}$ ,  $M_{\text{кр}}$ ,  $\theta$  и  $\rho_1$  от концентрации  $^{235}\text{U}$  для критической сферы из раствора солей  $^{235}\text{U}$  в воде

тепловых нейтронов от отношения количеств ядер водорода и урана в критической сфере без отражателя, заполненной водным раствором солей  $^{235}\text{U}$  (рис. 12.4). С уменьшением концентрации  $^{235}\text{U}$  в растворе критический радиус монотонно возрастает, а критическая масса при отношении  $N_{\text{H}}/N_5 \approx 800$  проходит через минимум.

Коэффициент размножения  $k_{\infty} = \eta\theta = 2,07\theta$ . Подставим его значение в уравнение (12.11) и разделим левую и правую части на 2,07:

$$0,48 = \theta / (1 + B^2_k L^2_M) = \theta \rho.$$

В критических реакторах с различными  $N_{\text{H}}/N_5$  произведение коэффициента  $\theta$  и величины  $\rho$  постоянно.

На первом участке ( $100 \leq N_{\text{H}}/N_5 \leq 800$ ) коэффициент  $\theta$  уменьшается от 0,952 до 0,725, т. е. в 1,31 раза. Следовательно, во столько же раз необходимо снизить утечку быстрых нейтронов. Это достигается увеличением радиуса реактора от 21 до 27 см. Концентрация  $^{235}\text{U}$  в смеси падает в восемь раз, а объем смеси  $V$  увеличивается только в 2,15 раза. Поэтому критическая масса, пропорциональная произведению  $(N_5/N_{\text{H}})R^3_{\text{кр}}$ , уменьшается на первом участке примерно в четыре раза.

Проследим, как изменяются критический объем и масса на втором участке ( $N_{\text{H}}/N_5 > 800$ ). Возьмем два раствора с отношениями  $N_{\text{H}}/N_5$ , равными 1000 и 2000. Коэффициент  $\theta$ , равный для первого раствора 0,675, уменьшается во втором растворе до 0,520, т. е. в 1,3 раза. Для сохранения критичности реактора необходимо увеличить радиус сферы от 30 до 80 см, что равнозначно увеличению объема в 19 раз. Значит, на втором участке критический объем растет быстрее, чем снижается концентрация  $^{235}\text{U}$ , поэтому критическая масса значительно возрастает.

Как объяснить, что на первом участке концентрация  $^{235}\text{U}$  в растворе снижается быстрее, чем растет объем, а на втором участке, наоборот, концентрация  $^{235}\text{U}$  мало меняется по сравнению с ростом объема? При увеличении отношения  $N_{\text{H}}/N_5$  на первом участке коэффициент  $\theta$  уменьшается сравнительно мало, а вероятность избежать утечки  $\rho$  растет быстро, поэтому уменьшение коэффициента  $\theta$  компенсируется сравнительно небольшим увеличением критического радиуса (объема). На втором участке объемы раствора настолько большие, что вероятность избежать утечки  $\rho$  близка к единице. Поэтому даже незначительное уменьшение коэффициента  $\theta$  приходится компенсировать большим увеличением критического радиуса (объема) реактора.

Найдем предельное отношение  $N_{\text{H}}/N_5$ , при котором коэффициент  $k_{\infty} = 1$ . В бесконечном реакторе все нейтроны поглощаются в смеси ( $\rho = 1$ ) и  $\theta = 0,48$ . Теперь нетрудно определить отношение числа ядер водорода и  $^{235}\text{U}$  в бесконечном критическом реакторе. Из уравнения (12.1)

$$\frac{N_{\text{H}}}{N_5} = \frac{1 - \theta}{\theta} \frac{\sigma_{\text{a}}^{\text{H}}}{\sigma_{\text{a}}^{\text{U}}} = \frac{0,52}{0,48} \cdot \frac{690}{0,33} = 2270.$$

Кривые  $M_{кр}$  и  $R_{кр}$  стремятся к бесконечности, если отношение  $N_H/N_5$  приближается к 2270. В бесконечном реакторе с отношением  $N_H/N_5 > 2270$  самоподдерживающаяся цепная реакция не возможна.

Для любых сред  $^{235}\text{U}$  — замедлитель зависимость критических параметров от отношения  $N_3/N_5$  аналогична кривым на рис. 12.4. Зависимости различаются положением минимума критической загрузки и отношением  $N_3/N_5$  в критическом бесконечном реакторе. Так, минимум критической массы шара из гомогенной смеси  $^{235}\text{U}$  — бериллий, равный 4 кг, находится при отношении  $N_{Be}/N_5 \approx 2 \cdot 10^4$ .

#### § 12.4. РЕАКТОР С ОТРАЖАТЕЛЕМ

Удельное энерговыделение вблизи поверхности активной зоны значительно меньше, чем внутри нее. Поверхностный слой, в котором сосредоточена большая масса ядерного топлива, используется неэффективно. Поэтому экономически выгодно заменить поверхностный слой активной зоны реактора без отражателя слоем отражателя. В реакторе с отражателем цепная реакция осуществляется с меньшей загрузкой ядерного топлива.

Действие отражателя на критический объем характеризуется *эффективной добавкой*. Она показывает, насколько нужно уменьшить размер критического реактора без отражателя, чтобы после установки отражателя он остался критическим. Реактор без отражателя и реактор с отражателем считают эквивалентными, если их активные зоны имеют одинаковый состав, строение, форму, а эффективные коэффициенты размножения обоих реакторов равны. На рис. 12.3 показаны полутолщина  $H$  плоского реактора с отражателем и полутолщина  $H + \delta$  эквивалентного реактора без отражателя.

В сферическом реакторе эффективная добавка

$$\delta = R_0 - R,$$

где  $R_0$  — радиус эквивалентного реактора без отражателя;  $R$  — радиус активной зоны реактора с отражателем.

В цилиндрическом реакторе различают две эффективные добавки — по радиусу  $\delta_R$  и по высоте  $\delta_H$ :

$$\delta_R = R_0 - R; \quad \delta_H = (H_0 - H)/2.$$

Эффективная добавка для энергетических реакторов на тепловых нейтронах, в которых замедлитель и отражатель выполнены обычно из одного вещества, зависит от толщины отражателя  $T$  и длины диффузии  $L$  тепловых нейтронов в отражателе.

Наиболее эффективны слои отражателя, расположенные вблизи активной зоны. По мере удаления слоя отражателя от границы в него попадает все меньше и меньше нейтронов, вылетевших из активной зоны. Поэтому доля нейтронов, возвращаемых удаленными слоями отражателя в активную зону, незначительна. Слои отражателя, лежащие на расстоянии  $1,5 L_M$  от границы активной

оны ( $L_m$  — длина миграции в отражателе), почти не участвуют отражении нейтронов. Предельная толщина отражателя, близкого по своей эффективности к бесконечному отражателю, равна примерно  $1,5 L_m$ . Так, предельная толщина отражателя из воды равна 15 см, а из графита — 80 см. Максимальное значение эффективной добавки  $\delta$  при толщинах отражателя, больших  $1,5 L_m$ , зависит от отношения длин замедления  $L_s$  и диффузии тепловых нейтронов  $L$  в отражателе. Если  $L > L_s$  (отражатель — бериллий, графит и др.), то величина  $\delta \approx L$ , если же  $L < L_s$  (отражатель — вода), то  $\delta \approx L_s$ .

Точный расчет критических размеров реакторов с отражателем — сложная задача. Для оценки критических размеров сначала определяют эффективную добавку для известных состава и толщины отражателя. Затем из критического уравнения находят критические размеры  $R_0$  и  $H_0$  эквивалентного реактора без отражателя. Критические размеры реактора с отражателем равны разности  $R_{кр} = R_0 - \delta_R$  и  $H_{кр} = H_0 - 2\delta_H$ .

**Пример.** Определить критические размеры цилиндрического реактора из водного раствора солей  $^{235}\text{U}$ , окруженного слоем воды толщиной  $T = 15$  см. Диаметр активной зоны равен ее высоте. Отношение  $N_H/N_5$  в активной зоне равно 1000. В § 12.3 были рассчитаны критические размеры цилиндрического реактора без отражателя с  $N_H/N_5 = 1000$  ( $R_0 = 23$  см,  $H_0 = 46$  см). Остается найти эффективные добавки  $\delta_H$  и  $\delta_R$ . Толщины бокового и торцевых отражателей одинаковы и  $\delta_H = \delta_R = \delta$ . Длина диффузии в воде  $L \approx 3$  см, а длина замедления  $L_s \approx 5$  см, поэтому  $\delta \approx L \approx 5$  см. Критические размеры реактора с отражателем:

$$R = R_0 - \delta = 23 - 5 = 18 \text{ см}; \quad H = H_0 - 2\delta = 46 - 10 = 36 \text{ см}.$$

Критические параметры реактора с отражателем имеют аналогичную зависимость от отношения  $N_3/N_5$  (см. рис. 12.4). Предельная толщина отражателя из графита, тяжелой воды, бериллия и других замедлителей, кроме воды, уменьшает критическую загрузку и объем в несколько раз. Вода довольно интенсивно поглощает тепловые нейтроны, поэтому ее эффективность как отражателя сравнительно мала. В нашем последнем примере установка предельного отражателя из воды уменьшает критический объем только в 1,7 раза.

Плотность потока тепловых нейтронов в реакторе с отражателем (см. рис. 12.3) вблизи границы активной зоны сначала увеличивается и достигает максимума в отражателе, а затем уменьшается. Такое изменение распределения плотности потока тепловых нейтронов связано с источником и сечением поглощения тепловых нейтронов. Плотность потока замедляющихся нейтронов вблизи границы активной зоны и отражателя мало меняется. Поэтому источники тепловых нейтронов в этой области и в активной зоне, и в отражателе почти одинаковы. «Всплеск» нейтронов объясняется тем, что тепловые нейтроны, полученные от замедления надтепловых нейтронов ( $E_n > 1$  эВ), поглощаются в отражателе меньше, чем в активной зоне. Вследствие этого скорость накопления тепловых нейтронов в отражателе вблизи активной зоны больше. В некоторых реакторах с малыми размерами актив-

ной зоны и хорошим отражателем, таким, как бериллий, плотность потока нейтронов может быть максимальной не в центре активной зоны, а в отражателе.

Характеристикой неравномерности плотности потока нейтронов по активной зоне служит коэффициент неравномерности плотности потока нейтронов по объему (кратко — коэффициент неравномерности по объему):

$$k_V = \varphi_0 / \bar{\varphi},$$

где  $\varphi_0$  и  $\bar{\varphi}$  — максимальная и средняя плотности потока нейтронов в активной зоне. В плоской бесконечной пластине без отражателя коэффициент неравномерности по толщине

$$k_H = BH_0 / \sin BH_0.$$

Он зависит только от полутолщины реактора  $H$  и геометрического параметра  $B^2$ . Для большого реактора

$$H_0 \approx H_a, BH_0 \approx \pi/2 \text{ и } k_H \approx \pi/2 = 1,57.$$

Для цилиндрического реактора коэффициент неравномерности удобно представить в виде двух сомножителей:

$$k_V = k_R k_H,$$

где  $k_R$  и  $k_H$  — коэффициенты неравномерности по радиусу и высоте реактора.

Значение  $k_V$  максимально для реактора без отражателя. В сферическом реакторе  $k_V = 3,30$ , а в цилиндрическом  $k_V = 3,62$ , в том числе  $k_R = 2,31$ ,  $k_H = 1,57$ . Коэффициент неравномерности  $k_V$  реактора с отражателем зависит от состава и размеров активной зоны и отражателя. В больших реакторах они мало отличаются от коэффициентов неравномерности  $k_V$  реакторов без отражателя. Однако в небольших реакторах с хорошими отражателями значение  $k_V$  уменьшается до 1,7—2,0.

Мощность реактора пропорциональна средней плотности потока  $\bar{\varphi}$  и объему активной зоны  $V$ . Общее число делений в реакторе в единицу времени равно  $\Sigma_f \bar{\varphi} V$ , где  $\Sigma_f$  — сечение деления в активной зоне. Мощности 1 МВт соответствует  $3,1 \cdot 10^{16}$  делений/с, поэтому мощность реактора (МВт)

$$P = \Sigma_f \bar{\varphi} V / (3,1 \cdot 10^{16}).$$

Учитывая, что  $\bar{\varphi} = \varphi_0 / k_V$ , перепишем последнее выражение в виде

$$P = \Sigma_f \varphi_0 V / (3,1 \cdot 10^{16} k_V).$$

Следовательно, мощность реактора обратно пропорциональна коэффициенту неравномерности  $k_V$ . В реакторе без отражателя ядерное топливо выгорает очень неравномерно: вблизи поверхности величина  $\Sigma_f \varphi$  мала по сравнению с величиной  $\Sigma_f \varphi_0$  в центре. В реакторе с отражателем коэффициент неравномерности меньше, и эффективность использования ядерного топлива улучшается.

**РАБОТА РЕАКТОРА**

**§ 13.1. РЕАКТИВНОСТЬ И ПЕРИОД РЕАКТОРА**

Мощность реактора пропорциональна количеству делений ядер в активной зоне за единицу времени. Реактор работает в *стационарном режиме*, если в активной зоне каждую секунду делится одно и то же число ядер. Если скорость деления ядер изменяется во времени, то реактор работает в *нестационарном режиме*.

Найдем закон изменения мощности реактора в предположении, что реактивность  $\rho$  скачком увеличивалась от нуля до  $\rho \ll 1$  в некоторый момент времени  $t_0$ . Примем момент скачка реактивности за начало отсчета времени.

Средняя плотность нейтронов в реакторе  $n_0$  за время жизни поколения нейтронов  $\tau$  увеличивается до  $n_1 = k_{эф} n_0$ , за  $2\tau$  — до  $n_2 = k_{эф}^2 n_0 = k_{эф}^2 n_0$ , за  $m\tau$  — до  $n_m = k_{эф}^m n_0$  и т. д. Поскольку  $m$ -му поколению соответствует время  $t = m\tau$ , а мощность реактора  $P(t)$  пропорциональна плотности нейтронов  $n(t)$ , то

$$P(t) = P_0 k_{эф}^{t/\tau}.$$

Прологарифмируем это уравнение:

$$\ln \frac{P(t)}{P_0} = \frac{t}{\tau} \ln k_{эф}.$$

Учитывая, что  $\rho \ll 1$ , а  $k_{эф} \approx 1 + \rho$  (см. § 11.1), представим  $\ln k_{эф}$  в виде

$$\ln k_{эф} = \ln(1 + \rho) \approx \rho.$$

После этого получим закон изменения мощности

$$P(t) = P_0 \exp\left(\frac{\rho}{\tau} t\right), \quad (13.1)$$

где  $P_0$  — мощность реактора в момент времени  $t=0$ .

Через интервал времени  $T = \tau/\rho$  мощность реактора увеличивается в  $e$  раз. Величину  $T$  называют *периодом реактора*. На практике часто используют время удвоения мощности реактора  $T_2$ , за которое мощность реактора возрастает в два раза. Время  $T_2$  связано с периодом  $T$  отношением  $T_2 = 0,693T$ .

Время жизни мгновенных нейтронов  $\tau_m$  в реакторе на тепловых нейтронах складывается из времени замедления быстрых нейтронов  $\tau_s$  и времени диффузии тепловых нейтронов  $\tau_d$ :

$$\tau_m = \tau_s + \tau_d.$$

Учитывая, что в реакторах на тепловых нейтронах время  $\tau_s \approx 10^{-4}$  с, а время  $\tau_d \approx 10^{-3}$  с, положим  $\tau_m \approx \tau_d$ . Время  $\tau_d$  рассчитывают из условия, что все тепловые нейтроны движутся со средней скоростью  $v$  и проходят в веществе путь до поглощения  $\lambda_a$ :

$$\tau_d = \lambda_a/v.$$

где  $\lambda_a$  — средняя длина поглощения теплового нейтрона в акторе.

Допустим, что после деления испускаются только мгновенные нейтроны, имеющие время жизни  $\tau_m = 5 \cdot 10^{-4}$  с, а реактивность  $\rho = 0,0025$ . Так как время жизни поколения нейтронов  $\tau = \tau_m$ , то период реактора  $T = 5 \cdot 10^{-4} / 2,5 \cdot 10^{-3} = 0,2$  с. За 1 с мощность реактора увеличивается в  $P(1)/P_0 = e^5 \approx 150$  раз. Автоматическое управление реактором при таких скоростях изменения мощности  $P(t)$  практически невозможно. Реакторы разрушатся раньше, чем сработает СУЗ.

Однако после деления не все нейтроны испускаются мгновенно. Количество мгновенных нейтронов на одно деление составляет  $(1-\beta)v_f$ , а количество запаздывающих нейтронов  $\beta v_f$ . Для нуклида  $^{235}\text{U}$  число  $v_f = 2,41$ , а доля запаздывающих нейтронов  $\beta = 0,0064$ . Среднее время запаздывания  $\bar{\tau}$  равно среднему времени жизни осколков деления — предшественников запаздывающих нейтронов — 12,4 с.

Время жизни запаздывающих нейтронов после распада осколков деления мало отличается от времени  $\tau_m$ . Поэтому запаздывающие нейтроны поглощаются в реакторе через время

$$\bar{\tau}_n = \bar{\tau} + \tau_m.$$

Время жизни поколения нейтронов  $\tau$  равно среднеарифметическому от времени жизни  $(1-\beta)v_f$  мгновенных и  $\beta v_f$  запаздывающих нейтронов:

$$\bar{\tau} = [(1-\beta)v_f\tau_m + \beta v_f\tau_m] / v_f \approx \tau_m + \beta\bar{\tau}.$$

Подставляя сюда  $\tau_m = 5 \cdot 10^{-4}$  с,  $\beta\bar{\tau} = 0,0064 \cdot 12,4 = 0,08$  с, получаем время  $\tau \approx 0,080$  с.

Период реактора при  $\rho = 0,0025$  становится равным не 0,2, а 32 с, и мощность  $P(t)$  возрастает за 1 с только на 3,1%. При такой скорости нарастания мощности реактор легко поддается автоматическому управлению.

Выясним, в каком интервале реактивности запаздывающие нейтроны в надкритическом реакторе влияют на развитие цепной реакции. Энергия запаздывающих нейтронов ( $E_s \approx 0,5$  МэВ) примерно в 4 раза меньше средней энергии мгновенных нейтронов ( $E_m = 2$  МэВ). Во время замедления до энергии 0,5 МэВ часть мгновенных нейтронов поглощается и вылетает из реактора. Следовательно, мгновенный нейтрон менее ценен для цепной реакции, чем запаздывающий. Ценность  $\beta v_f$  запаздывающих нейтронов равна ценности  $\beta_{эф} v_f$  мгновенных нейтронов. Ради удобства принимают, что на одно деление ядра испускается  $\beta_{эф} v_f$  запаздывающих нейтронов с энергией мгновенных нейтронов. Величину  $\beta_{эф}$  называют *эффективной долей запаздывающих нейтронов*. Она примерно в 1,1—1,2 раза больше величины  $\beta$ .

После поглощения в активной зоне  $N$  нейтронов первого поколения рождается  $k_{эф}(1-\beta_{эф})N$  мгновенных нейтронов и  $\beta_{эф}k_{эф}N$

запаздывающих нейтронов второго поколения. Согласно определению,

$$k_{эф} = k_{эф}(1 - \beta_{эф}) + k_{эф}\beta_{эф}.$$

Первое слагаемое представляет собой коэффициент размножения мгновенных нейтронов  $k_M$ , а второе — коэффициент размножения запаздывающих нейтронов  $k_3$ :

$$k_M = k_{эф}(1 - \beta_{эф}); \quad k_3 = k_{эф}\beta_{эф}. \quad (13.2)$$

Если коэффициент  $k_M < 1$ , то протекание цепной реакции зависит и от мгновенных, и от запаздывающих нейтронов. В этом случае без делений, вызываемых запаздывающими нейтронами, происходило бы затухание цепной реакции. Если же  $k_M > 1$ , то цепная реакция развивается на одних мгновенных нейтронах. При этом условии время жизни поколения определяется временем жизни мгновенных нейтронов, мощность реактора растет с громадной скоростью с периодом  $T = \tau_M / (\rho - \beta_{эф})$  и реактор становится неконтролируемым. Реактор с коэффициентом  $k_M = 1$  называют *мгновенно критическим*. Эффективный коэффициент и реактивность мгновенно критического реактора находят из первого уравнения (13.2) при  $k_M = 1$  и  $\beta_{эф} \ll 1$ :

$$k_{эф} = 1 / (1 - \beta_{эф}) \approx 1 + \beta_{эф}; \quad \rho \approx \beta_{эф}.$$

Величина  $\beta_{эф}$  имеет важное значение для ядерной безопасности. В надкритическом реакторе с реактивностью  $0 < \rho < \beta_{эф}$  цепная реакция развивается относительно медленно. Безопасный вывод реакторов на определенный уровень мощности осуществляется обычно при реактивности  $\rho \ll \beta_{эф}$ . Ядерная опасность возникает в надкритическом реакторе с реактивностью  $\rho > \beta_{эф}$ .

Ввиду такой важности величины  $\beta_{эф}$  ее приняли за *единицу реактивности*. В иностранной литературе ее называют *долларом* (долл), а сотую часть доллара — *центом*.

Обозначим  $\rho = (k_{эф} - 1) / k_{эф}$  реактивность в абсолютных единицах, тогда

$$\rho \text{ (долл)} = \rho / \beta_{эф}.$$

Приведем другие единицы реактивности.

1. *Процент* равен сотой части реактивности. Реактивность в процентах

$$\rho (\%) = \rho \cdot 100.$$

2. *Тысячная доля* (т. д.) равна тысячной части реактивности  $\rho$ :

$$\rho \text{ (т. д.)} = \rho \cdot 1000.$$

Реактивности в единицах доллар, процент и тысячная доля связаны следующим соотношением:

$$\rho \text{ (долл)} = \rho (\%) / 100 \beta_{эф} = \rho \text{ (т. д.)} / 1000 \beta_{эф}.$$

**Пример.** Выразить реактивность  $\rho = 0,0025$  в долларах, процентах, тысячных долях, если  $\beta_{эф} = 0,007$ .

Реактивность в долларах:

$$\rho = 0,0025 / 0,007 = 0,36 \text{ долл.}$$

Реактивность в процентах:

$$\rho = 0,0025 \cdot 100 = 0,25\%.$$

Реактивность в тысячных долях:

$$\rho = 0,0025 \cdot 1000 = 2,5 \text{ т. д.}$$

Изменение мощности надкритического реактора в небольшом интервале времени после скачка реактивности имеет одну особенность, которая не описывается законом (13.1). Для того чтобы выяснить эту особенность, рассмотрим размножение нейтронов в подкритическом реакторе, внутри которого помещен источник нейтронов мощностью  $Q$  нейтр./с. Ради простоты рассуждений предположим, что источник испускает порции нейтронов  $Q\tau$  через интервалы, равные времени жизни поколения нейтронов  $\tau$ .

Первые  $Q\tau$  нейтронов через  $\tau$  создадут  $k_{эф}Q\tau$  нейтронов второго поколения. В этот же момент источник испустит вторую порцию  $Q\tau$  нейтронов. Следовательно, в интервал времени  $\tau < t < 2\tau$  в реакторе движется  $Q\tau + k_{эф}Q\tau$  нейтронов. В свою очередь, последние нейтроны порождают в активной зоне  $k_{эф}(Q\tau + k_{эф}Q\tau)$  нейтронов. Чтобы получить общее число нейтронов в интервале  $2\tau < t < 3\tau$ , к ним нужно прибавить  $Q\tau$  нейтронов третьей порции, испущенных источником в момент времени  $t = 2\tau$ :

$$Q\tau + k_{эф}Q\tau + k_{эф}^2Q\tau.$$

Продолжая аналогичные рассуждения, можно найти количество нейтронов  $N_m$  в интервале  $m\tau < t < (m+1)\tau$ :

$$N_m = Q\tau(1 + k_{эф} + k_{эф}^2 + \dots + k_{эф}^m).$$

Ряд в скобках представляет собой геометрическую прогрессию со знаменателем  $k_{эф} < 1$ . При больших значениях  $m$  сумма ряда стремится к  $N_m = Q\tau/(1 - k_{эф})$ , а количество нейтронов, отнесенное к единичному интервалу времени, к

$$N = N_m/\tau = Q/(1 - k_{эф}). \quad (13.3)$$

Величину  $1/(1 - k_{эф})$  называют *подкритическим коэффициентом размножения*. Он равен отношению числа нейтронов  $N$ , испущенных в подкритическом реакторе за единицу времени в реакциях деления и источником, к мощности источника нейтронов  $Q$ . При  $k_{эф} = 0,99$  подкритический коэффициент размножения равен 100. Если поместить в реактор источник нейтронов мощностью  $Q = 10^9$  нейтр./с, то в реакторе нейтроны источника умножаются до  $10^{11}$  нейтр./с.

Реактор с коэффициентом  $k_{эф} < 1 + \beta_{эф}$  можно представить как подкритический на мгновенных нейтронах с внутренними источниками запаздывающих нейтронов. В критическом реакторе после работы в течение 2—3 мин устанавливается постоянная концентрация источников запаздывающих нейтронов, так как число испущенных запаздывающих нейтронов в стационарном реакторе должно быть равно числу осколков-источников, образуемых вновь в реакциях деления ядер. Если обозначить  $Q$  среднюю концентра-

цию источников запаздывающих нейтронов, то из соотношения (13.3) мощность критического реактора

$$P_0 = A Q / (1 - k_M), \quad (13.4)$$

где  $k_M$  — коэффициент размножения на мгновенных нейтронах;  $A$  — коэффициент пропорциональности. Подставим в последнюю формулу выражение для  $k_M$  из системы (13.2) при  $k_{эф} = 1$ :

$$P_0 = A Q / \beta_{эф}.$$

Средняя скорость образования запаздывающих нейтронов в любой момент времени  $t$  пропорциональна скорости деления ядер в момент времени  $(t - 12,4)$  с. Поэтому если увеличить мгновенно эффективный коэффициент размножения от 1 до  $1 + \rho$  ( $\rho < \beta_{эф}$ ), то в начальный интервал времени скорость образования запаздывающих нейтронов в реакторе останется прежней. На развитие цепного процесса влияет только изменение коэффициента размножения  $k_M$ . Через интервал времени, намного больший времени жизни мгновенных нейтронов, в реакторе устанавливается новый уровень мощности. Если учесть, что время жизни мгновенных нейтронов составляет не более  $10^{-8}$  с, то на установление нового уровня мощности требуется всего 0,01—0,1 с. Это время настолько мало, что переход с одного уровня мощности  $P_0$  на другой  $P_{01}$  происходит практически мгновенно.

Подставляя в первое уравнение (13.2)  $k_{эф} = 1 + \rho$  и учитывая, что  $\rho \beta_{эф}$  мало по сравнению с  $\rho$  и  $\beta_{эф}$ , получаем  $k_M = 1 - \beta_{эф} + \rho$ . По формуле (13.4) находим

$$P_{01} = A \frac{Q}{\beta_{эф} - \rho} = \frac{\beta_{эф}}{\beta_{эф} - \rho} P_0.$$

Мощность реактора вблизи момента времени  $t = 0$  при  $\rho = 0,0025$  скачком увеличивается до  $P_{01} \approx 1,6 P_0$ . В дальнейшем подкритический коэффициент размножения  $1 / (\beta_{эф} - \rho)$  остается постоянным, а средняя концентрация источников запаздывающих нейтронов (вместе с ней и мощность реактора) изменяется по закону (13.1).

### § 13.2. ТЕМПЕРАТУРНЫЙ КОЭФФИЦИЕНТ РЕАКТИВНОСТИ

Реактивность зависит от температуры, так как нагревание или охлаждение реактора сопровождается изменением объема реактора и физических свойств его материалов. В процессе нагревания реактора плотность веществ, входящих в состав активной зоны и отражателя, уменьшается, растет их температура и температура нейтронов, а объем реактора увеличивается. Каждый из этих эффектов влияет на реактивность.

Длина диффузии  $L$  и длина замедления  $L_s$  обратно пропорциональны плотности вещества. Следовательно, нагревание реактора приводит к увеличению обеих величин, а значит, и к увеличению утечки нейтронов из реактора. Этот эффект особенно заме-

тен у жидкостей. Так, плотность воды, нагретой под давлением от 100 до 300°C, падает почти в 1,5 раза. На длину диффузии оказывает влияние еще и температура нейтронов. Сечение поглощения реакторных материалов  $\sigma_a \sim 1/v$ . Так как средняя скорость тепловых нейтронов растет вместе с нагреванием реактора, то и длина диффузии  $L$  становится больше.

Итак, увеличение длины диффузии и длины замедления нейтронов повышает утечку нейтронов из реактора и уменьшает реактивность. Увеличение объема нагреваемого реактора, наоборот, снижает утечку нейтронов и увеличивает реактивность. Однако это только одна из особенностей влияния температуры реактора на реактивность. Ко второй особенности относится изменение коэффициента использования тепловых нейтронов.

В гетерогенном реакторе плотность потока тепловых нейтронов неравномерна по ячейке. Чем меньше длина диффузии тепловых нейтронов в замедлителе и ядерном топливе, тем больше неравномерность плотности потока  $\phi$  и тем меньше коэффициент  $\theta$ . Рост длины диффузии замедлителя и ядерного топлива во время нагривания реактора частично выравнивает величину  $\phi$  по ячейке, и коэффициент использования тепловых нейтронов становится больше.

Рассмотрим третью особенность влияния температуры реактора на реактивность. При нагревании веществ резонансные пики уширяются и замедляющиеся нейтроны в резонансной области поглощаются интенсивнее. Это явление называют *доплер-эффектом*. Следовательно, с повышением температуры ядерного топлива и конструкционных материалов, в состав которых входят резонансные поглотители ( $^{238}\text{U}$ , Zr и др.), снижается вероятность избежать резонансный захват и реактивность.

Изменения реактивности при нагревании реактора называют *температурными эффектами*. Они характеризуются температурным коэффициентом реактивности  $\alpha_t$ , который показывает изменение реактивности при равномерном нагревании реактора на 1°:

$$\alpha_t = d\rho(t) / dt.$$

Коэффициент  $\alpha_t$ , как правило, зависит от температуры. Однако в небольших интервалах температур коэффициент  $\alpha_t$  практически постоянен. В таких интервалах зависимость реактивности  $\rho$  от температуры описывается линейным законом:

$$\rho(t) = \alpha_t(t - t_0),$$

где  $t_0$  и  $t$  — начальная и текущая температуры реактора, °C.

Отрицательный коэффициент  $\alpha_t$  обеспечивает устойчивую и безопасную работу реактора в стационарном режиме, что следует из зависимости реактивности от температуры. Пусть  $t_0$  — температура реактора в стационарном режиме. При нормальной работе реактора  $t = t_0$  и  $\rho = 0$ . Если мощность реактора по каким-либо причинам увеличится, за этим последует повышение температуры

реактора до  $t > t_0$ . Реактивность реактора становится отрицательной, и мощность возвращается к исходному уровню. При снижении уровня мощности реактор охлаждается до температуры  $t < t_0$ , вследствие чего появляется положительная реактивность и заданная мощность восстанавливается. Таким образом, реактор с отрицательным температурным коэффициентом реактивности саморегулируется.

Совершенно по-другому ведет себя реактор с положительным температурным коэффициентом реактивности. Случайное повышение мощности ведет к появлению положительной реактивности и дальнейшему росту мощности реактора, а понижение мощности — к выключению реактора. Реакторы с положительным коэффициентом  $\alpha_t$  неустойчивы в работе. Поэтому при проектировании стремятся найти вариант реактора с отрицательным коэффициентом  $\alpha_t$  в области рабочих температур.

Особенно высок отрицательный температурный коэффициент  $\alpha_t$  в ВВЭР. Он колеблется в зависимости от состава реактора в пределах от  $-2 \cdot 10^{-4}$  до  $-4 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ . Такие значения величины  $\alpha_t$  обуславливаются главным образом уменьшением плотности воды при нагревании реактора. Устойчивы в работе графито-водные и графито-газовые реакторы, у которых коэффициент  $\alpha_t \approx -10^{-4} \text{ K}^{-1}$ , а также гомогенные и гетерогенные реакторы с органическими теплоносителями и замедлителями.

После повышения мощности реактора в первую очередь возрастает температура ядерного топлива, так как в нем выделяется около 90% энергии деления. Следовательно, сразу же после изменения мощности проявляется доплер-эффект. Его называют иначе *мощностным эффектом*. *Мощностной коэффициент реактивности*  $\alpha_p$  равен приращению реактивности при повышении мощности реактора на единицу:

$$\alpha_p = d\rho / dP.$$

Устойчивая работа реактора в стационарном режиме обеспечивается отрицательным мощностным коэффициентом реактивности. Так, для реактора ВВЭР-440 коэффициент  $\alpha_p = 1,25 \times 10^{-5} \text{ 1/МВт}$ .

### § 13.3. ИЗМЕНЕНИЕ СОСТАВА ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА

Физические свойства активной зоны зависят не только от температуры. Во время работы реакторов состав активной зоны изменяется: выгорает часть ядерного топлива, появляются продукты деления и образуется плутоний.

**Выгорание ядерного топлива.** В ядерных реакциях деления и радиационного захвата за кампанию расходуется масса делящегося вещества  $\Delta M$ . Выгорание ядерного топлива

$$z = \Delta M / M,$$

где  $M$  — загрузка урана (плутония) в активной зоне. Выгорание ядерного топлива влияет на продолжительность кампании реак-

тора, т. е. на время непрерывной работы твэла в активной зоне. Экономически выгодно высокое выгорание ядерного топлива. Это снижает годовой расход технологических каналов на АЭС, а также расходы на их изготовление и химическую переработку ядерного топлива. Так, повышение выгорания с 1 до 4% увеличивает кампанию реактора в 4 раза. В такое же число раз уменьшается годовой расход твэлов. Выгорание ядерного топлива ограничивается изменением свойств ядерного топлива. В действующих энергетических реакторах оно не превышает 5%.

В реакторе на тепловых нейтронах мощностью 1 МВт суточный расход  $^{235}\text{U}$  равен 1,25 г, т. е. при сжигании 1,25 г  $^{235}\text{U}$  выделяется энергия, равная 1 МВт·сут. В реакторе на быстрых нейтронах радиационный захват в  $^{235}\text{U}$  очень мал и убыль  $^{235}\text{U}$  происходит практически в реакциях деления. Поэтому в реакторе на быстрых нейтронах энерговыделению 1 МВт·сут соответствует сжигание примерно 1,1 г  $^{235}\text{U}$ . Из этих условий определим убыль массы  $^{235}\text{U}$  в тоннах за кампанию:

$$\Delta M = aPt,$$

где  $P$  — мощность реактора, МВт;  $t$  — кампания реактора, сут;  $a = 1,25 \cdot 10^{-6}$  т/(МВт·сут) для реактора на тепловых и  $1,1 \times 10^{-6}$  т/(МВт·сут) для реактора на быстрых нейтронах.

Подставив величину  $\Delta M$  в формулу для выгорания, получим

$$z = aP_{\text{уд}}t,$$

где  $P_{\text{уд}} = P/M$  — удельная мощность, МВт/т.

Выгорание  $z$  измеряют также в единицах МВт·сут/т. Эта единица равна количеству энергии, выделяемой в 1 т урана (плутония) за 1 сут при удельной мощности 1 МВт/т. Если удельная мощность равна  $P_{\text{уд}}$  МВт/т, а кампания реактора —  $t_{\text{сут}}$ , то выгорание

$$z = P_{\text{уд}}t \text{ МВт·сут/т.}$$

**Отравление и шлакование реактора.** Продукты деления поглощают нейтроны. В процессе работы реактора происходит накопление продуктов деления в активной зоне, что отрицательно влияет на реактивность. Все продукты деления принято подразделять на две группы. В первую объединяют ядра с высоким сечением поглощения, во вторую — все остальные поглощающие ядра. Поглощение нейтронов ядрами первой группы называют *отравлением*, а поглощение нейтронов ядрами второй группы — *шлакованием реактора*.

Наиболее важными отравляющими ядрами являются ядра  $^{135}\text{Xe}$ , сечение поглощения которого равно  $3,5 \cdot 10^6$  б при энергии 0,025 эВ. Около 5% ядер  $^{135}\text{Xe}$  образуется непосредственно после деления, а 95% — в цепочке



Период полураспада  $^{135}\text{Te}$  близок к 2 мин, поэтому ядра  $^{135}\text{Te}$  после деления практически сразу же превращаются в ядра  $^{135}\text{I}$ .

Периоды полураспада  $^{135}\text{I}$  и  $^{135}\text{Xe}$  равны соответственно 6,7 и 9,2 ч, т. е.  $^{135}\text{Xe}$  живет примерно в 1,4 раза дольше, чем  $^{135}\text{I}$ .

Скорость образования ядер  $^{135}\text{I}$  в  $1 \text{ см}^3$  ядерного топлива равна  $\gamma_1 \Sigma_f \phi$ , где  $\gamma_1 = 0,06$  — выход  $^{135}\text{I}$ ;  $\phi$  — средняя плотность потока тепловых нейтронов в ядерном топливе. Убыль  $^{135}\text{I}$  происходит из-за радиоактивного распада и радиационного захвата нейтронов. Скорость убыли  $^{135}\text{I}$  равна

$$\lambda_1 N_1 + N_1 \sigma_a^1 \phi,$$

где  $\lambda_1 = 2,9 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$  — постоянная распада  $^{135}\text{I}$ ;  $N_1$  — концентрация ядер  $^{135}\text{I}$  в ядерном топливе, ядро/ $\text{м}^3$ .

Так как сечение  $\sigma_a^1 = 76$ , а средняя плотность потока тепловых нейтронов  $\phi$  не превышает  $10^{20}$  нейтр./ $(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ , то скорость распада  $^{135}\text{I}$  намного больше убыли  $^{135}\text{I}$  за счет поглощения нейтронов. Поэтому вторым членом в сумме можно пренебречь по сравнению с первым. Через некоторое время работы реактора в стационарном режиме скорости образования и убыли  $^{135}\text{I}$  в активной зоне будут одинаковы. Из этого условия находят равновесную концентрацию  $^{135}\text{I}$  в ядерном топливе:

$$N_{01} = \gamma_1 \Sigma_f \phi / \lambda_1.$$

Она пропорциональна средней плотности потока тепловых нейтронов  $\phi$ . Чем выше удельная мощность реактора, тем больше равновесная концентрация  $^{135}\text{I}$ .

Аналогично определяется равновесная концентрация  $^{135}\text{Xe}$ . Скорость образования  $^{135}\text{Xe}$   $\lambda_1 N_{01} + \gamma_{\text{Xe}} \Sigma_f \phi$  равна скорости его убыли  $\lambda_{\text{Xe}} N_{0\text{Xe}} + \sigma_a^{\text{Xe}} N_{0\text{Xe}} \phi$ . Отсюда равновесная концентрация  $^{135}\text{Xe}$  в ядерном топливе

$$N_{0\text{Xe}} = (\gamma_1 + \gamma_{\text{Xe}}) \Sigma_f \phi / (\lambda_{\text{Xe}} + \sigma_a^{\text{Xe}} \phi),$$

где  $\lambda_{\text{Xe}} = 2,1 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$  — постоянная распада  $^{135}\text{Xe}$ ;  $\gamma_{\text{Xe}} = 0,003$  — выход  $^{135}\text{Xe}$ .

При плотности потока  $\phi > 10^{18}$  нейтр./ $(\text{м}^2 \cdot \text{с})$  произведение  $\sigma_a^{\text{Xe}} \phi > 3,5 \cdot 10^{-22} \cdot 10^{18} = 3,5 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ , и первым слагаемым в знаменателе при таких плотностях потоков тепловых нейтронов можно пренебречь:

$$N_{0\text{Xe}} = (\gamma_{\text{Xe}} + \gamma_1) \Sigma_f / \sigma_a^{\text{Xe}}.$$

Убыль  $^{135}\text{Xe}$  при средней плотности потока тепловых нейтронов  $\phi > 10^{18}$  нейтр./ $(\text{м}^2 \cdot \text{с})$  происходит главным образом при радиационном захвате нейтронов в  $^{135}\text{Xe}$ . Отравление реактора достигает максимума и не зависит от средней плотности потока тепловых нейтронов, если величина  $\phi$  больше  $10^{18}$  нейтр./ $(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ .

С эффектом отравления связано проявление неустойчивости реактора, особенно при плотностях потока  $\phi \geq 10^{18}$  нейтр./ $(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ . Допустим, что по каким-либо причинам случайно повысилась мощность реактора (плотность потока нейтронов). Тогда погло-

шение нейтронов в  $^{135}\text{Xe}$  и число делений ядер возрастает. Первое ведет к снижению концентрации  $^{135}\text{Xe}$ , а второе — к увеличению концентрации  $^{135}\text{I}$ . Сразу же за повышением мощности освобождается реактивность из-за дополнительного выгорания  $^{135}\text{Xe}$ . Таким образом, случайное повышение мощности освобождает реактивность, что, в свою очередь, снова повышает мощность. Через некоторое время после компенсации реактивности рабочими органами СУЗ реактивность начинает уменьшаться. Из дополнительного количества  $^{135}\text{I}$ , образовавшегося после повышения мощности, возникает  $^{135}\text{Xe}$ , и реактивность становится отрицательной. Снижение мощности приводит к уменьшению выгорания  $^{135}\text{Xe}$ , что, в свою очередь, еще сильнее уменьшает реактивность. При случайном понижении мощности в реакторе реактивность сначала уменьшается, а через некоторое время, после компенсации ее рабочими органами, увеличивается.

Обычно температурный коэффициент реактивности  $\alpha_t < 0$ . При таком коэффициенте  $\alpha_t$  неустойчивость реактора из-за эффекта отравления подавляется частично (или полностью) самим реактором. Если же величина  $\alpha_t > 0$ , то стационарный режим реактора можно поддерживать только перемещением рабочих органов СУЗ.

Сечение поглощения  $^{135}\text{Xe}$  резко падает в области энергий нейтронов больше 1 эВ. Поэтому накопление  $^{135}\text{Xe}$  в активной зоне почти не влияет на реактивность реакторов на промежуточных и быстрых нейтронах.

*Шлакующие ядра (шлаки)* имеют сравнительно небольшое сечение поглощения. Оно изменяется у различных шлаков от 1 до 400 б. Вследствие этого убыль шлаков в активной зоне значительно меньше их образования при делении ядер, и концентрация шлаков в ядерном топливе непрерывно растет, достигая максимума в конце кампании. Шлаки интенсивно поглощают тепловые и резонансные нейтроны. Поэтому накопление шлаков в ядерном топливе уменьшает реактивность реакторов на тепловых и промежуточных нейтронах.

**«Иодная яма».** После выключения реактора плотность потока нейтронов в активной зоне становится равной нулю. Изменение концентрации  $^{135}\text{Xe}$  в активной зоне выключенного реактора связано с  $\beta$ -распадом  $^{135}\text{I}$  и  $^{135}\text{Xe}$ . За 1 с в 1 м<sup>3</sup> ядерного топлива возникает  $\lambda_I N_I$  и убывает  $\lambda_{Xe} N_{Xe}$  ядер  $^{135}\text{Xe}$ . Если активность  $^{135}\text{I}$  больше активности  $^{135}\text{Xe}$  ( $\lambda_I N_I > \lambda_{Xe} N_{Xe}$ ), то концентрация  $^{135}\text{Xe}$  в активной зоне растет, и наоборот.

Равновесная концентрация  $^{135}\text{I}$   $N_{0I}$  в работающем реакторе пропорциональна величине  $\phi$ , в то время как равновесная концентрация  $^{135}\text{Xe}$   $N_{0Xe}$  мало зависит от нее при  $\phi > 10^{17}$  нейтр./(м<sup>2</sup>·с). Вследствие этого при плотности потока  $\phi > 10^{17}$  нейтр./(м<sup>2</sup>·с) величина  $N_{0I}$  становится больше  $N_{0Xe}$ . Так как постоянная распада  $\lambda_I > \lambda_{Xe}$ , то в некотором интервале времени после выключения реактора  $\lambda_I N_I > \lambda_{Xe} N_{Xe}$ . Поэтому концентрация  $^{135}\text{Xe}$  в выключенном реакторе вначале растет до тех пор, пока активности  $^{135}\text{I}$  и  $^{135}\text{Xe}$  не станут равными. После этого распад  $^{135}\text{I}$  уже не компен-

сирует убыль  $^{135}\text{Xe}$ , и концентрация последнего начинает уменьшаться. На рис. 13.1 показано изменение концентрации  $N_{\text{Xe}}(t)$  и реактивности  $\rho$  выключенного реактора, если плотность потока  $\phi$  в работающем реакторе равна  $10^{18}$  нейтр./ $(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ . Максимальное отравление, наступающее через 11 ч после выключения реактора, возрастает с увеличением плотности потока нейтронов  $\phi$ .

Реактивность выключенного реактора сначала падает, достигая минимума при максимальной концентрации ксенона, а затем увеличивается. Кривая изменения реактивности имеет вид ямы, а увеличение отравления после выключения реактора связано с накоплением  $^{135}\text{I}$  в работающем реакторе. Поэтому действие отравления на реактивность выключенного реактора называют иодной ямой. Она не наблюдается в реакторах с плотностью потока нейтронов  $\phi < 10^{17}$  нейтр./ $(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ .

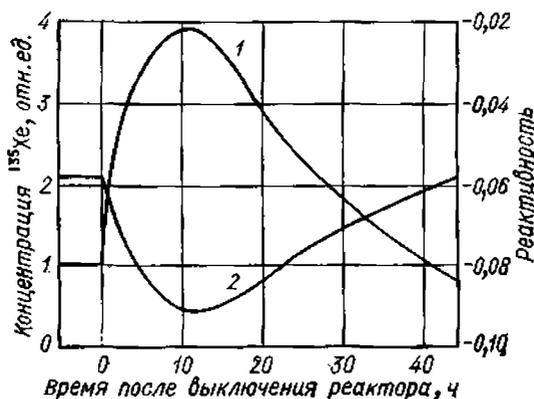


Рис. 13.1. Зависимость концентрации  $^{135}\text{Xe}$  (1) и реактивности (2) от времени после выключения реактора. [До выключения реактора плотность потока тепловых нейтронов  $\phi = 10^{18}$  нейтр./ $(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ .]

При проектировании реактора учитывают эффект иодной ямы. Высокие значения удельной мощности требуют дополнительного увеличения загрузки ядерного топлива для компенсации иодной ямы. Иначе выключенный реактор будет невозможно вывести на мощность (особенно в конце кампании) в течение нескольких десятков часов, пока не произойдет почти полный распад  $^{135}\text{Xe}$  в активной зоне.

**Воспроизводство ядерного топлива.** Во время работы реактора часть  $^{238}\text{U}$  перерабатывается в плутоний. В реакторе на тепловых нейтронах доля нейтронов, поглощаемых  $^{238}\text{U}$ , зависит от обогащения урана и шага решетки. Чем меньше обогащение, тем больше  $^{238}\text{U}$  в активной зоне и тем больше его атомов превращается в атомы плутония. Размер шага решетки влияет на резонансное поглощение нейтронов в  $^{238}\text{U}$ . Чем теснее решетка твэлов, тем

меньше нейтронов избегает резонансного захвата. Величина  $K_B$  возрастает, если ядерное топливо приготовлено из природного или слабообогащенного урана, а твэлы размещены в активной зоне с небольшим шагом.

Вясним, как влияет накопление плутония в активной зоне на реактивность. Отношение сечения поглощения  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{235}\text{U}$   $\sigma_a/\sigma_a^0 \approx 1,5$ , и замена ядра  $^{235}\text{U}$  ядром  $^{239}\text{Pu}$  в ядерном топливе увеличивает коэффициент  $\theta$ . Появление плутония повышает реактивность реактора, и тем сильнее, чем больше величина  $K_B$ . При величинах  $K_B > 0,8$  плутоний не только компенсирует выгорание  $^{235}\text{U}$ , но и пополняет запас реактивности. Последним эффектом можно значительно удлинить кампанию реактора.

В реакторе на тепловых нейтронах трудно осуществить расширенное воспроизводство ядерного топлива, так как на один захват нейтрона в активной зоне испускается не более двух нейтронов деления. В реакторе на быстрых нейтронах каждый захват нейтрона сопровождается испусканием 2,5—3 нейтронов. Один нейтрон необходим для поддержания цепной реакции, а остальные 1,5—2 нейтрона можно использовать для воспроизводства плутония.  $K_B$  реактора на быстрых нейтронах зависит от радиационного захвата нейтронов в ядерном топливе, конструктивных материалах и от утечки нейтронов. В настоящее время проектируют реакторы-размножители, в которых будет уменьшен до минимума непроеизводительный расход нейтронов. В результате этого коэффициент воспроизводства достигнет примерно 1,8, т. е. в конце кампании на каждый килограмм выгоревшего делящегося вещества ( $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ) накопится 1,8 кг плутония.

Отметим, что в реакторе получают не чистый  $^{239}\text{Pu}$ , а изотопную смесь  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{240}\text{Pu}$ . Порог деления ядра  $^{240}\text{Pu}$  равен примерно 10 кэВ. Если плутоний длительное время находится в реакторе, то его свойства как делящегося материала ухудшаются, так как часть  $^{239}\text{Pu}$  перерабатывается в  $^{240}\text{Pu}$ .

#### § 13.4. РАБОЧИЕ ОРГАНЫ СУЗ И ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ

В начале кампании реактор имеет запас реактивности, который расходуется в процессе работы на выгорание, отравление, шлакование, иодную яму и температурные эффекты. Запас реактивности компенсируется рабочими органами СУЗ.

Мощность реакторов на тепловых нейтронах управляется поглощающими стержнями, подвижными ТВС, выгорающими поглотителями и т. п. Воздействие рабочего органа на реактивность характеризуется *эффективностью рабочего органа*  $\Delta k$ . Она равна изменению реактивности по абсолютному значению при погружении рабочего органа в реактор (поглощающие стержни, выгорающие поглотители) или удалении рабочего органа из реактора (подвижные ТВС).

В графито-водных реакторах, ГГР и др. рабочими органами СУЗ являются поглощающие стержни. Они подразделяются на стержни АР, КС и стержни АЗ (см. § 11.1).

Стержень АР постоянно перемещается во время работы реактора. В случае неисправности системы перемещения не исключена возможность непредвиденного вывода стержня АР из реактора. Чтобы исключить аварийное освобождение реактивности, превышающей  $\beta_{эф}$ , эффективность стержня АР выбирают не более  $0,7\beta_{эф}$  (0,5%). Скорость освобождения реактивности при перемещении стержня АР лежит в пределах  $0,001 \rightarrow 0,1\%$  /с.

Суммарная эффективность КС должна быть такой, чтобы при полном погружении их в реактор отрицательная реактивность по абсолютному значению была меньше 1%. После сброса всех стержней АР, КС и АЗ отрицательная реактивность, согласно «Правилам ядерной безопасности», должна быть меньше — 5%.

В ВВЭР-440 рабочими органами СУЗ служат подвижные двухъярусные АРК — аварийные регулирующие кассеты. Нижний ярус АРК набирается из твэлов, верхний — из элементов, изготовленных из борного сплава. Конструкция всех АРК одинакова, и каждая из них выполняет три функции рабочих органов СУЗ: автоматического регулирования, компенсации реактивности, аварийной защиты.

При движении АРК вверх из активной зоны выводится поглотитель нейтронов, а его место занимают твэлы. В аварийных случаях АРК сбрасываются вниз, так что верхний ярус АРК располагается в активной зоне.

Один из рабочих органов — стержень выгорающего поглотителя (СВП) устанавливается неподвижно в активной зоне. Он содержит ядра выгорающего поглотителя с высоким сечением поглощения. После поглощения нейтрона ядра выгорающего поглотителя превращаются в ядра элементов с низким сечением поглощения. Наиболее распространен как выгорающий поглотитель бор. Например, концентрация бора в СВП для ВВЭР-1000 составляет 1%.

Часть запаса реактивности в ВВЭР-440 и ВВЭР-1000 компенсируют системой борного регулирования. В теплоносителе растворяют борную кислоту, концентрация которой в начале кампании составляет примерно 1%. В течение кампании бор в СВП и в воде постепенно выгорает. Освобождаемая реактивность расходуется на компенсацию медленных изменений реактивности (выгорание ядерного топлива, отравление и др.). СВП и система борного регулирования имеют еще одно назначение — они снижают неравномерность плотности тепловыделения.

Эффективность рабочего органа определяется составом и размерами рабочего органа и реактора, глубиной погружения рабочего органа в реактор. Пусть поглощающий стержень радиусом  $r_0$  погружен в центральный канал цилиндрического реактора без отражателя радиусом  $R$  (рис. 13.2). Стержень возмущает (деформирует) плотность потока нейтронов. Термином «возмущение плотности потока нейтронов» обычно характеризуют изменение плотности потока нейтронов при изменении состава или размеров реактора. Предположим, что стержень — «черный» для тепловых

нейтронов, т. е. он поглощает все тепловые нейтроны, падающие на его поверхность. После погружения стержня в активную зону распределение плотности потока тепловых нейтронов возмущается. Вблизи поверхности стержня плотность потока  $\phi$  (сплошная линия на рис. 13.2) уменьшается. Во время работы реактора стационарную мощность, пропорциональную средней плотности потока нейтронов, поддерживают медленным удалением стержня из реактора. Постоянство средней плотности потока нейтронов в реакторе при перемещении стержня сохраняется автоматическим перераспределением плотности потока нейтронов по активной зоне: падение плотности потока нейтронов около стержня компенсируется небольшим повышением плотности потока нейтронов вдали от стержня.

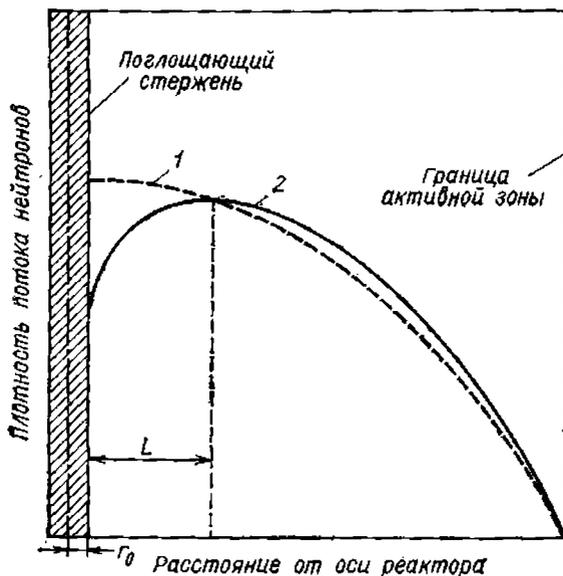


Рис. 13.2. Распределение плотности потока тепловых нейтронов в активной зоне с центральным поглощающим стержнем:

1 — стержень выведен из активной зоны; 2 — стержень полностью введен в активную зону

Эффективность центрального стержня зависит от доли тепловых нейтронов, падающих на его поверхность, и от изменения утечки нейтронов вследствие увеличения плотности потока нейтронов вблизи поверхности реактора. Последнее вносит заметный вклад в эффективность  $\Delta k$  в небольших по размерам реакторах. В реакторах на тепловых нейтронах эффективность  $\Delta k$  определяется главным образом поглощением тепловых нейтронов в стержне.

Объем, из которого тепловые нейтроны могут попадать на поверхность стержня, пропорционален  $\pi L^2 H$  ( $L$  — длина диффу-

зии,  $H$  — высота реактора). Большинство тепловых нейтронов из слоев, отстоящих от стержня на расстоянии более длины диффузии  $L$ , не доходит до стержня, поглощаясь в активной зоне. Число тепловых нейтронов, поглощаемых в реакторе, пропорционально его объему  $\pi R^2 H$ , а эффективность стержня  $\Delta k_0$  — отношению первого объема ко второму:

$$\Delta k_0 = bL^2/R^2.$$

Коэффициент пропорциональности  $b$  зависит от неравномерности плотности потока нейтронов по радиусу, размеров стержня и реактора. Эффективность стержней высока в небольших реакторах на тепловых нейтронах. Наименее эффективен поглощающий стержень в ВВЭР, так как длина диффузии в ВВЭР составляет примерно 1,5—2 см.

При удалении стержня от оси реактора эффективность стержня падает. Эффективность  $\Delta k(r)$  эксцентрического стержня пропорциональна квадрату невозмущенной плотности потока нейтронов. Если положить плотность потока нейтронов в центре  $\varphi_0=1$ , то

$$\Delta k(r) = \Delta k_0 \varphi^2(r).$$

Для компенсации запаса реактивности в энергетический реактор погружают несколько десятков КС. Каждый КС влияет на эффективность других КС. Это взаимодействие называют *интерференцией стержней*. Допустим, что два стержня размещены на расстоянии  $a$  друг от друга и один из них центральный. Если  $a < L$  (см. рис. 13.2), то эксцентрический стержень попадает в возмущенный поток, который меньше невозмущенного и в нем поглощается меньше нейтронов. В этом случае интерференция снижает суммарную эффективность двух стержней. Если  $a > L$ , то интерференция, наоборот, повышает суммарную эффективность стержней. Обычно все КС размещают равномерно по активной зоне. Шаг решетки КС выбирают намного больше  $L$ . В этом случае каждый КС попадает в условие, при котором возмущенный поток больше невозмущенного, и общая эффективность системы КС увеличивается. Кроме того, КС размещают так, чтобы их влияние на работу твэлов было минимальным. При неправильном размещении КС возможна тепловая недогрузка одних и перегрузка других твэлов, что может привести к перегреву последних.

Зависимость эффективности стержня  $\Delta k$  от глубины погружения (рис. 13.3) называют *регулирующей характеристикой*.

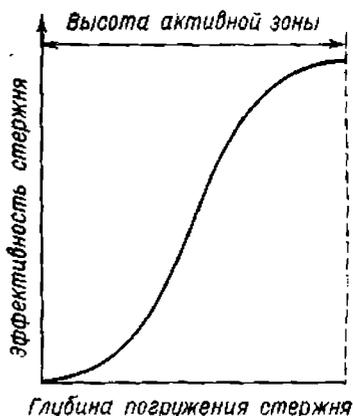


Рис. 13.3. Регулирующая характеристика поглощающего стержня

У верхнего торца реактора плотность потока тепловых нейтронов мала, поэтому начальное погружение примерно до четверти высоты реактора мало изменяет реактивность. Основной вклад в эффективность стержня дает его погружение на участке от  $H/4$  до  $3H/4$ . На конечном участке регулировочной характеристики, так же как и на первом, изменение реактивности сравнительно мало. Поэтому в реакторах стержень погружают не на полную глубину, а примерно на  $3H/4$ . Стержни обычно перемещают на среднем участке регулировочной характеристики ( $H/4—3H/4$ ). На этом участке эффективность стержня линейно зависит от глубины его погружения. Линейный участок удобен для регулирования мощности реактора, так как освобождаемая реактивность пропорциональна части длины стержня, удаленной из реактора.

Эффективность стержней уточняют экспериментально перед началом кампании и во время остановок реактора. Эту операцию называют *градуировкой стержней*. Ее производят в стационарном режиме на небольшой мощности. Градуировочный стержень, погруженный на глубину  $H$ , выдвигают из реактора на длину  $\Delta H \ll H$  см. Мощность начинает расти с временем удвоения  $T_2$ , по которому рассчитывают реактивность, освобождаемую перемещением стержня на длину  $\Delta H$ . После измерения величины  $T_2$  мощность реактора возвращают к исходному уровню при помощи других стержней. Затем градуировочный стержень выдвигают еще на  $\Delta H$  см, снова измеряют период реактора, находят реактивность и т. д. На основании полученных результатов строят зависимость  $\Delta k \Rightarrow f(z)$  (см. рис. 13.3).

В течение кампании стержни перемещают по специальной программе, которая предусматривает минимальное искажение поля тепловыделения. Поэтому градуировку одних стержней производят с учетом рабочего положения других.

Во втором способе регулировочную характеристику снимают прибором, называемым реактиметром. В критический реактор погружают стержень. Во время погружения стержня реактиметр измеряет реактивность подкритического реактора.

Аналогично измеряют эффективность и регулировочную характеристику АРК. Отличие заключается в том, что при движении АРК реактивность освобождается замещением поглотителя нейтронов в активной зоне ядерным топливом. Если ход поглощающего стержня примерно равен высоте активной зоны, то ход АРК равен удвоенной высоте активной зоны.

В рабочих органах происходит тепловыделение, обусловленное поглощением  $\gamma$ -квантов, а в борсодержащих материалах — и поглощением  $\alpha$ -частиц и ядер  ${}^7\text{Li}$ , испущенных в реакциях  ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$ . Тепловыделение в рабочих органах может быть очень высоким. В этих случаях их охлаждают теплоносителем, циркулирующим по отдельному, автономному контуру. Например, в реакторах Белоярской АЭС поглощающий стержень движется в металлической трубке, расположенной в другой металлической трубке большего диаметра. По зазору между внутренней и внеш-

ней трубками прокачивается вода. Тепло от поглощающего стержня к воде передается лучеиспусканием. Тепло с АРК ВВЭР снимается теплоносителем первого контура.

### § 13.5. ПУСК И ВЫКЛЮЧЕНИЕ РЕАКТОРА

**Физический пуск.** Загрузка активной зоны ТВС, достижение критического состояния реактора и выполнение необходимых экспериментов на физическом уровне мощности, на котором разогрев теплоносителя за счет энергии деления незначителен, называют *физическим пуском реактора*. Рассмотрим физический пуск графито-водных реакторов.

Перед физическим пуском собирают реактор без технологических каналов, подготавливают СУЗ, системы дозиметрического контроля, вентиляции, звуковой сигнализации и др. В СУЗ входит штатная пусковая аппаратура, используемая для вывода выключенного реактора на мощность во время эксплуатации АЭС.

Чувствительность штатной пусковой аппаратуры относительно невысока. Она начинает контролировать цепную реакцию с определенного уровня мощности, называемого минимально контролируемым (МКУ), который равен примерно  $10^{-5} P_n$ , где  $P_n$  — проектная мощность реактора. Для контроля за цепной реакцией на уровнях мощности до МКУ на реакторе монтируют временную пусковую аппаратуру СУЗ, регистрирующую плотности потока нейтронов  $\varphi \geq 10^6 - 10^7$  нейтр./ $(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ . Детекторы временной пусковой аппаратуры устанавливают в нескольких каналах. Перед загрузкой технологических каналов в центр активной зоны помещают источник нейтронов мощностью  $Q$  нейтр./с, после чего начинают заполнять центральные каналы.

В подкритическом реакторе происходит умножение нейтронов источника. Плотность потока нейтронов  $\varphi(r)$  в точке  $r$  пропорциональна отношению  $Q/(1 - k_{эф})$ . По мере приближения реактора к критическому состоянию ( $k_{эф} = 1$ ) умножение нейтронов в реакторе и плотность потока нейтронов  $\varphi(r)$  бесконечно возрастают. Скорость счета импульсов  $S$  от детектора, установленного в точке  $r$  реактора, пропорциональна плотности потока нейтронов  $\varphi(r)$ . Следовательно, чем ближе значение  $k_{эф}$  к единице, тем больше скорость счета  $S$ .

При экспериментальном определении критической массы удобнее использовать не скорость счета  $S$ , а величину, обратную скорости счета (обратный счет),  $1/S$ . Эта величина пропорциональна  $1 - k_{эф}$  и при подходе к критическому состоянию стремится к нулю.

Подход к критическому состоянию происходит в следующем порядке. Перед загрузкой ТК, которую ведут от центра к границе активной зоны, измеряют скорость счета импульсов, рассчитывают обратный счет и наносят на график первую точку (рис. 13.4). Затем в активную зону погружают  $m_1$  ТК, составляющих не более 30% их расчетного критического числа. Снова снимают по-

казания детектора нейтронов и наносят вторую точку обратного счета, которая лежит ниже первой.

Через первую и вторую точки проводят прямую, пересекающую ось абсцисс при числе ТК  $m_{кр}^{(1)}$ . Его принимают за первое приближение критического числа ТК. Следующая загрузка составляет не более  $(m_{кр}^{(1)} - m_i)/4$ . Опять снимают показания приборов и наносят третью точку. Прямая линия, соединяющая вторую и третью точки, пересекает ось абсцисс в точке  $m_{кр}^{(2)}$ . Это второе приближение числа  $m_{кр}$ . Последующие загрузки составляют не более  $(m_{кр}^{(i)} - m_i)/4$ , где  $m_{кр}^{(i)}$  — критическое число ТК в  $i$ -м приближении;  $m_i$  — число ТК

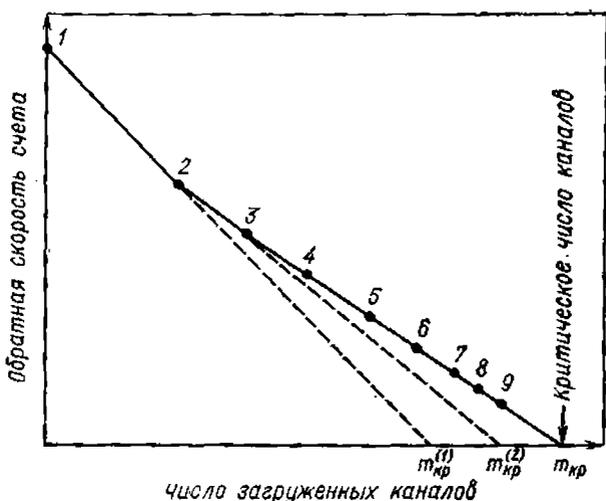


Рис. 13.4. Зависимость обратной скорости счета от числа загруженных в реактор технологических каналов

после  $i$ -й загрузки. Когда подкритический коэффициент размножения достигает 25—30 ( $k_{эф} = 0,96 + 0,97$ ), в очередных загрузках в активную зону постепенно погружают один ТК. Это позволяет довольно точно найти критическое состояние.

Эксперимент по определению критической массы — очень ответственная операция. Принимаются все меры предосторожности для обеспечения ядерной безопасности. Уровень мощности контролируют высокочувствительной временной пусковой аппаратурой. Рабочие органы СУЗ во время загрузки ТК удаляют из реактора, однако при необходимости их быстро сбрасывают в активную зону.

Запас реактивности, необходимый для компенсации выгорания, температурных эффектов, отравления и шлакования, создают за-

грузкой в активную зону  $m$  ТК, число которых в десятки раз больше  $m_{кр}$  ТК. Так, в РБМК-1000 отношение  $m/m_{кр} \approx 70$ . Прежде чем создать запас реактивности, вблизи критического состояния изменяют эффективность рабочих органов СУЗ. После этого в реактор погружают часть КС и догружают ТК до критического состояния с источником нейтронов. Затем снова проводят измерения эффективности рабочих органов, погружают вторую часть КС в реактор и продолжают загрузку ТК и т. д.

На загруженном реакторе уточняют эффективность рабочих органов СУЗ, измеряют распределение тепловыделения по объему активной зоны, влияние на реактивность заполнения теплоносителем ТК и каналов СУЗ. Устанавливают порядок перемещения рабочих органов СУЗ во время эксплуатации реактора.

Сборку ВВЭР проводят в другом порядке. Сначала монтируют полностью сухой реактор без теплоносителя, погружают источник нейтронов в активную зону, а потом постепенно поднимают уровень воды в активной зоне и отражателе.

**Энергетический пуск.** Вывод реактора с физического уровня мощности до уровня, достаточного для пуска турбины и проведения необходимых экспериментов при поэтапном подъеме мощности, называют *энергетическим пуском АЭС*.

Перед энергетическим пуском устанавливают циркуляцию теплоносителя в контурах блока, проверяют исправность оборудования, систем управления и контроля. На первом этапе энергетического пуска мощность реактора повышается до МКУ, а ход цепной реакции контролируется временной пусковой аппаратурой, которая рассчитана на регистрацию низких плотностей потока нейтронов при невысокой температуре. Последние условия не выполняются на уровнях мощности выше МКУ. Поэтому начиная с МКУ уровень мощности контролируется штатной пусковой аппаратурой, временная пусковая аппаратура обычно демонтируется, а в освободившиеся от детекторов каналы погружают ТК.

На уровне мощности  $(0,05 \text{--} 0,1) P_n$  прогревают реактор и контуры теплоотвода, измеряют температурные эффекты, проверяют точность показаний приборов, измеряющих расход и температуру теплоносителя. После прогрева реактора и контуров мощность блока постепенно повышают до проектной. Так, мощность II блока ЛАЭС наращивалась несколько раз. Первоначально мощность блока была доведена до 500 МВт; через десять дней — до 750 МВт, а затем блок был выведен на полную мощность — 1000 МВт.

На основании экспериментальных результатов, полученных в физическом и энергетическом пусках реактора, разрабатывается программа работы энергетического реактора и блока АЭС, которая используется при эксплуатации АЭС.

Блок АЭС останавливают для перегрузки ТК, профилактических осмотров и ремонта оборудования, а также в аварийных случаях. Пуск выключенного реактора осуществляют штатной пусковой аппаратурой.

Начальная (нулевая) мощность  $P_0$  выключенного реактора, связанная с энергией деления, определяется спонтанным делением ядер урана и делением ядер под действием фотонейтронов. В энергетических реакторах величина  $P_0$  составляет  $10^{-7}$ — $10^{-6}$  Вт. Если в энергетический реактор помещен источник нейтронов, то  $P_0$  повышается до  $10^{-3}$ — $10^{-2}$  Вт.

В процессе пуска повышение мощности от начальной до проектной (номинальной) разбивается на три интервала: пусковой ( $P_0 \leq P \leq 10^{-5} P_n$ ), минимальный автоматически регулируемый ( $10^{-5} P_n \leq P \leq 10^{-2} P_n$ ) и рабочий ( $10^{-2} P_n \leq P \leq P_n$ ). Такое подразделение мощности по интервалам связано с чувствительностью пусковой аппаратуры.

В пусковом интервале мощности плотность потока нейтронов можно регистрировать только аппаратурой с высокой чувствительностью, применяемой при физическом пуске реактора. В условиях эксплуатации энергетического реактора используется штатная пусковая аппаратура с более низкой чувствительностью. Она начинает регистрировать плотность потока нейтронов только на МКУ в конце пускового интервала мощности. Сложность вывода реактора на МКУ заключается в том, что при уровнях мощности ниже МКУ штатная пусковая аппаратура не контролирует нарастание плотности потока нейтронов. Широкий интервал неконтролируемого изменения мощности требует безопасной и надежной методики вывода энергетического реактора на МКУ. Один из наиболее распространенных методов — шаговый подъем стержня АР, погруженного в реактор на глубину  $H$ . Стержень АР выдвигается из реактора последовательно несколько раз на шаг  $\Delta H \ll H$ . После каждого шага делается временная выдержка  $\tau_b$ . На одном из шагов реактор переводится из подкритического в надкритическое состояние. По экспериментальным результатам, полученным при физическом пуске, подбирают такие значения  $\Delta H$  и  $\tau_b$ , чтобы при выходе на МКУ мощность повышалась с допустимым периодом  $T \geq 30$  с.

Так, при пуске реактора Первой АЭС спаренные стержни АР выдвигают 4 раза по 10 см с выдержкой 1 мин. После пятого перемещения выдержку увеличивают до 3 мин. Реактивность после каждого перемещения изменяется на  $4,5 \cdot 10^{-4}$ . Скорость нарастания плотности потока нейтронов позволяет безопасно пройти весь пусковой интервал за 8—10 мин.

Вывод реактора на МКУ более безопасен в подкритическом состоянии с источником нейтронов, так как переход через критическое состояние происходит в контролируемых условиях. Так, вывод выключенного ВВЭР в критическое состояние производят на МКУ. Детекторы высокочувствительной пусковой аппаратуры помещаются в каналах за корпусом ВВЭР.

**Выключение реактора.** Изменение мощности выключенного реактора имеет две особенности, которые учитывают при эксплуатации атомной энергетической установки. Ранее отмечалось, что реактор с реактивностью  $\rho < \beta_{эф}$  можно рассматривать как под-

критический на мгновенных нейтронах с внутренними источниками запаздывающих нейтронов. После сброса рабочих органов СУЗ эффективностью  $\Delta k$  коэффициент  $k_m$  уменьшается от  $1 - \beta_{эф}$  до  $1 - (\beta_{эф} + \Delta k)$ . Мощность реактора за очень короткое время снижается с  $P_0$  до  $P_{0,1}$ . Скачок мощности по формуле (13.4)

$$P_{0,1} = P_0 \beta_{эф} / (\beta_{эф} + \Delta k).$$

После скачка мощности на ее изменение начинают влиять запаздывающие нейтроны. Они испускаются продуктами деления, образованными в активной зоне до сброса рабочих органов СУЗ, в результате чего мощность медленно уменьшается по закону

$$P(t) = P_{0,1} e^{-t/T}.$$

Период  $T$  выключенного реактора зависит от времени жизни источников запаздывающих нейтронов. В первую очередь распадаются короткоживущие осколки деления, а затем долгоживущие, поэтому период  $T$  увеличивается, и через некоторое время он определяется самой долгоживущей группой источников с временем жизни около 80 с.

При выключении реактора запаздывающие нейтроны препятствуют мгновенному прекращению цепного процесса. Для более быстрого изменения скорости деления ядер необходимо создавать как можно большую отрицательную реактивность. Тогда скорость деления в активной зоне через несколько минут снижается практически до нуля.

Другая особенность выключения реактора — длительный радиоактивный распад продуктов деления в активной зоне. Интенсивность излучения радиоактивных продуктов деления постепенно падает ввиду уменьшения их концентрации. Тепловыделение, обусловленное поглощением излучения продуктов деления в выключенном реакторе, называют *остаточным*. После длительной работы реактора остаточное тепловыделение оценивают по эмпирической формуле

$$P_{ост}(t) = 0,065 P_0 t^{-0,2},$$

где  $t$  — время после сброса рабочих органов СУЗ, с;  $P_0$  — мощность реактора, кВт. Формула справедлива для времени  $t > 10$  с.

Уровень остаточного тепловыделения зависит от мощности реактора  $P_0$  и может оставаться высоким в течение длительного времени. Так, 2 ч спустя после выключения мощность  $P_{ост} \approx 0,01 P_0$ . Поэтому через реактор в течение нескольких десятков часов прокачивают теплоноситель, чтобы исключить возможность разрушения ТВС и других узлов конструкции.

Для отвода остаточного тепловыделения в ядерной энергетической установке есть система расхолаживания реактора, присоединенная к первому контуру. Она включается после сброса рабочих органов СУЗ в реактор.

### § 13.6. ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЕ И ТЕПЛООБМЕН В РЕАКТОРАХ

**Тепловыделение в реакторе.** Энергия деления преобразуется в тепловую различными путями. Около 90% тепла выделяется в ядерном топливе (торможение осколков деления,  $\beta$ -частиц, поглощение  $\gamma$ -квантов). Плотность тепловыделения в ядерном топливе пропорциональна числу делений в единице объема за единицу времени, которое в реакторе на тепловых нейтронах равно  $\Sigma_f \phi$  ( $\Sigma_f$  — макроскопическое сечение деления ядерного топлива;  $\phi$  — плотность потока тепловых нейтронов в ядерном топливе). Если концентрация ядерного топлива в активной зоне постоянна, то плотность тепловыделения пропорциональна плотности потока  $\phi$ . Остальные 10% энергии деления выделяются в других компонентах активной зоны (замедлителе, теплоносителе, конструкционных материалах), отражателе и радиационной защите при поглощении  $\gamma$ -квантов и замедлении быстрых нейтронов.

Плотность тепловыделения, как и плотность потока нейтронов, неравномерна в активной зоне. Максимальное значение плотности тепловыделения — в центре реактора, а минимальное — вблизи границы активной зоны с отражателем.

Коэффициенты неравномерности плотности тепловыделения и плотности потока нейтронов совпадают между собой. При больших  $k_R$  тепловая нагрузка каналов очень неравномерна: небольшое число центральных каналов имеет максимальную нагрузку, а остальные работают с недогрузкой. В энергетических реакторах выгодно нагружать все каналы одинаково. Для этого необходимо равномерное тепловыделение по радиусу. Отражатель снижает неравномерность тепловыделения в активной зоне. Однако в больших реакторах мощность периферийных каналов примерно наполовину меньше мощности центральных.

Для выравнивания тепловыделения по радиусу активной зоны повышают удельную скорость делений около границы активной зоны с отражателем. Это достигается увеличением концентрации  $^{235}\text{U}$  в периферийных ТК. Такое выравнивание тепловыделения называют *ядерным профилированием*.

При радиальном выравнивании тепловыделения активную зону разбивают на несколько концентрических зон. В каждой зоне помещают ТК, содержание  $^{235}\text{U}$  в которых увеличивается по мере удаления зоны от центральной оси реактора.

Полное выравнивание тепловыделения требует дополнительных экономических затрат, так как необходимо изготавливать нестандартные по составу ТВС. Кроме того, усложняется конструкция реактора, увеличивается загрузка ядерного топлива и т. д. Поэтому сейчас производят только частичное выравнивание, при котором коэффициент неравномерности плотности тепловыделения  $k_R$  снижается до 1,2—1,3. Но даже такое неполное выравнивание тепловыделения заметно повышает среднее выгорание ядерного топлива.

Число поглощающих стержней в энергетических реакторах достигает нескольких десятков. Если поглощающие стержни разме-

стать так, чтобы шаг их пространственной решетки уменьшался по направлению к центру, то неравномерность тепловыделения по радиусу становится меньше.

В невыравненном реакторе выгорание ядерного топлива к концу кампании максимально в центральных ТК и минимально в периферийных. Если в конце кампании произвести частичную перегрузку, в процессе которой центральные ТК выгрузить, на их место переставить периферийные, а на место периферийных загрузить свежие, то запас реактивности и плотность делений в периферийной области увеличиваются. Методом частичных перегрузок трудно достичь значения  $k_R$ , равного единице. Тем не менее методом частичных перегрузок можно значительно повысить выгорание ядерного топлива. В режиме частичных перегрузок работают ВВЭР-440, РБМК-1000, реакторы БАЭС.

К. п. д. энергетической установки зависит от средней температуры выхода теплоносителя из реактора, которая даже в частично выравненном реакторе ниже максимальной температуры на выходе из центральных ТК. Для повышения к. п. д. установки применяют *гидравлическое профилирование* реактора. На входе каждого ТК монтируется регулировочная головка. Через нее протекает теплоноситель в объеме, пропорциональном мощности ТК. При таком расходе выходная температура теплоносителя одинакова во всех ТК. Таким методом среднюю температуру теплоносителя на выходе приближают к максимальной. На современных АЭС сочетают ядерное и гидравлическое профилирование реакторов.

**Расход теплоносителя.** Объемный расход теплоносителя через реактор мощностью  $P$

$$V = P / c \Delta t,$$

где  $c$  — удельная объемная теплоемкость теплоносителя;  $\Delta t$  — подогрев теплоносителя в реакторе, равный разности температур на выходе из реактора и на входе в него.

Объемный расход  $V$  обратно пропорционален величине  $c$ . Наиболее интенсивно тепло отводится водой, натрием и пр. С увеличением объемного расхода растут затраты мощности на прокачку, которые пропорциональны квадрату скорости теплоносителя. Поэтому для уменьшения скорости в некоторых случаях увеличивают подогрев теплоносителя в реакторе. Так, при отводе тепла газом подогрев  $\Delta t$  достигает 200—350°C, а при отводе тепла натрием — 150—200°C.

**Коэффициент теплоотдачи и поверхностная плотность теплового потока\*.** Интенсивность теплообмена между поверхностью твэлов и теплоносителем определяется коэффициентом теплоотдачи  $\alpha$ . Он равен количеству тепла, переданного через единичную поверх-

---

\* Поверхностную плотность теплового потока далее называем кратко плотностью теплового потока.

ность за единицу времени, если разность температур поверхности и теплоносителя равна  $1^\circ$ . Плотность теплового потока

$$q = \alpha(t_{\text{ст}} - t), \quad (13.5)$$

где  $t_{\text{ст}}$  — температура поверхности оболочки твэла,  $^\circ\text{C}$ ;  $t$  — температура теплоносителя,  $^\circ\text{C}$ ;  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи  $\text{кВт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ .

Плотность теплового потока в современных энергетических реакторах достигает нескольких тысяч киловатт на  $1 \text{ м}^2$ . Коэффициент теплоотдачи  $\alpha$  пропорционален  $v^{0,8}$  ( $v$  — скорость теплоносителя). Поэтому при постоянном значении  $q$  температура  $t_{\text{ст}}$  уменьшается с увеличением скорости  $v$ . Верхний предел скорости жидких теплоносителей ограничивается эрозией (размыванием) поверхности защитной оболочки твэла. Поток жидкости, текущей с большой скоростью, смывает с оболочки твэла микроскопические кусочки металла. Длительный унос металла с поверхности может привести к разрушению оболочки твэла. Максимальные скорости жидких теплоносителей с приемлемой эрозией металлической поверхности не превышают  $10 \text{ м/с}$ . Для получения высоких коэффициентов теплоотдачи газовые теплоносители прокачиваются через активную зону со скоростью до  $60 \text{ м/с}$ . Максимальную скорость газа выбирают с таким расчетом, чтобы были приемлемы и коэффициент теплоотдачи, и расход мощности на прокачку газа.

Температурный напор  $\Delta t_{\text{н}} = t_{\text{ст}} - t$  в некипящих реакторах ограничен или пленочным кипением, или химической нестойкостью конструкционных материалов в теплоносителе. Пленочное кипение может возникнуть при невысоких температурах в ВВЭР и ГВР. Максимальная температура жидких металлов в реакторах значительно ниже температуры кипения. В этом случае ограничителем температурного напора является химическая нестойкость конструкционных материалов.

Рассмотрим механизм теплообмена в ВВЭР и ГВР при кипении воды. С повышением температуры стенки увеличивается температурный напор  $\Delta t_{\text{н}}$ . На стенке начинается образование пузырьков пара, которые растут, а затем отрываются от поверхности. После отрыва пузырьков происходит дополнительное перемешивание воды около стенки, и теплообмен улучшается. Такой режим кипения называют пузырьчатым. С повышением температурного напора на поверхности возникает все больше и больше пузырьков. При определенном температурном напоре на поверхности образуются не отдельные пузырьки, а целая пленка водяного пара, а пузырьчатое кипение переходит в пленочное. Водяной пар — плохой проводник тепла. Поэтому условия теплообмена при пленочном кипении резко ухудшаются, и появляется опасность перегрева твэлов.

Опасность пленочного кипения возникает во время выключения некипящих ВВЭР и ГВР при резком падении давления в первом контуре без соответствующего снижения уровня мощности реактора и температуры воды.

В кипящих ВВЭР и ГВР происходит пузырьчатое кипение воды в активной зоне. Твэлы в кипящих реакторах работают в более напряженных условиях, чем в некипящих реакторах.

**Распределение температуры.** Тепловыделение и теплообмен в активной зоне обуславливают изменение температур теплоносителя  $t(z)$ , оболочки твэла  $t_{ct}(z)$  и ядерного топлива  $t_d(z)$  по высоте  $z$ . На рис. 13.5 показана зависимость температур от координаты  $z$  по оси ТК со стержневым твэлом в реакторе без торцевых отражателей. За начало координат принят центр симметрии канала. Температура теплоносителя  $t(z)$  монотонно увеличивается от температуры входа  $t_1$  до температуры выхода  $t_2$ . Подогрев теплоносителя  $\Delta t = t_2 - t_1$  в реакторе с определенной мощностью зависит от расхода теплоносителя  $V$ . Чем выше расход  $V$ , тем меньше подогрев теплоносителя.

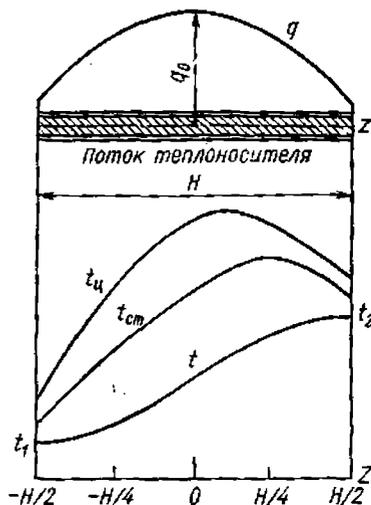


Рис. 13.5. Изменение плотности теплового потока  $q$  и температур теплоносителя  $t$ , оболочки твэла  $t_{ct}$  и ядерного топлива  $t_d$  по высоте ТК

Температура стенки оболочки твэла из формулы (13.5)

$$t_{ct}(z) = t(z) + q(z) / \alpha.$$

Плотность теплового потока  $q(z)$  вдоль канала в реакторе без торцевых отражателей, так же как и плотность потока нейтронов, изменяется по закону косинуса:

$$q(z) = q_0 \cos \frac{\pi z}{H + 2d},$$

где  $q_0$  — плотность теплового потока в центре канала;  $H$  — высота канала;  $d$  — экстраполированная добавка.

Коэффициент теплоотдачи  $\alpha$  мало меняется по оси канала, если теплоноситель остается в одном агрегатном состоянии. Поэтому температура стенки  $t_{ct}(z)$  зависит от изменения двух величин:  $t(z)$  и  $q(z)$ . Первая из этих функций монотонно возрастает с увеличением  $z$ , вторая (при  $z > 0$ ) — монотонно убывает. Как следствие такого изменения величин  $t(z)$  и  $q(z)$ , температура стенки  $t_{ct}(z)$  принимает максимальное значение на участке канала от  $z=0$  до  $z=H/2$ . Наличие максимума объясняется тем, что температура теплоносителя на выходном участке почти постоянна, в то время как плотность теплового потока на этом участке резко падает.

Допустимая температура стенки ограничивается коррозионной стойкостью оболочки твэла в теплоносителе, ее механической проч-

ностью и возможностью пленочного кипения воды в некипящих реакторах.

Температура ядерного топлива изменяется в радиальном направлении и достигает максимума  $t_{\text{д}}(z)$  на оси стержневого твэла. Различие температур  $t_{\text{д}}(z)$  и  $t_{\text{ст}}(z)$  связано с плотностью теплового потока  $q(z)$ , толщиной оболочки твэла  $\delta$ , радиусом сердечника  $R$ , коэффициентами теплопроводности оболочки  $\lambda_{\text{об}}$ , ядерного топлива  $\lambda_{\text{я.т}}$  уравнением

$$t_{\text{д}}(z) = t_{\text{ст}}(z) + q(z)\delta/\lambda_{\text{об}} + q(z)R/2\lambda_{\text{я.т.}}$$

На изменение температуры  $t_{\text{д}}(z)$  при постоянном значении  $R$  влияют две величины:  $t_{\text{ст}}(z)$  и  $q(z)$ . Температура стенки сначала повышается, достигает максимума, затем падает. Плотность теплового потока  $q(z)$  является (при  $z > 0$ ) монотонно убывающей функцией  $z$ . Поэтому максимум температуры на оси стержневого твэла (см. рис. 13.4) лежит ближе к центру канала, чем максимум температуры оболочки твэла.

Максимальная температура ядерного топлива, а вместе с ней и удельная мощность ограничиваются температурой плавления, распуханием ядерного топлива, совместимостью оболочки твэла с ядерным топливом.

**АТОМНАЯ ЭНЕРГЕТИКА****§ 14.1. РАЗВИТИЕ АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ**

Главным источником энергии на Земле служит органическое топливо (каменный уголь, нефть, сланцы, газы). Запасы органического топлива в недрах Земли ограничены и постепенно истощаются. Поэтому перед человечеством уже сейчас встает проблема пополнения энергетических ресурсов. Решение этой проблемы положительно скажется и на развитии химической промышленности: органическое топливо будет расходоваться как сырье для получения синтетического волокна, пластмассы, минеральных удобрений и т. п.

Один из реальных путей замены органического топлива — сжигание ядерного топлива в ядерных реакторах. Природные запасы ядерного топлива и ядерного сырья настолько велики, что использование его обеспечит человечество электроэнергией на сотни лет. Для изучения состава и свойств ядерного топлива проводятся интенсивные научные поиски во многих странах. Ученые и инженеры стремятся найти такие составы и способы сжигания ядерного топлива, которые дают более дешевую энергию, чем сжигание органического топлива. Их исследования в первую очередь направлены на проектирование АЭС.

Первая АЭС электрической мощностью 5 МВт пущена 27 июня 1954 г. в г. Обнинске. Над проектированием Первой АЭС работал многочисленный коллектив ученых, инженеров и рабочих, в том числе известные советские ученые И. В. Курчатов, Д. И. Блохинцев, Н. А. Доллежал, А. К. Красин и др. Успешная многолетняя работа Первой АЭС показала, что атомные электростанции вполне надежны в управлении. Радиационная защита реактора обеспечивает безопасную работу персонала станции. В окружающей местности не отмечается заметного повышения дозы излучения по сравнению с природной дозой излучения. Пуск Первой АЭС положил начало развитию атомной энергетики. Во многих странах развернулись широкие поиски приемлемых вариантов АЭС для увеличения энергетических ресурсов.

Ученые-атомники всех стран регулярно собираются в Женеве (Швейцария) на международные конференции. На них обсуждаются полученные результаты исследований и перспективы развития атомной энергетики. Первая конференция состоялась в 1955 г., вторая — в 1958 г., третья — в 1964 г., четвертая — в 1971 г. Если на первой конференции действующая атомная энергетика была представлена только одной Первой АЭС электрической мощностью 5000 кВт, то к концу 1975 г. число станций превысило 100 с общей электрической мощностью 80 ГВт. В 1985 г. мощность АЭС возросла до 1250 ГВт и обеспечит четвертую часть потребности в электроэнергии.

Наша страна обладает огромными запасами органического топлива, которых хватит на сотни лет. Однако природные запасы

Действующие и строящиеся АЭС СССР

Таблица 1

Название АЭС	Тип реактора	Электрическая мощность блока АЭС, МВт	Число действующих блоков
Первая	ГВР	5	1
Белоярская им. И. В. Курчатова			2
I блок	ГВР	100	
II блок	ГВР	200	
(III блок)*	БН-600	600	
Нововоронежская им. 50-летия СССР			4
I блок	ВВЭР-210	210	
II блок	ВВЭР-365	365	
III—IV блок	ВВЭР-440	440	
(V блок)	ВВЭР-1000	1000	
Сибирская	ГВР	600	1
Ленинградская им. В. И. Ленина	РБМК-1000	1000	2
Шевченковская	БН-350	150 и $1,2 \cdot 10^5$ т/сут воды	1
Кольская	ВВЭР-440	440	2
Билибинская	ГВР	12	4
Курская	РБМК-1000	1000	1
(Смоленская)	РБМК-1000	1000	
(Калининская)	ВВЭР-1000	1000	
(Ровенская)	ВВЭР-1000	1000	
Чернобыльская	РБМК-1000	1000	
(Южно-Украинская)	ВВЭР-1000	1000	
Армянская			
I блок	ВВЭР-440	440	
(II блок)	ВВЭР-440	440	
(Игналинская)	РБМК-1500	1500	

\* В скобках указаны строящиеся блоки АЭС и АЭС.

угля, нефти и других топлив сосредоточены в отдельных областях страны, поэтому топливо приходится транспортировать от мест разработок. В Европейской части СССР электроэнергию производят на тепловых электростанциях, работающих на дорогом привозном топливе. Поэтому строительство здесь АЭС, вырабатывающих дешевую электроэнергию, даст выгоду для экономики страны. По мере удешевления атомной энергии АЭС будут сооружать в других районах страны. В СССР уже работает несколько крупных многоблочных АЭС, предусмотрено их расширение и строительство новых АЭС (табл. 14.1). В 1977 г. мощность АЭС страны составила 7 ГВт. В десятой пятилетке мощность АЭС увеличится на 13—15 ГВт.

В районах, удаленных от разработок газа, каменного угля и нефти, выгодно строить маломощные АЭС. В поселке Билибино (Магаданская область) действует четырехблочная АТЭЦ. Электрическая мощность блока равна 12 МВт. В блоке установлен канальный кипящий ГВР с естественной циркуляцией теплоноси-

теля тепловой мощностью 62 МВт. Конструкция реактора мало отличается от конструкции реактора Первой АЭС. Билибинская АТЭЦ обеспечивает электроэнергией промышленные предприятия и поселок. На предприятия и в жилые дома поступает горячая вода для отопления тепловой мощностью от 70 до 116 МВт.

Советскими учеными и инженерами спроектированы АЭС с реакторами-размножителями на быстрых нейтронах БН-350 электрической мощностью блока 350 МВт и БН-600 электрической мощностью блока 600 МВт. Результаты исследований по обособлению проектов АЭС БН-350 и БН-600 используются в разработках проектов более мощных АЭС, оптимальных по технико-экономическим показателям и воспроизводству ядерного топлива.

Широкие возможности для использования энергетических реакторов открыты в области опреснения соленых вод. Развитие промышленности в некоторых районах Земли тормозится недостатком или отсутствием пресной воды. К этим районам в СССР относятся Донбасс, часть побережья Каспийского моря и др. Снабдить эти районы пресной водой можно двумя путями: прорыть длинные каналы и перекачивать пресную воду из рек или построить мощную установку, опресняющую соленые воды, запасы которой в указанных районах огромны. В одних случаях экономически выгоден первый путь, в других — второй.

Применение мощных энергетических реакторов в опреснительных установках дает возможность получить дешевую пресную воду. Стоимость пресной воды будет настолько низкой, что такую воду экономически выгодно будет использовать для водоснабжения промышленных центров, орошения сельскохозяйственных полей.

Атомно-энергетические опреснительные установки могут иметь трехцелевое назначение. На них будут одновременно вырабатывать электроэнергию, тепло для бытовых нужд и пресную воду. Если в установке источником энергии служит реактор-размножитель на быстрых нейтронах, то она перерабатывает  $^{238}\text{U}$  в  $^{239}\text{Pu}$ .

Атомно-энергетическая опреснительная установка сооружена на Каспийском побережье в г. Шевченко. На ней установлен реактор-размножитель БН-350 тепловой мощностью 1000 МВт. При такой тепловой мощности реактора станция имеет электрическую мощность 150 МВт и опресняет  $1,2 \cdot 10^5$  м<sup>3</sup> воды в сутки.

Кроме АЭС с паросиловой установкой ведутся разработки в области прямого преобразования атомной энергии в электрическую. В АЭС с прямым преобразованием отпадает необходимость в дорогостоящих парогенераторах, турбогенераторах, циркуляционных насосах и пр. Однако проблемы по освоению таких реакторов очень сложны. Первый реактор-преобразователь на быстрых нейтронах «Ромашка» работал в СССР в 1964—1965 гг. Тепло, выделяющееся в активной зоне, передавалось через отражатель к термоэлектрическому преобразователю, собранному из кремний-германиевых термоэлементов. Горячие концы термоэле-

ментов соединены попарно со стороны отражателя, а холодные концы включены в единую электрическую цепь.

Для получения заметного к. п. д. преобразователя необходимы высокие температуры, которые ограничиваются термостойкостью конструкционных материалов. В «Ромашке» максимальная температура активной зоны не превышала 1900°C, а поверхности отражателя — 1200°C. Тепловая мощность «Ромашки» составляла 40 кВт, а электрическая — 0,5 кВт. Из приведенных цифр следует, что к. п. д. «Ромашки» довольно низок и примерно равен 1%. Дальнейшие исследования термоэлектрических реакторов направлены на повышение к. п. д. таких установок.

В другой советской установке «Топаз» применен термоэмиссионный метод преобразования энергии. В реакторе «Топаз» замедлителем служит гидрид циркония, а отражателем — бериллий. В замедлителе размещены электрогенерирующие каналы (ЭГК). Конструкция ЭГК довольно сложна. Основными элементами ЭГК являются электроды (эмиттер-твэл и коллектор), разделенные небольшим вакуумным зазором (межэлектродным пространством). Электроды скоммутированы и включены в электрическую цепь с потребителями электрической энергии.

Часть тепла, освобождающегося в твэле, расходуется на эмиссию (испускание) электронов с поверхности оболочки, другая часть отводится из реактора теплоносителем (эвтектика Na—K). Через межэлектродное пространство электроны с эмиттера попадают на коллектор, и электрическая цепь замыкается. При тепловой мощности реактора 130—150 кВт электрическая мощность установки «Топаз» не превышает 10 кВт.

Советский Союз оказывает техническую помощь социалистическим странам в строительстве АЭС. По советским проектам с помощью советских специалистов в ГДР построены и действуют АЭС электрической мощностью 70 и 880 МВт, в Болгарии — 880 МВт, в Чехословакии — 150 и 440 МВт. Строятся атомные электростанции с ВВЭР в Румынии и Венгрии.

Таблица 14.2

Мощности АЭС в капиталистических странах на 1 января 1976 г.

Страна	Количество АЭС	Мощность АЭС, ГВт	Страна	Количество АЭС	Мощность АЭС, ГВт
США	54	37,50	Канада	1	2,65
Великобритания	14	6,10	Япония	10	5,48
Франция	9	3,03	Другие капиталистические страны	—	11,9
ФРГ	8	3,47			

При техническом содействии СССР в Финляндии сооружена АЭС с ВВЭР электрической мощностью 440 МВт. Наша страна передала Индии документацию по реактору на быстрых нейтронах электрической мощностью 50 МВт.

Залежи органического топлива сосредоточены в отдельных областях Земли, вследствие чего одни страны обеспечены органическим топливом, другие страны (Япония, Италия и т. д.) испытывают его острый недостаток.

С неравномерностью обеспечения капиталистических стран органическим топливом связан рост стоимости нефти и газа на мировом рынке, энергетический кризис в 1973—1974 гг. В этих условиях повысилась роль АЭС как источника энергии, уменьшающего ввоз в страну органического топлива.

Наиболее высокими темпами развивается атомная энергетика в США (табл. 14.2). В 1975 г. в США действовали 54 АЭС энергетической мощностью 37,5 ГВт. К 1980 г. количество АЭС в США возрастет до 200. Американцы уделяют главное внимание кипящим и некипящим ВВЭР с мощностью блока АЭС до 1100—1300 МВт.

Англичане используют на АЭС корпусные ГТР, охлаждаемые углекислым газом, на природном и обогащенном уране. В реакторах накапливается также плутоний с коэффициентом  $KB \approx 0.8$ . Мощность 14 английских АЭС к концу 1975 г. равнялась 6,1 ГВт. В Великобритании строится еще 5 АЭС мощностью 6,2 ГВт. Атомная энергетика Канады развивается на тяжело-водных реакторах с топливом из природного урана. К 1985 г. мощность канадских АЭС возрастет до 14 ГВт.

Во всех странах атомная энергетика пока базируется на реакторах на тепловых нейтронах. Однако в дальнейшем каждая страна планирует переход к АЭС с реакторами-размножителями на быстрых нейтронах.

Атомные энергетические установки внедряются и на флоте (ледоколы, подводные лодки и т. д.). Для советского арктического флота построены атомные ледоколы «Ленин», «Арктика», «Сибирь», движение которых во льдах обеспечивается энергетическими установками с двумя ВВЭР. Атомный ледокол обладает одним важным преимуществом перед обычным: к последнему необходимо ежемесячно подвозить топливо, атомный же ледокол работает несколько навигаций без перегрузки реакторов.

В энергетическом балансе электроэнергия занимает примерно 30%. Остальные 70% энергии расходуется на транспорте, в различных технологических процессах (выплавка чугуна и стали, цветных металлов, горячий прокат металлов и др.), в химической промышленности, на теплофикацию и т. д. Атомная энергетика и здесь даст экономия органического топлива.

Наиболее перспективны для технологических процессов высокотемпературные газоохлаждаемые реакторы с гелиевым теплоносителем (ВТГР). В США, Великобритании, ФРГ и СССР ведутся разработки по созданию таких реакторов.

Энергетические установки с реакторами ВТГР могут использоваться как источник тепла в технологических процессах, для выработки электроэнергии, в теплофикации и т. п. Например, гелий с высокой температурой сначала отдает часть тепла в техно-

логических аппаратах, а затем направляется в электроэнергетическую установку.

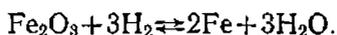
В США действует АЭС с ВТГР мощностью 342 МВт. В первом контуре циркулирует гелий, подогреваемый в реакторе от 404 до 775°C. Водяной пар во втором контуре поступает на турбину с температурой 538°C. Проектируются и одноконтурные АЭС с ВТГР.

Приведем некоторые технологические проблемы, решаемые с применением ВТГР.

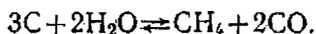
1. Получение водорода из природного газа (метана). Гелий при температуре примерно 950°C со смесью метана  $\text{CH}_4$  и водяного пара поступает в печь. В прогретой смеси протекает химическая реакция:



Получаемый таким образом водород можно использовать для крекинга нефти, восстановления железа из его окислов (металлургия), синтеза аммиака (производство минеральных удобрений) и т. д. Например, восстановление железа происходит по реакции



2. Газификация угля. Гелий при температуре 1000—1200°C поступает в газификатор. Часть тепла в газификаторе идет на поддержание химической реакции, в результате которой получается метан:



#### § 14.2. ЭКОНОМИКА АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

Один из основных экономических показателей работы АЭС — себестоимость электроэнергии, вырабатываемой на АЭС. Себестоимость электроэнергии равна всем денежным расходам на ее производство.

Рассмотрим кратко, какие затраты включаются в себестоимость электроэнергии. На строительство АЭС государство или частная капиталистическая фирма тратит определенную денежную сумму  $K$  руб. Ее расходуют на сооружение производственных помещений, реакторов, на закупку оборудования АЭС и т. д. Эти затраты называют капитальными. Капитальные сооружения и оборудование используются  $\tau_k$  лет, в течение которых или они приходят в негодность, или их эксплуатация становится экономически невыгодной. Поэтому капитальные затраты должны быть возмещены за счет продажи электроэнергии равными долями:  $K/\tau_k = aK$  руб. в год. Вклад от амортизации капитальных строений в себестоимость электроэнергии называют *капитальной составляющей*.

Атомную электростанцию, как и любую другую, обслуживают инженеры, техники и рабочие, которым выплачивают определенную зарплату. Для АЭС необходимо покупать смазочные мате-

риалы, электроэнергию для собственных нужд и т. д. Годовую зарплату обслуживающего персонала и расходы на поддержание нормальной работы АЭС называют *эксплуатационными расходами* — Э руб.

Капитальная составляющая и эксплуатационные расходы не зависят от годовой выработки электроэнергии. Поэтому их объединяют в одно первое слагаемое себестоимости электроэнергии  $C_1$ :

$$C_1 = aK + Э.$$

Теперь выясним, каков вклад в себестоимость электроэнергии от сжигания ядерного топлива в реакторе. Стоимость ТК, загружаемого в реактор, равна  $C_3$ . Через кампанию  $\tau$  суток происходит перегрузка реактора. В выгруженных ТК остается неиспользованной почти вся масса делящегося материала. Кроме того, ценность отработанных ТК повышается накопленным плутонием. Отработанные ТК направляют для переработки в химическую промышленность. В процессе переработки из ядерного топлива извлекают делящийся материал, из которого вновь готовят ядерное топливо. За год для АЭС закупается ТК на сумму

$$C_2 = \frac{365}{\tau} (C_3 - C_b),$$

где  $C_3$  и  $C_b$  — стоимости новых и отработанных ТК, руб.;  $\tau$  — кампания реактора, сут. Годовые расходы на ядерное топливо  $C_2$  руб. называют топливной составляющей себестоимости электроэнергии. В отличие от капитальной составляющей и эксплуатационных расходов, она зависит от электрической энергии, вырабатываемой на АЭС. Чем больше АЭС дает потребителю электроэнергии, тем больше расход ТК и тем выше топливная составляющая  $C_2$ .

Годовые затраты на АЭС составляют, руб.:

$$C = C_1 + C_2.$$

Эта сумма и равна себестоимости всей годовой выработки электроэнергии.

До сих пор мы говорили только о себестоимости годовой электроэнергии и пока еще не упоминали о количестве электроэнергии, отпускаемой потребителю. Единицей измерения тепловой и электрической энергии на электростанциях является киловатт-час. Себестоимость киловатт-часа равна частному от деления себестоимости всей электроэнергии  $C$  на электроэнергию в киловатт-часах, выработанную на АЭС за год.

Если АЭС непрерывно работает круглый год на проектной электрической мощности  $P_0$  кВт, то она вырабатывает электроэнергию, равную  $bP_0$  кВт·ч, где  $b=8750$  — количество часов в году. Однако АЭС периодически останавливают на профилактический ремонт, перегрузку ТК и т. д. Из-за этих остановок АЭС годовая выработка электроэнергии уменьшается до  $nbP_0$  кВт·ч. Коэффициент использования установленной мощности  $n$  показы-

вает долю годового времени работы АЭС на проектной мощности. Таким образом, себестоимость киловатт-часа равна, руб.:

$$c = C / nbP_0.$$

На АЭС в электрическую мощность преобразуется только часть тепловой мощности реактора  $P_T$ :

$$P_0 = \eta P_T,$$

где  $\eta$  — к. п. д. АЭС. Заменим в формуле для себестоимости киловатт-часа электрическую мощность величиной  $\eta P_T$ :

$$c = C / n\eta b P_T.$$

Для удешевления производства 1 кВт·ч электроэнергии стремятся повышать коэффициент  $n$  и к. п. д. станции  $\eta$ . Коэффициент  $n$  можно увеличить сокращением времени плановых простоев АЭС и ее безаварийной работой. Коэффициент использования установленной мощности современных крупных АЭС составляет 0,7—0,85. Для увеличения к. п. д. проектируют АЭС с высокими параметрами (температура, давление) получаемого пара. Во многих странах ведут разработки АЭС, на которых будет направляться в турбогенератор пар с температурой 560°C под давлением 250 атм. К. п. д. таких АЭС составит 0,46. В одноконтурных АЭС с ВТГР при температуре гелия на выходе 900°C к. п. д. достигнет 60%. На современных АЭС он равен 0,25—0,37.

Теперь проанализируем влияние тепловой мощности реактора на себестоимость 1 кВт·ч. Для этого рассмотрим отдельно первую постоянную и топливную составляющие себестоимости киловатт-часа. Для простоты рассуждений положим  $n=1$  и  $\eta=1$ :

$$c = C_1 / b P_T + C_2 / b P_T.$$

Капитальные затраты на строительство реакторного здания определяются размерами, а не уровнем мощности реактора, который будет установлен в этом здании. Независимо от тепловой мощности реактора должно быть возвращено за год  $aK$  руб. Поэтому при увеличении тепловой мощности реактора отчисления с каждого киловатт-часа энергии на покрытие капитальных затрат будут уменьшаться. Это и показывает первый член  $C_1 / b P_T$ .

Например, реакторы вторых блоков Белоярской и Нововоронежской АЭС не отличаются по размерам от реакторов первых блоков станций. Однако их мощности в 1,5—2 раза больше. Здания для реакторов первого и второго блоков одинаковы. Поэтому капитальная составляющая для вторых блоков значительно меньше, чем для первых. Так, увеличение электрической мощности блока Нововоронежской АЭС с 210 до 440 МВт уменьшило удельные капитальные затраты с 406 до 200 руб. на 1 кВт·ч.

В топливную составляющую киловатт-часа  $c_2 = C_2 / b P_T$  подставим  $C_2$  (см. с. 225):

$$c_2 = (C_3 - C_4) 365 / b P_T.$$

Произведение  $bP_{\tau} \cdot \tau / 365$  разделим и умножим на загрузку урана  $M$ :

$$\frac{bP_{\tau}}{M} \frac{\tau}{365} M = \left( \frac{b}{365} P_{\text{уд}} \tau \right) M = zM.$$

Первый сомножитель равен выгоранию ядерного топлива  $z$  в единицах мегаватт-сутки на тонну (МВт·сут/т). Следовательно, себестоимость 1 кВт·ч электроэнергии снижается с повышением выгорания ядерного топлива. Уже в ближайшие 10 лет планируется освоение ядерного топлива, допускающего выгорание до  $4,5 \times 10^4$  МВт·сут/т (6,0%) и выше.

Стоимость ядерного топлива зависит от обогащения урана и увеличивается с его ростом. Расходы на ядерное топливо становятся меньше при увеличении стоимости выгружаемого топлива. Если в реакторе сжигается  $m$  кг, а воспроизводится КВт кг плутония, то разность  $C_3 - C_4$  тем меньше, чем больше КВ. Последний фактор, снижающий себестоимость электроэнергии, наиболее существен в реакторах-размножителях на быстрых нейтронах с высоким КВ (1,5—1,8). Увеличение единичной мощности реактора, к. п. д. станции и выгорания топлива уменьшает себестоимость 1 кВт·ч. Так, себестоимость электроэнергии, отпускаемой с Нововоронежской АЭС снизилась с 2 коп./кВт·ч (1964 г.) до 0,635 коп./кВт·ч (1976 г.). Электроэнергия Нововоронежской АЭС стала дешевле на 20% электроэнергии Воронежской ТЭЦ, работающей на угле. Себестоимость электроэнергии II блока Белоярской АЭС составляла в 1974 г. 0,92 коп./кВт·ч и стала равной себестоимости электроэнергии ТЭЦ Урала с мощностью, близкой к мощности II блока БАЭС.

Итак, главными направлениями получения дешевой электроэнергии на АЭС являются увеличение коэффициента полезного действия  $\eta$ , коэффициента  $\lambda$ , единичной тепловой мощности реактора  $P_{\tau}$ , выгорания  $z$  и коэффициента воспроизводства КВ. Следует отметить, что с развитием атомной энергетики начнется серийное производство узлов АЭС, улучшатся тепловые схемы АЭС. Усовершенствование производства реакторных узлов и упрощение схем преобразования тепла в электроэнергию также удешевят электроэнергию, получаемую на АЭС.

#### § 14.3. ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕАКТОРЫ

**Исследовательские реакторы.** Первые исследовательские реакторы были приспособлены для изучения многочисленных проблем атомной энергетики. На них проводили эксперименты по физике нейтронов, исследовали влияние длительного облучения быстрыми нейтронами и  $\gamma$ -квантами на свойства материалов. В петлевых каналах испытывали твэлы проектируемых атомных энергетических установок.

Совмещение физических и технологических экспериментов на одном реакторе создавало ряд неудобств. Радиоактивные загрязнения, которые появлялись во время замены неисправного петле-

вого канала, затрудняли физические измерения. Выключение реакторов во время замены петлевых каналов приостанавливало проведение физических экспериментов. Кроме того, и объем исследовательских работ по многим направлениям значительно вырос. Учитывая возникшие затруднения в научных исследованиях, стали строить специализированные исследовательские реакторы. В каждом таком реакторе решают задачи из определенной области исследований.

В Советском Союзе построено более десяти исследовательских реакторов. Часть из них используют как источники нейтронов и  $\gamma$ -квантов для физических и материаловедческих экспериментов. К ним относятся несколько водо-водяных реакторов, действующих в Москве, Ленинграде, Киеве и других городах страны. В водо-водяных реакторах небольшие загрузки ядерного топлива. Они просты по своей конструкции. В конструкциях ВВР предусмотрены экспериментальные каналы, по которым выводят пучки нейтронов в лабораторные помещения. В другие каналы помещают облучаемые образцы материалов. В тепловых колоннах получают пучки тепловых нейтронов.

Вода интенсивно поглощает тепловые нейтроны, поэтому во всех ВВР применяют ядерное топливо на основе обогащенного урана. В реакторах создается запас реактивности, который расходуется на отравление, шлакование, выгорание и поглощение нейтронов в экспериментальных каналах.

В других исследовательских реакторах проводят испытания твэлов и облучение образцов материалов. В реакторах есть петлевые каналы, в которых испытываются твэлы проектируемых реакторов.

Для получения большой плотности потока нейтронов [около  $10^{19}$  нейтр./ $(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ ] мощность исследовательских реакторов повышается до 50—100 МВт.

В этом параграфе даны краткие описания одного реактора для физических (ВВР-М) и одного реактора для технологических исследований (МР). В табл. 14.3 приведены основные характеристики этих реакторов.

Таблица 14.3

Основные характеристики исследовательских реакторов

Реактор	Загрузка $^{235}\text{U}$ , кг	Объем активной зоны, л	Высота активной зоны, см	Обогащение урана, %	Максимальная мощность, МВт	Средняя удельная мощность, $\frac{\text{кВт}}{\text{кг } ^{235}\text{U}}$	Максимальная плотность потока тепловых нейтронов, $10^{16} \frac{\text{нейтр.}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}}$
ВВР-М	4,0	12,5	50	20	10	2500	3
МР	7,0	600	100	90	20	2800	8

Реактор ВВР-М. Активная зона реактора набрана из каналов. В каждый канал входят три коаксиальных трубчатых твэла. Внешний твэл канала изготовлен в виде шестигранной, а два внут-

ренных твэла — в виде круглых трубок. Все три трубки выполнены из металлокерамики  $UO_2+Al$  толщиной 0,9 мм, окруженной алюминиевой защитной оболочкой толщиной 0,7 мм. В шестигранную активную зону (рис. 14.1) объемом 12,5 л загружают 4 кг  $^{235}U$ . Три ТК составлены в секции, которые устанавливают на нижней решетке активной зоны. Свободные места от секций в активной зоне заполняют бериллиевыми вытеснителями, имеющими форму и размеры секций.

В боковом отражателе из бериллия наблюдается большой всплеск тепловых нейтронов. Как раз в этих местах расположены горизонтальные и вертикальные экспериментальные каналы. В отражателе есть 9 горизонтальных каналов для вывода пучков ней-

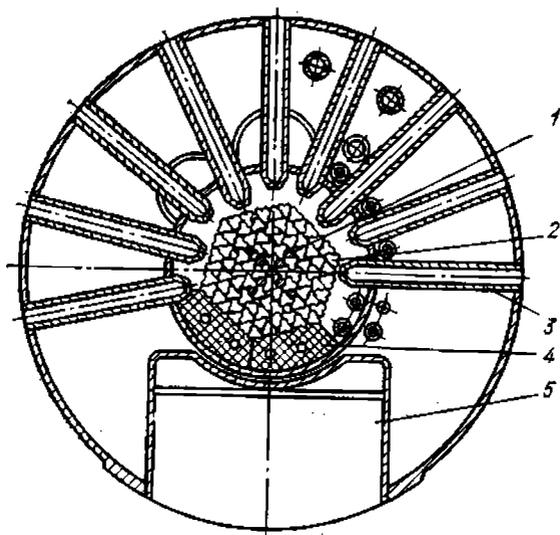


Рис. 14.1. Горизонтальный разрез реактора ВВР-М:  
 1 — поглощающий стержень; 2 — тепловыделяющая секция;  
 3 — горизонтальный канал; 4 — отражатель; 5 — тепловая  
 лонна

тронов, 11 вертикальных каналов для облучения образцов материалов и получения радиоактивных веществ. Два вертикальных канала используют под экспериментальные петли, в которых изучают взаимодействие различных материалов с теплоносителями в условиях облучения.

Система теплоотвода состоит из двух контуров. Температура воды на входе в активную зону колеблется от 24 до 36°C, а на выходе из активной зоны — от 32 до 45°C. Часть воды циркулирует в отражателе и поддерживает температуру бериллия не выше 60°C. В четырех теплообменниках тепло из первого контура передается технической воде второго контура.

Для компенсации запаса реактивности в активную зону погружены пять компенсирующих стержней из карбида бора. Автома-

тическое регулирование мощности осуществляется одним стержнем из борной стали.

Реактор МР. Исследовательские реакторы для испытаний твэлов наряду с хорошими физическими характеристиками (небольшая загрузка  $^{235}\text{U}$ , высокие плотности потока нейтронов и т. п.) должны иметь простое устройство. Всем этим требованиям отвечает реактор МР. Он помещен на дне бассейна (рис. 14.2) под слоем воды. Это обеспечивает хорошее внешнее наблюдение во время перегрузок активной зоны и петлевых каналов. Толстый слой воды предохраняет также обслуживающий персонал от облучения.

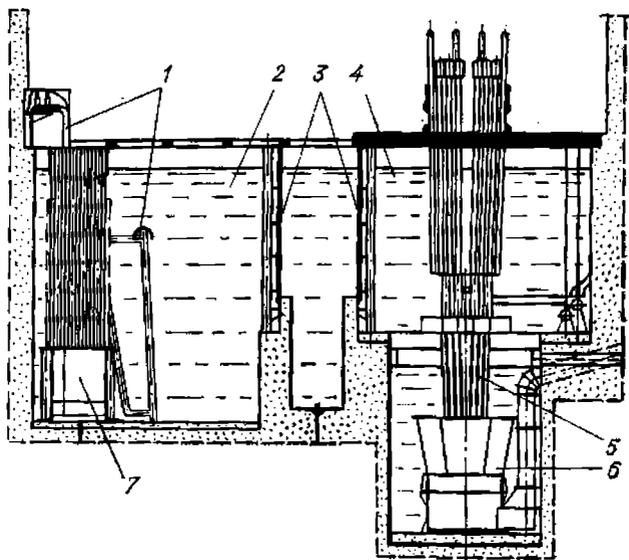


Рис. 14.2. Вертикальный разрез бассейна реактора МР и бассейна-хранилища:

1 — петлевой канал, выгруженный из реактора; 2 — бассейн-хранилище; 3 — ворота шлюза; 4 — бассейн реактора; 5 — ТК; 6 — реактор МР; 7 — камера  $\gamma$ -излучателя

Активная зона набрана из ТК, в состав которого входит ТВС (пять коаксиальных трубчатых твэлов). Воду под давлением 10 атм и при температуре  $40^{\circ}\text{C}$  нагнетают в ТК сверху реактора. Пройдя вниз по зазору между кожухом ТК и внешним твэлом сборки, вода затем возвращается по сборке к верхнему выходу, нагреваясь до  $110^{\circ}\text{C}$ .

Пространство между ТК заполнено бериллиевыми вытеснителями. По оси бериллиевых вытеснителей сделаны сквозные отверстия, которые закрывают пробками. В отверстия помещают или поглощающие стержни, или образцы материалов для облучения. Тепло, выделяемое в замедлителе и отражателе, отводится водой

бассейна, протекающей по зазорам между замедляющими блоками.

ТК установлены в активной зоне с переменным шагом по высоте, изменяющимся от 20 до 140 мм при переходе от нижнего сечения активной зоны к верхнему. Применение бериллиевых вытеснителей в сочетании с переменным шагом по высоте раздвигает вверх головки ТК на достаточно большие расстояния.

В центральной части активной зоны расположен внутренний сферический водяной отражатель диаметром 100 мм. Его иначе называют «ловушкой» нейтронов. Во внутреннем отражателе замедляющая способность примерно в четыре раза больше, чем в замедлителе, состоящем из воды и бериллия. Поэтому в нем возникает всплеск тепловых нейтронов. Максимальная плотность потока тепловых нейтронов в ядерном топливе при максимальной мощности 20 МВт равна  $2,4 \cdot 10^{18}$  нейтр./ $(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ , а в центральной ловушке —  $8 \cdot 10^{18}$  нейтр./ $(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ .

Активная зона окружена двумя слоями отражателя. Во внутреннем слое установлены бериллиевые блоки. Второй слой составлен из блоков графита, зачехленных в алюминиевые оболочки.

Бассейн реактора через шлюз соединяется с бассейном-хранилищем. Поверхность бассейнов облицована нержавеющей сталью. Использование двух бассейнов практически устраняет утечку радиоактивных веществ во время перегрузки каналов. Технологические и петлевые каналы, удаленные из активной зоны, переносятся под толстым слоем воды через шлюз в бассейн-хранилище.

В 13 петлевых каналах МР испытывают новые конструкции твэлов для проектируемых энергетических реакторов, изучают изменение свойств теплоносителей в поле излучения и т. д. Петлевые каналы отличны по конструкции от технологических каналов. Теплоотвод от петлевых каналов осуществляют прямым током теплоносителя, который подводят к петлевому каналу по трубке снизу и отводят сверху. Вид сбоку на петлевой канал и подводную трубку похож на букву U, поэтому их называют U-образными каналами. На рис. 14.3 в бассейне-хранилище показан удаленный из реактора петлевой канал.

В реакторе МР исследуют возможность использования органических теплоносителей в ядерной энергетике, способы их очистки от продуктов распада. Для получения высоких к. п. д. АЭС и выгораний ядерного топлива необходимы твэлы, работающие длительное время в очень напряженных температурных условиях. В МР действуют два петлевых канала с гелиевым теплоносителем. Гелий под давлением 100 атм прокачивают с большой скоростью через петлевые каналы и нагревают до  $850^\circ\text{C}$ . В других петлях изучают теплоотвод паро-водяной смесью, которая образуется при объемном кипении воды.

**Экспериментальные реакторы.** В петлевых и стендовых экспериментах невозможно получить полную информацию о работе всей конструкции энергетического реактора. Для исследования параметров, надежности работы конструкции и особенностей режимов

энергетических реакторов строят экспериментальные технологические реакторы. К таким реакторам относятся реакторы на быстрых нейтронах БР-5, БР-10 и БОР-60. После буквенного обозначения советского экспериментального реактора на быстрых нейтронах указывается его тепловая мощность в мегаваттах.

Активная зона реактора БР-5 состоит из 80 шестигранных кассет. Чехол кассеты выполнен из нержавеющей стали. Внутри чехла установлена ТВС из 19 стержневых твэлов. Ядерное топливо (двуокись плутония) в виде таблеток помещено в трубки из нержавеющей стали. Двуокись плутония характеризуется хорошей совместимостью с конструкционными материалами и радиационной стойкостью, поэтому в ней допустимы высокие выгорания плутония. Цилиндрическая активная зона объемом 17,5 л заключена в трубу из нержавеющей стали. Через трубу прокачивают жидкий натрий, который подогревается в активной зоне от 375 до 500°C.

Отражатель реактора выполнен из никеля, обладающего высоким сечением рассеяния нейтронов. Внутренняя часть никелевого отражателя состоит из двух подвижных слоев, служащих рабочими органами СУЗ. Тепло, выделяющееся в отражателе, отводится продуваемым воздухом.

За время работы БР-5 на проектных параметрах были получены ценные экспериментальные результаты. Выгорание двуокиси плутония доведено до 7%. Большинство твэлов выдержало длительное испытание при температуре теплоносителя 500°C и оболочке 600°C. Небольшая часть твэлов при выгорании более 2,5% разгерметизировалась, и началось вымывание продуктов деления в первый контур. Разгерметизация твэлов и последующее попадание продуктов деления в натрий не нарушили нормальной работы реактора. Твердые продукты деления хорошо улавливались холодными ловушками, которые очищали натрий от его окислов.

КВ реактора-размножителя зависит от состава ядерного топлива. Особенно высокий КВ ожидают при использовании карбидного топлива в виде смеси  $UC + PuC$ . Пригодность карбидного топлива для реакторов-размножителей проверялась в реакторе БР-5. Он эксплуатировался на монокарбидных твэлах с 1965 по 1971 г. Монокарбидные твэлы сохранили работоспособность до выгорания 5,5—5,9%.

В течение длительной эксплуатации реактора БР-5 были подтверждены и уточнены некоторые решения в проектах АЭС с реактором БН-350, получен опыт работы с натриевым теплоносителем в реакторных условиях, испытаны отдельные узлы и элементы реактора и т. д.

Для ускорения испытаний твэлов с выгоранием топлива до 10% и других узлов конструкции мощность реактора БР-5 увеличена до 10 МВт. В реакторе БР-10, загруженном твэлами из двуокиси плутония, удельная мощность составляет 780 кВт/л при средней температуре натрия на выходе из реактора 500°C.

В экспериментальном (опытном) реакторе на быстрых нейтронах БОР-60 проверяют элементы конструкции и твэлы энергетиче-

ских реакторов на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем. Удельная мощность в активной зоне БОР-60 достигает 1100 кВт/л, а температура натрия на выходе из реактора 580°C. Конструкция БОР-60 позволяет проводить исследования ядерного топлива с выгоранием более 10%.

#### § 14.4. ГРАФИТО-ВОДНЫЕ КАНАЛЬНЫЕ РЕАКТОРЫ

**Реактор Первой АЭС.** Источником энергии на Первой АЭС служит графито-водный реактор мощностью 30 МВт. Реактор установлен на бетонном основании (рис. 14.3). Стальной герметичный корпус заполнен шестигранными графитовыми блоками, между которыми имеются небольшие зазоры для компенсации

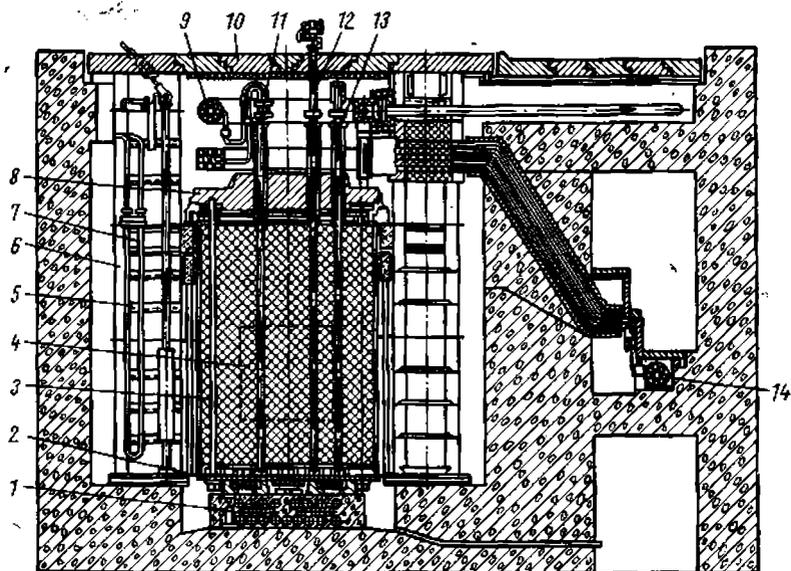


Рис. 14.3. Вертикальный разрез реактора Первой АЭС:

1 — трубы охлаждения основания реактора; 2 — стальная плита; 3 — труба охлаждения отражателя; 4 — реактор; 5 — канал для ионизационной камеры; 6 — водная защита; 7 — змеевик охлаждения водной защиты; 8 — чугунная плита; 9 — сборный коллектор; 10 — верхняя чугунная защита; 11 — ТК; 12 — стержень АЗ; 13 — стержень АР; 14 — напорный коллектор

температурного расширения графита. Графитовая кладка находится в атмосфере азота под небольшим давлением. Он предохраняет графит от загорания.

Центральная часть графитовой кладки пронизана 151 вертикальным отверстием диаметром 65 мм каждое. В отверстиях устанавливают ТК. Для размещения КС и стержней АЗ отведено 23 отверстия.

Цилиндрическая активная зона диаметром 150 см и высотой

170 см окружена боковым и торцевыми отражателями толщиной соответственно 75 и 70 см, набранными из графитовых блоков. Над верхним торцевым отражателем расположена защита от нейтронов из графита толщиной 140 см.

Сверху корпуса установлена чугунная плита. Ее толщина над активной зоной равна 150 см, а над отражателем — 20 см. Чугунная плита поглощает  $\gamma$ -кванты, вылетающие из активной зоны. Над чугунной плитой находится кольцевой сборный коллектор теплоносителя. Напорный коллектор расположен в отдельном помещении и окружен легкой чугунной защитой.

Реактор опущен в шахту из обычного бетона, которая закрыта чугунным перекрытием. В боковую радиационную защиту входят кольцевой резервуар со слоем воды толщиной 1 м и слой бетона толщиной 3 м. Резервуар с водой примыкает непосредственно к отражателю. Тепло, выделяющееся в защите, отводится дополнительной системой теплоотвода.

ТК (см. рис. 11.5) набран из графитовых дистанционирующих втулок, внутри которых размещены подводящая труба и четыре трубчатых твэла. Общая длина ТК составляет 677,5 см, в том числе активная часть 170 см.

Трубчатый твэл выполнен из крупки сплава урана, обогащенного до 5—7%, с молибденом (9%), залитой магнием. Снаружи ядерное топливо покрыто слоем нержавеющей стали толщиной 0,2 мм. Внешнее покрытие задерживает осколки деления внутри твэлов. Внутренняя трубка размером  $9 \times 0,4$  мм выдерживает давление 100 атм в системе первого контура. Каждая из четырех трубок имеет спиральное устройство для компенсации температурных расширений. В верхней головке все четыре трубки присоединены к общей выходной камере, которая связана с выходным коллектором.

Вода, нагнетаемая из напорного коллектора в центральную трубку канала, опускается вниз к распределительной камере и охлаждает графит. Затем, поднимаясь вверх, она охлаждает твэл и нагревается под давлением 100 атм от 190 до 280—290°C.

При разрыве трубки вода попадает в горячий графит и превращается в пар. Давление в зазоре между твэлом и графитом увеличивается. По этому изменению давления и контролируют целостность твэлов. ТК с поврежденным твэлом отключают от напорного коллектора и удаляют из активной зоны.

Применение трубчатых твэлов позволяет избежать загрязнения первого контура продуктами деления, так как они попадают из поврежденного твэла в графитовую кладку. Это одно из ценных свойств такого типа твэлов.

В СУЗ входят 19 стержней ручного регулирования (стержни РР), четыре спаренных стержня АР и два стержня АЗ. Стержни АЗ расположены на расстоянии 40 см от оси реактора, а стержни РР образуют в активной зоне два кольца радиусами 26 и 60 см. Спаренные стержни АР находятся в отражателе, причем одна пара — рабочая, другая — запасная.

Стержни РР перемещаются по высоте при помощи тросиков и сервомоторов оператором с пульта управления. Скорость удаления ограничивается специальными устройствами.

В реакторе смонтировано несколько петлевых каналов для изучения теплоотвода перегретым паром, теплоотвода с естественной циркуляцией воды и пр. В нескольких экспериментальных каналах ведутся материаловедческие исследования и получают радиоактивные вещества. По другим каналам и тепловой колонне пучки нейтронов выводят за радиационную защиту в лабораторные помещения.

Реактор Первой АЭС был первым в мире пробным энергетическим реактором. Поэтому его используют как экспериментальный энергетический реактор. На нем проводятся исследования по применению графито-водных канальных реакторов в атомной энергетике. К ним относятся: исследования глубокого выгорания ядерного топлива, выбор режимов работы АЭС, вопросы радиационной безопасности, петлевые испытания твэлов и т. д. В связи с таким многоцелевым использованием реактор работает на различных уровнях мощности. Поэтому его кампанию принято исчислять не в календарных сутках, а в эффективных. За эффективные сутки принимают время работы реактора, за которое выгорает в твэлах столько же  $^{235}\text{U}$ , сколько за сутки работы реактора на проектной тепловой мощности. Первая кампания реактора составила 75 эффективных суток.

**Реакторы Белоярской АЭС им. И. В. Курчатова.** Данные, полученные за время эксплуатации Первой АЭС, были учтены при проектировании реакторов Белоярской АЭС (БАЭС). Эта станция имеет блочное строение. В каждый автономно управляемый блок входят канальный реактор и паросиловая установка (парогенератор, турбогенератор и т. п.). Блочность строения АЭС создает значительные эксплуатационные удобства и повышает надежность ее работы. Реактор I блока БАЭС аналогичен по конструкции реактору Первой АЭС. В ТК входит шесть трубчатых твэлов, сердечники изготовлены из урана с обогащением 1,8%.

Реактор приспособлен для получения перегретого пара непосредственно в активной зоне. По объему реактора размещено 998 ТК: 730 испарительных и 268 перегревателей каналов. Из испарительных каналов выходит пароводяная смесь под давлением 130 атм с массовым содержанием пара 20—30%. Тепло, отводимое от испарительных каналов, расходуется в парогенераторе на получение пара под давлением 100 атм. Затем пар направляют в 268 перегревательных каналов, где его температура повышается до 520°C. Перегретый пар под давлением 90 атм поступает в турбогенератор. К. п. д. I блока равен 35—37%, а его электрическая мощность 100 МВт.

Эксплуатация I блока БАЭС началась в мае 1964 г. Кампания реактора равна двум годам.

Реактор II блока БАЭС, введенный в строй в октябре 1967 г., отличается по своим характеристикам от реактора I блока. При

тех же самых габаритах активной зоны его электрическая мощность повышена до 200 МВт. Это достигнуто небольшим изменением конструкции ТК и схемы теплоотвода.

В ТК увеличена площадь теплосъема за счет увеличения внутренних диаметров твэлов. В усовершенствованных перегревательных каналах водяной пар сначала подводится к первым трем твэлам. В них он, двигаясь вниз, получает начальный перегрев. Затем водяной пар поднимается по второй тройке твэлов, нагревается до 520°C и под давлением 75 атм направляется в турбогенератор. Из перегревательных каналов удалены центральные трубки подвода теплоносителя, что улучшает физические характеристики реактора. Вместо центральных трубок смонтированы стержни АР, которые несколько выравнивают тепловыделение в активной зоне. Сердечники твэлов изготовлены из урана или из металлокерамики (обогащение урана — 3%). Металлокерамика входит в состав самых напряженных подъемных твэлов перегревательных каналов.

Во II блоке применена одноконтурная схема теплоотвода. Кипящая вода из испарительных каналов прокачивается через сепаратор. В нем пар отделяется от воды и направляется в перегревательные каналы.

Реакторы I и II блоков работают в режиме частичных перегрузок. Они проводятся с интервалом 115 сут (I блок) и 85 сут (II блок) с перегрузкой 32—35 ТК. Среднее выгорание в выгружаемых ТК равно 13,7 МВт·сут/кг (испарительные каналы) и 23 МВт·сут/кг (перегревательные каналы).

На БАЭС проводятся исследования по глубокому выгоранию и работоспособности перегревательных каналов на повышенных параметрах пара. Часть испарительных и перегревательных каналов выдерживается в активной зоне до выгораний 20 и 38 МВт·сут/кг соответственно. Перегревательные каналы показали высокую надежность в эксплуатации, и на части из них проверяется работоспособность перегревательных каналов при температуре пара на выходе 560°C.

**Реактор большой мощности канальный (РБМК).** В проекте АЭС с РБМК поставлена проблема улучшения топливного цикла. Решение такой проблемы связано с разработкой конструкционных материалов, слабо поглощающих нейтроны и мало отличающихся по своим механическим свойствам от нержавеющей стали. Снижение поглощения нейтронов в конструкционных материалах дает возможность использовать более дешевое ядерное топливо с обогащением урана 1,8%.

В РБМК-1000 и РБМК-1500 (табл. 14.4) по графитовому замедлителю размещены ТК. В каждом ТК установлена кассета с нижней и верхней ТВС. В ТВС входит 18 стержневых твэлов. Оболочка твэла заполнена таблетками из двуокиси урана. Центральная часть трубки давления, расположенная в активной зоне, изготовлена из сплава циркония ( $Zr+2,5\% Nb$ ), обладающего высокими механическими и коррозионными свойствами, верхние и

нижние части трубы давления — из нержавеющей стали. Циркониевая и стальные части трубы давления соединены сварными переходниками.

Таблица 14.4

Характеристики РБМК и блока АЭС

Характеристика	РБМК-1000	РБМК-1500	РБМКП-2000
Тепловая мощность реактора, МВт	3200	4800	5400
Электрическая мощность блока, МВт	1000	1500	2000
К. п. д. блока, %	31,3	31,3	37,0
Давление пара перед турбиной, атм	65	65	65
Температура пара перед турбиной, °С	280	280	450
Размеры активной зоны, м:			
высота	7	7	6
диаметр (ширина×длина)	11,8	11,8	7,75×24
Загрузка урана, т	192	189	226
Обогащение, %	1,8	1,8	1,8*
Число каналов:			
испарительных	1693	1661	1744
перегревательных	—	—	872
Среднее выгорание, МВт·сут/кг:			
в испарительном канале	18,1	18,1	20,2
в перегревательном канале	—	—	18,9
Размеры оболочки твэла (диаметр×толщина), мм:			
испарительный канал	13,5×0,9	13,5×0,9	13,5×0,9
перегревательный канал	—	—	10×0,3
Материал оболочек твэлов:			
испарительный канал	Zr+2,5% Nb	Zr+2,5% Nb	Zr+2,5% Nb
перегревательный канал	—	—	Нержавеющая сталь

\* Обогащение урана в перегревательных каналах — 2,2%.

Преобразование энергии в блоке АЭС с РБМК происходит по одноконтурной схеме. Кипящая вода из реактора пропускается через сепараторы. Затем насыщенный пар (температура 280°С) под давлением 65 атм поступает на два турбогенератора электрической мощностью по 500 МВт. Отработанный пар конденсируется, после чего циркуляционные насосы подают воду на вход в реактор.

РБМК-1000 — типовой кипящий графито-водный каналный реактор. Он спроектирован для четырехблочных АЭС: Ленинградской им. В. И. Ленина, Курской, Чернобыльской, Смоленской и др. Два блока с РБМК-1000 были пущены на Ленинградской АЭС им. В. И. Ленина в 1973 и в 1975 гг.

В блоке АЭС с РБМК-1500 мощность повышена за счет увеличения мощности ТК. В верхнюю ТВС установлены специальные

решетки, которые производят осевую закрутку потока теплоносителя. Это улучшает теплообмен и мощность канала в 1,5 раза. РБМК-1500 будут установлены на Игналинской АЭС (Литва).

Кроме РБМК-1000 и РБМК-1500 разработаны РБМКП-2000 с перегревом пара до 450°C. Активная зона РБМКП-2000 имеет форму прямоугольного параллелепипеда. Испарительные и перегревательные каналы в РБМКП-2000 по конструкции мало отличаются от каналов РБМК-1000. Однако оболочки твэлов в перегревательных каналах изготовлены не из сплава циркония, а из нержавеющей стали; обогащение урана повышено до 2,2%.

Кипящая вода из испарительных каналов поступает в сепараторы. Насыщенный пар из сепараторов направляется в перегревательные каналы, нагревается там до 450°C и под давлением 65 атм подается к двум турбогенераторам мощностью по 1000 МВт.

#### § 14.5. КОРПУСНЫЕ ВВЭР

В развитии современной атомной энергетики большое место занимают АЭС с ВВЭР. Вода — хороший замедлитель и теплоноситель. Это позволяет проектировать компактные ВВЭР с высокой удельной мощностью. В Советском Союзе спроектированы корпусные ВВЭР-210, ВВЭР-365, ВВЭР-440, ВВЭР-1000 и т. д.

Таблица 14.5

Характеристики ВВЭР и блоков Нововоронежской АЭС

Характеристика	ВВЭР-210 I блок	ВВЭР-365 II блок	ВВЭР-440 III и IV блоки	ВВЭР-1000 V блок
Тепловая мощность реактора, МВт	760	1320	1375	3000
К. п. д. блока, %	27,6	27,6	32,0	33,0
Давление пара перед турбиной, атм	29,0	29,0	44,0	60,0
Давление в первом контуре, атм	100	105	125	160,0
Температура воды, °С:				
на входе в реактор	250	250	269	289
на выходе из реактора	269	275	300	324
Диаметр активной зоны, м	2,88	2,88	2,88	3,12
Высота активной зоны, м	2,50	2,50	2,50	3,50
Диаметр твэла, мм	10,2	9,1	9,1	9,1
Число твэлов в кассете	90	126	126	317
Загрузка урана, т	38	40	42	66
Среднее обогащение урана, %	2,0	3,0	3,5	3,3—4,4
Среднее выгорание топлива, МВт·сут/кг	13,0	27,0	33,3	40

Первые два реактора длительное время работают на I и II блоках Нововоронежской АЭС им. 50-летия СССР (НВАЭС) (табл. 14.5). Многолетняя эксплуатация ВВЭР-210 и ВВЭР-365 дала ценные результаты, которые учтены в проекте серийного ВВЭР-440. На ВВЭР-210 и ВВЭР-365 проверены возможности повышения тепловой мощности реактора при неизменном объеме

активной зоны, возможности регулирования реактора поглощающими добавками к теплоносителю и др.

ВВЭР-440 (рис. 14.4) действуют на III и IV блоках НВАЭС, на Кольской АЭС, на АЭС в ГДР и Болгарии. Они будут установлены на нескольких АЭС, строящихся в СССР, социалистических странах и Финляндии.

Активная зона ВВЭР-440 набрана из 349 шестигранных кассет, часть которых используется как рабочие органы СУЗ. Внутри кожуха кассеты смонтировано по треугольной решетке 126 стержневых твэлов диаметром 9,1 мм. Сердечник твэла (спеченная двуокись урана с обогащением 3,5%) диаметром 7,5 мм заключен в оболочку толщиной 0,6 мм. Материал кожуха кассеты и оболочки твэла — цирконий, легированный ниобием (1%).

ВВЭР-440 работает в режиме трех частичных перегрузок кассет за кампанию, равную примерно 870 сут. Через каждые 280—290 сут в ВВЭР-440 заменяется третья часть кассет. Сначала кассеты удаляют из центральной области активной зоны, а на их место переставляют кассеты с периферии активной зоны. Освобожденные места на периферии активной зоны заполняют свежими кассетами. Перегрузка кассет производится под защитным слоем воды толщиной 5 м, ослаб-

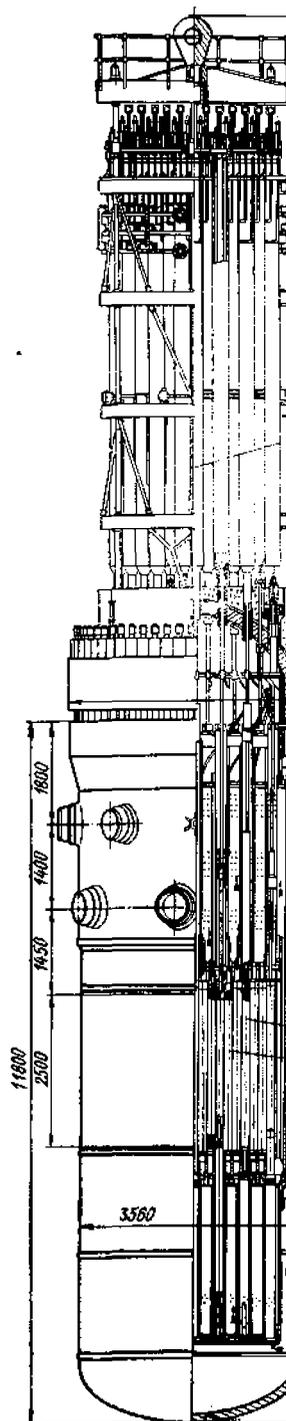


Рис. 14.4. Общий вид реактора ВВЭР-440:

1 — верхний блок с приводами СУЗ;  
2 — шахта; 3 — выемная корзина; 4 — АРК; 5 — активная зона; 6 — корпус реактора

ляющим дозу излучений в реакторном зале ниже предельно допустимой.

Мощностный коэффициент реактивности ВВЭР — отрицательная величина. На Нововоронежской АЭС им. 50-летия СССР он используется для увеличения интервала между перегрузками кассет во время максимального потребления электроэнергии осенью и зимой. Перед частичной перегрузкой реактор переводят на некоторое время в режим саморегулирования. Мощность реактора медленно понижается, вследствие чего освобождается реактивность. Она и расходуется на компенсацию дополнительного выгорания топлива.

Активная зона ВВЭР-440 размещена в толстостенном корпусе из стали. Он имеет наружный диаметр 3,8 м, высоту 11,2 м и рассчитан на работу под давлением 125 атм. В корпусе имеется два ряда патрубков для входа и выхода теплоносителя. Сверху корпус закрывается крышкой.

На внутреннюю стенку корпуса падают нейтронное и  $\gamma$ -излучения. От дозы излучения зависят изменение свойств материала корпуса и термические напряжения в корпусе. Поэтому дозу излучения в корпусе снижают водным и стальным экранами, расположенными между активной зоной и корпусом. Толщина водного экрана равна 20 см, стального — 9 см.

СУЗ ВВЭР-440 имеет две независимые системы: систему АРК и систему борного регулирования (см. § 13.4). Первая система из 37 АРК обеспечивает управление реактором в нестационарных режимах и выключение реактора. Нижним ярусом АРК служит кассета с твэлами. Верхний ярус АРК заполнен элементами из бористого сплава. АРК укреплены на штоках, выходящих наверх через крышку корпуса. Они перемещаются в вертикальном направлении электродвигателями и в аварийных случаях сбрасываются в нижнюю часть корпуса. После сбрасывания место топливного яруса АРК в активной зоне занимает поглотитель из бористого сплава.

Медленные изменения реактивности (выгорание ядерного топлива, отравление, шлакование и др.) компенсирует система борного регулирования. Применение системы борного регулирования упростило СУЗ реактора, и количество АРК уменьшилось с 73 (ВВЭР-365) до 37 (ВВЭР-440).

Схема блока состоит из двух контуров. В первом контуре циркулирует вода под давлением 125 атм. Вода с температурой 269°C поступает в кольцевую щель между стенкой корпуса и активной зоной и опускается вниз. Затем она движется вверх и, охлаждая твэлы, нагревается до 300°C. В парогенераторах отведенное от реакторов тепло расходуется на получение насыщенного пара (давление 44 атм, температура 275°C), вращающего турбогенераторы.

Активная зона ВВЭР-1000 набирается из 151 кассеты, в каждой из которых по 317 твэлов. Равномерно по кассете расположены 12 направляющих трубок. В направляющих трубках 109 цен-

тральных кассет одним приводом перемещается пучок из 12 поглощающих стержней. В направляющих трубках 42 периферийных кассет помещены стержни выгорающего поглотителя. Сердечник ПС изготовлен из дисперсионного материала ( $\text{Eu}_2\text{O}_3$  в матрице из алюминиевого сплава), материал сердечника СВП — бор в циркониевой матрице. Сердечники ПС и СВП диаметром 7 мм заключены в оболочки из нержавеющей стали размером  $8,2 \times 0,6$  мм. Кроме систем ПС и СВП в ВВЭР-1000 применяют и систему борного регулирования.

Мощность блока с ВВЭР-1000 повышена по сравнению с мощностью блока с ВВЭР-440 благодаря изменению ряда характеристик. Увеличены объем активной зоны в 1,65 раза, удельная мощность активной зоны в 1,3 раза и к. п. д. блока.

Среднее выгорание топлива при трех частичных перегрузках за кампанию составляет 40 МВт-сут/кг.

ВВЭР-1000 и оборудование первого контура с радиоактивным теплоносителем размещены в защитной бетонной оболочке. Она обеспечивает безопасность блока при аварийном прорыве трубопровода первого контура.

#### § 14.6. РЕАКТОРЫ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ

В реакторах на тепловых нейтронах, на которых базируется современная ядерная энергетика, сжигается только небольшая доля урана. Применение реакторов на быстрых нейтронах на АЭС позволяет использовать в топливном цикле полностью добываемые уран и торий. Этим объясняются интенсивные поисковые исследования по освоению сложных реакторов на быстрых нейтронах во многих странах. Прежде чем приступить к широкому внедрению этих реакторов в атомную энергетiku, потребуются решить ряд научно-технических проблем, накопить опыт эксплуатации промышленных образцов АЭС.

Первая советская АЭС с реактором на быстрых нейтронах БН-350 (табл. 14.6) введена в эксплуатацию 16 июля 1973 г. на побережье Каспийского моря в г. Шевченко. Одна часть тепловой мощности реактора расходуется на выработку электроэнергии, другая — на опреснение морской воды.

Тепловая энергия реактора БН-350 преобразуется в электрическую на АЭС по трехконтурной схеме. Радиоактивный натрий первого контура, подогретый в реакторе от 300 до 500°C, охлаждается в теплообменниках натрием второго контура. В третьем контуре циркулирует водяной теплоноситель. Из парогенератора выходит водяной пар с параметрами: температура 440°C, давление 50 атм. Часть водяного пара отбирается и направляется в опреснительную установку, затем конденсируется, обезгаживается и снова нагнетается в парогенератор.

Реактор БН-350 помещен в корпус переменного диаметра из нержавеющей стали с толщиной стенки 30 мм (рис. 14.5). Диаметр корпуса изменяется от 2,4 до 6,0 м. Корпус сверху закрыт

крышкой, а с боков заключен в кожух, исключаящий утечку радиоактивного натрия при разгерметизации корпуса. Над крышкой смонтирован стальной колпак, локализирующий непредвиденные утечки радиоактивных веществ через крышку. Газовые полости над уровнем натрия заполнены аргоном под давлением 1,9 атм.

В нижней части корпуса смонтирован напорный коллектор. Из напорного коллектора натрий протекает снизу вверх через реактор и хранилище отработанных кассет, расположенное за боковым отражателем, в смесительную камеру. В теплообменники натрий подается из смесительной камеры по пяти трубопроводам.

Таблица 14.6

Характеристики реакторов БН-350 и БН-600

Характеристика	БН-350	БН-600
Тепловая мощность, МВт	1000	1430
Электрическая мощность АЭС, МВт	350 (или 150 МВт и $1,2 \cdot 10^5$ т/сут опрес- ненной воды)	600
Температура натрия, °С:		
на выходе из реактора	500	550
на входе в реактор	300	380
Параметры пара перед турбиной:		
температура, °С	440	500
давление, атм	50	130
Выгорание, %	5	10
Кампания, сут	250	450
Размеры активной зоны, см:		
диаметр	150	205
высота	106	76
Толщина отражателя, см	60	40
Ядерное топливо	UO <sub>2</sub>	UO <sub>2</sub>
Диаметр твэла, мм	6,1	6,9
Число твэлов в кассете	169	129

Теплообменники, насосы и другое оборудование первого контура, состоящего из пяти действующих и одной резервной петель, вынесены из корпуса. С каждой петлей корпус соединен входным и выходным трубопроводами. На них установлены задвижки, посредством которых можно отключить петлю от корпуса. Петлевая компоновка первого контура более удобна при обслуживании и замене оборудования.

Активная зона реактора собрана из шестигранных кассет с размером «под ключ» 96 мм. Чехол кассеты и оболочки твэлов выполнены из нержавеющей стали. Кассеты крепятся в гнездах решетки напорного коллектора, а сверху заканчиваются головкой для механизма перегрузки.

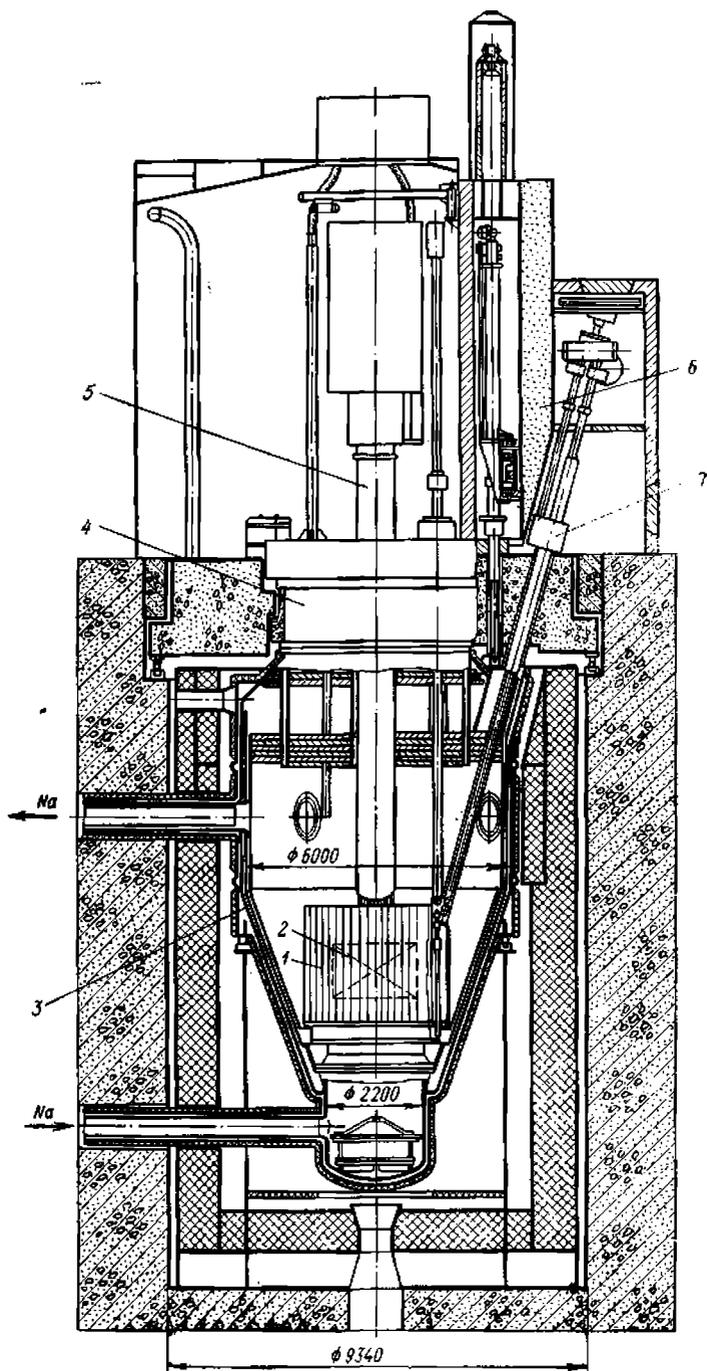


Рис. 14.5. Вертикальный разрез реактора БН-350:

1 — отражатель; 2 — активная зона; 3 — корпус; 4 — вращающиеся пробки; 5 — центральная колонна с приводами СУЗ; 6 — разгрузочный бокс; 7 — разгрузочный элеватор

Кассеты активной зоны и торцевых отражателей разбиты по высоте на три секции. В центральной секции размещено 169 стержневых твэлов диаметром 6,1 мм. Они укреплены снизу и сверху концевиками в решетках с шагом 7,0 мм. Между сердечником твэла и оболочкой (толщина 0,4 мм) залит контактный подслои из эвтектики Na—K. Материалом сердечников служит двуокись урана (обогащение 23%) с последующим переходом на смесь двуокиси  $^{238}\text{Pu}$  (19%) и  $^{238}\text{U}$ .

В нижнюю и верхнюю секции входит по 37 стержневых твэлов диаметром 12 мм и высотой 60 см. Кассеты бокового отражателя набраны из 37 стержневых твэлов диаметром 14,2 мм. Сердечники твэлов отражателей изготовлены из двуокиси обедненного урана.

Активная зона является внутренней зоной воспроизводства, а отражатель — внешней зоной воспроизводства. В них накапливается плутоний с КВ, близким к 1,5.

В систему перегрузки кассет (см. рис. 14.5) включаются малая и большая вращающиеся герметичные пробки, механизм перегрузки, два элеватора, разгрузочный бокс с механизмами передачи и два передаточных барабана. Механизм перегрузки установлен на малой пробке, эксцентрически расположенной в большой пробке.

Вращением пробок механизм перегрузки наводится на головку любой кассеты. Удаленная кассета переносится механизмом перегрузки, устанавливается в гнездо элеватора, транспортируется элеватором к механизму передачи. В свою очередь, механизм передачи перемещает кассету в передаточный барабан, который устанавливает ее в хранилище для расхолаживания перед выгрузкой из реактора. На обратном пути механизм передачи захватывает из второго передаточного барабана свежую кассету, затем элеватор и механизм перегрузки устанавливают ее в освободившееся гнездо.

Реактор управляется двумя стержнями АР из карбида бора, компенсаторами — сборками стержней из карбида бора. Для аварийной защиты используются три сборки стержней из карбида бора.

Радиационная защита реактора многослойна. Первый слой боковой защиты (нержавеющая сталь — натрий) снижает плотность потока быстрых нейтронов на корпусе примерно в 10 раз. Второй слой (сталь — окись железа) предохраняет бетон от высоких потоков нейтронов и  $\gamma$ -квантов. В верхнюю радиационную защиту входят слой натрия, стальная плита, пробки, чередующиеся слой железа и графита.

Вторым этапом создания мощных и экономически эффективных АЭС с реакторами на быстрых нейтронах будет работа реактора БН-600, который монтируется на III блоке БАЭС. В проекте реактора БН-600 решаются проблемы, улучшающие экономические показатели АЭС. К ним относятся (см. табл. 14.3): повышение давления и температуры водяного пара, увеличение мощности АЭС, выгорания ядерного топлива и кампании.

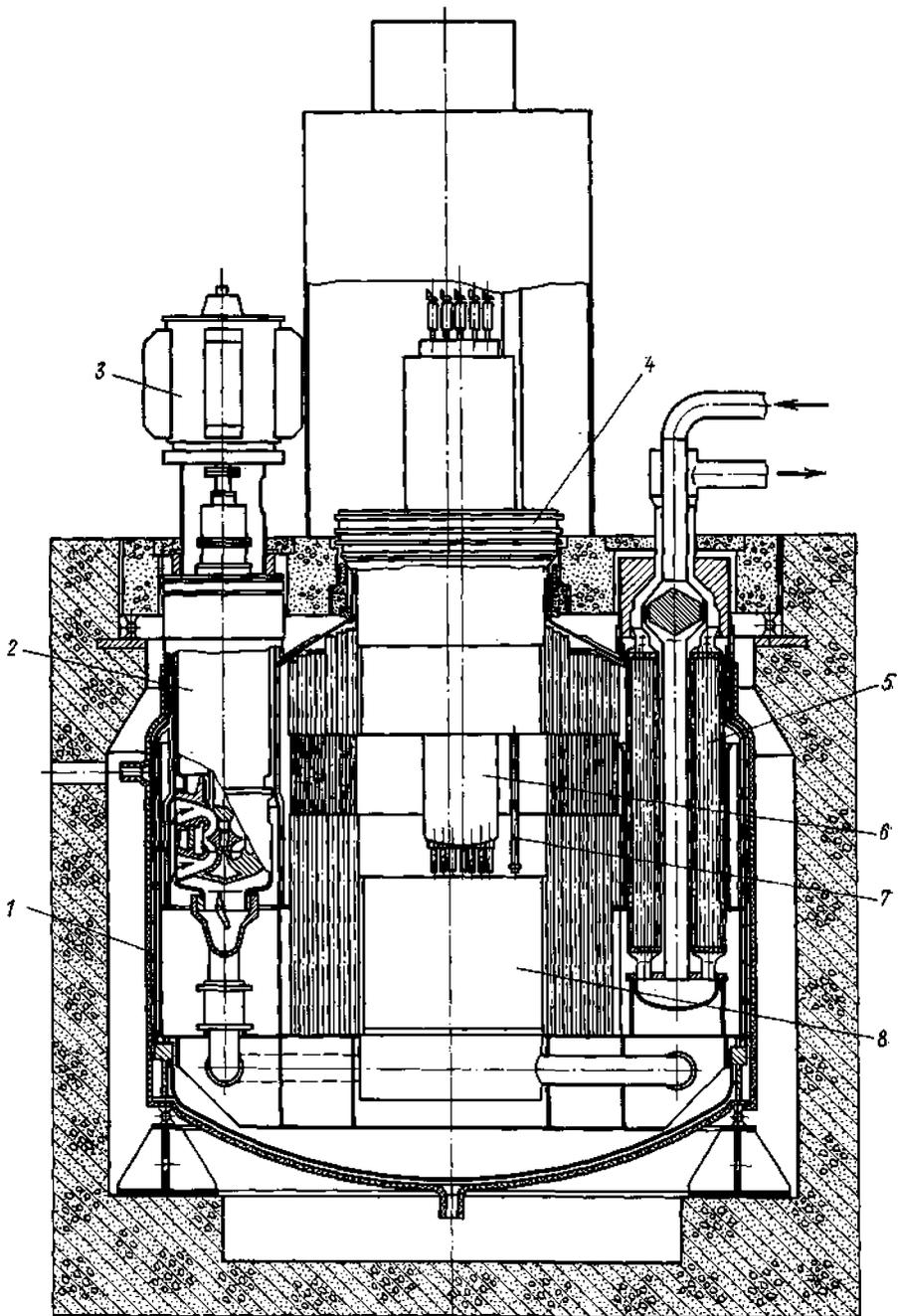


Рис. 14.6. Вертикальный разрез реактора БН-600:

1 — корпус бака; 2 — насос; 3 — электродвигатель; 4 — вращающиеся пробки; 5 — теплообменник; 6 — центральная колонна с приводами СУЗ; 7 — механизм перегрузки; 8 — реактор

Реактор БН-600 (рис. 14.6) вместе с теплообменниками, насосами и другим оборудованием первого контура размещен в баке, заполненном натрием. Из бака выведены трубопроводы второго контура. При баковой компоновке удается компактно расположить оборудование и упростить герметизацию первого контура. Опыт работы реакторов БН-350 и БН-600 даст обоснование для выбора компоновки первого контура более мощных реакторов на быстрых нейтронах.

В проекте реактора БН-600 использованы некоторые конструкторские решения по реактору БН-350: габариты кассет, механизм перегрузки и т. д. Отношение диаметра к высоте активной зоны  $D/H$  равно 2,7 (см. табл. 14.3). Такое уплощение активной зоны позволит увеличить расход натрия, снизить его подогрев в реакторе и максимальную температуру защитной оболочки.

## ПРИЛОЖЕНИЯ

### 1. Международная система единиц (СИ)

Физические величины выражают в определенных единицах. При решении задач в формулы следует подставлять физические величины в СИ. В этом случае и результат расчета получается в единицах той же системы (табл. П.1)

Таблица П.1

Некоторые единицы измерения физических величин в СИ

Физическая величина	Наименование единицы	Обозначение единицы
Длина	метр	м
Масса	килограмм	кг
Время	секунда	с
Температура	кельвин	К
Плотность	килограмм на кубический метр	кг/м <sup>3</sup>
Сила	ньютон	Н
Давление	паскаль	Па
Работа (энергия)	джоуль	Дж
Мощность	ватт	Вт
Количество электричества	кулон	Кл
Сила электрического тока	ампер	А
Напряженность электрического поля	вольт на метр	В/м
Электрическое напряжение	вольт	В
Магнитная индукция	тесла	Т
Активность	беккерель	Бк
Поглощенная доза	грей	Гр

Десятичные кратные и дробные единицы образуются при помощи приставок к системным единицам (в скобках указаны краткие обозначения приставок): гига (Г) —  $10^9$ ; мега (М) —  $10^6$ ; кило (к) —  $10^3$ ; санти (с) —  $10^{-2}$ ; милли (м) —  $10^{-3}$ ; микро (мк) —  $10^{-6}$ ; например, 1 мегаватт (МВт) =  $10^6$  Вт, 1 микроампер (мкА) =  $10^{-6}$  А.

Некоторые удобные на практике внесистемные единицы образуются не по десятичному принципу (табл. П.2).

## Некоторые внесистемные единицы физических величин

Физическая величина	Название единицы	Обозначение единицы (русское)	Связь с соответствующими единицами СИ
Время	сутки	сут	$1 \text{ сут} = 8,64 \cdot 10^4 \text{ с}$
	год	год	$1 \text{ год} \approx 3,15 \cdot 10^7 \text{ с}$
Объем	литр	л	$1 \text{ л} = 1,0 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$ ( $1 \text{ л} = 1,0 \text{ дм}^3 = 10^3 \text{ см}^3$ )
Энергия	ватт-час	Вт·ч	$1 \text{ Вт} \cdot \text{ч} = 3600 \text{ Дж}$
	электронвольт	эВ	$1 \text{ эВ} = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$
Мощность	килокалория в час	ккал/ч	$1 \text{ ккал/ч} = 1,163 \text{ Вт}$
Давление	миллиметр ртутного столба	мм рт. ст.	$1 \text{ мм рт. ст.} = 133,3 \text{ Па}$
	атмосфера нормальная	атм	$1 \text{ атм} = 1,01 \cdot 10^5 \text{ Па} = 1 \text{ бар}$

## 2. Физические константы

Скорость света в вакууме  $c = 2,998 \cdot 10^8 \text{ м/с}$

Число Авогадро  $N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ молекула/кмоль}$

Постоянная Больцмана  $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К} = 8,63 \cdot 10^{-5} \text{ эВ/К}$

Постоянная Планка  $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} = 4,13 \cdot 10^{-15} \text{ эВ} \cdot \text{с}$

$$\hbar = h/2\pi = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} = 6,56 \cdot 10^{-16} \text{ эВ} \cdot \text{с}$$

Заряд электрона  $e = -1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$

Масса покоя:

электрона:  $m_e = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$

$m_e = 5,49 \cdot 10^{-4} \text{ а. е. м.}$

протона:  $m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$

$m_p = 1,007276 \text{ а. е. м.}$

нейтрона:  $m_n = 1,6750 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$

$m_n = 1,008665 \text{ а. е. м.}$

Атомная единица массы  $1 \text{ а. е. м.} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$

Энергетический эквивалент, МэВ:

атомной единицы массы 931

массы электрона 0,511

массы протона 938,2

массы нейтрона 939,5

### 3. Физические и ядерные свойства некоторых элементов

Элемент	Химический символ	Порядковый номер $Z$	Атомная масса $A$	Плотность $\rho_0$ при $t = 20^\circ\text{C}$ , $10^3 \text{ кг/м}^3$	Плотность атомов $N$ , $10^{24} \text{ атом/м}^3$	Сечение рассеяния для тепловых нейтронов $\sigma_s, \text{ б}$	Сечение пог.
							$\sigma_a, \text{ б}$
Алюминий	Al	13	26,97	2,7	6,03	1,4	0,23
Бериллий	Be	4	9,013	1,85	12,35	5,7	0,01
Бор	B	5	10,82	2,54	14,1	4	755
Водород	H	1	1,008	$8 \cdot 10^{-8}$	0,005	38	0,33
Гелий	He	2	4,003	$1,6 \cdot 10^{-4}$	0,0025	—	—
Железо	Fe	26	55,85	7,85	8,47	11	2,53
Кадмий	Cd	48	112,41	8,65	4,63	6	2450
Калий	K	19	39,096	0,87	1,34	—	2,1
Кислород	O	8	16,00	$1,33 \cdot 10^{-3}$	0,005	4,2	—
Кобальт	Co	27	58,94	8,71	8,90	7,0	37
Магний	Mg	12	24,32	1,74	4,31	3,6	0,06
Молибден	Mo	42	95,95	10,20	6,40	7	2,7
Натрий	Na	11	22,99	0,97	2,54	4,0	0,50
Никель	Ni	28	58,69	8,9	9,13	17,5	4,8
Ниобий	Nb	41	92,91	8,4	5,45	5	1,15
Свинец	Pb	82	207,21	11,40	3,30	11	0,17
Торий	Th	90	232,05	11,5	2,98	—	7,56
Углерод	C	6	12,01	1,67	8,38	4,8	0,00
Уран	$^{238}\text{U}$	92	238,05	18,7	4,73	8,3	2,7
	$^{235}\text{U}$	92	235,04	18,7	4,80	8,3	$\sigma_a = 6$ $\sigma_f = 5$
Цирконий	Zr	40	91,22	6,44	4,25	8,0	0,18

#### 4. Физические свойства некоторых замедлителей

Свойство	Вода H <sub>2</sub> O	Тяжелая вода D <sub>2</sub> O	Бериллий Ве	Углерод (графит) С	Оксид бериллия BeO
Плотность при 20°C, 10 <sup>3</sup> кг/м <sup>3</sup>	1,00	1,10	1,85	1,67	2,80
Атомная (молекулярная) масса	18	20	9	12	25
Плотность атомов (молекул), 10 <sup>26</sup> атом (молекула)/м <sup>3</sup>	3,34	3,31	12,35	8,37	6,75
Замедляющая способность $\xi \Sigma_s$ , 10 <sup>2</sup> м <sup>-1</sup>	1,35	0,188	0,154	0,064	0,129
Средняя длина поглощения $\lambda_n$ при $F_n = 0,025$ эВ, 10 <sup>-2</sup> м	45,1	26 500	810	3740	1610
Средняя длина рассеяния $\lambda_s$ при $E_n = 0,025$ эВ, 10 <sup>-2</sup> м	0,68	2,88	1,35	2,54	1,50
Длина диффузии $L$ при $E_n = 0,025$ эВ, 10 <sup>-2</sup> м	2,72	159	21	58	30
Длина замедления $L_s$ , 10 <sup>-2</sup> м	5,2	11,2	9,3	17,7	12,0

#### 5. Периоды полураспада некоторых радиоактивных веществ

Вещество	$T_{1/2}$	Вещество	$T_{1/2}$
<sup>11</sup> <sub>6</sub> C	20,38 мин	<sup>210</sup> <sub>84</sub> Po	138,378 сут
<sup>40</sup> <sub>19</sub> K	1,28·10 <sup>9</sup> лет	<sup>226</sup> <sub>88</sub> Ra	1600 лет
<sup>60</sup> <sub>27</sub> Co	5,27 года	<sup>232</sup> <sub>90</sub> Th	1,405·10 <sup>10</sup> лет
<sup>108</sup> <sub>47</sub> Ag	2,41 мин	<sup>235</sup> <sub>92</sub> U	6,85·10 <sup>8</sup> лет
<sup>116</sup> <sub>49</sub> In	54,15 мин	<sup>238</sup> <sub>92</sub> U	4,468·10 <sup>9</sup> лет
<sup>198</sup> <sub>79</sub> Au	2,6946 сут	<sup>239</sup> <sub>94</sub> Pu	2,4060·10 <sup>4</sup> лет
<sup>210</sup> <sub>83</sub> Bi	5,012 сут		

#### 6. Таблица значений функций e<sup>-x</sup> и e<sup>x</sup>

x	e <sup>-x</sup>	e <sup>x</sup>	x	e <sup>-x</sup>	e <sup>x</sup>	x	e <sup>-x</sup>	e <sup>x</sup>
0,0	1,000	1,00	0,8	0,449	2,23	1,6	0,202	4,95
0,1	0,905	1,11	0,9	0,407	2,46	1,7	0,183	5,47
0,2	0,818	1,22	1,0	0,368	2,72	1,8	0,165	6,05
0,3	0,741	1,35	1,1	0,333	3,0	1,9	0,150	6,69
0,4	0,670	1,48	1,2	0,301	3,32	2,0	0,135	7,39
0,5	0,607	1,65	1,3	0,273	3,67	2,1	0,123	8,17
0,6	0,549	1,82	1,4	0,247	4,06	2,2	0,111	9,03
0,7	0,497	2,01	1,5	0,223	4,48	2,3	0,100	9,97

Продолжение таблицы

$x$	$e^{-x}$	$e^x$	$x$	$e^{-x}$	$e^x$	$x$	$e^{-x}$	$e^x$
2,4	0,091	11,0	3,2	0,041	24,5	4,0	0,018	54,6
2,5	0,082	12,2	3,3	0,037	27,1	5,0	0,00740	148
2,6	0,074	13,5	3,4	0,033	30,0	6,0	0,00248	403
2,7	0,067	14,9	3,5	0,030	33,1	7,0	0,000912	1 096
2,8	0,061	16,5	3,6	0,027	36,6	8,0	0,000315	2 980
2,9	0,055	18,2	3,7	0,025	40,5	9,0	0,000123	8 100
3,0	0,050	20,1	3,8	0,022	44,7	10,0	0,000045	22 000
3,1	0,045	22,2	3,9	0,020	49,4			

## АЛФАВИТНО-ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Авогадро число 6  
Активная зона 184  
Активность 57  
Альфа-распад 49  
Альфа-частица 34  
Ангстрем 7  
Аннигиляция 146  
Атом 5  
— возбужденный 19  
— метастабильный 32  
— меченый 65  
Атомная единица массы 5
- Барн 127  
Беккерель 57  
Бета-распад 49  
Бетатрон 117  
Бета-частица 49  
Биологический эквивалент рада 85  
Больцмана постоянная 10  
Бора постулаты 18
- Ван-де-Граафа электростатический генератор 113  
Вероятность 8  
— избежать резонансного захвата 180  
Вещество 5  
— делящееся 175  
— радиоактивное 50  
— тканеэквивалентное 85  
Внутренняя конверсия 63  
Возраст нейтрона 171  
Время высвечивания фосфора 103  
— разрешающее 96  
— удвоения 193  
— удвоения мощности реактора 223  
Вульфа — Брэгга уравнение 15  
Выгорание ядерного топлива 186  
Выгорающий поглотитель 235  
Выход нейтрона на одно деление 176  
— — на одно поглощение 177  
— ядерной реакции 129
- Газ электроотрицательный 93  
— электроположительный 93  
Гамма-излучение 14  
— вторичное 82  
— первичное 78  
— рассеянное 81  
Гамма-квант 41  
— распад 49  
Гейзенберга соотношение 31  
Геометрический параметр 216  
Градуировка стержней 238  
Грей 84
- Дейтерий 34  
Дейтон 34  
Деление ядра 174  
— — спонтанное 49  
Детектор 91  
— борсодержащий 159  
— импульсный 92  
— полупроводниковый 104  
— токовый 92  
Дефект массы 38  
Дифракция излучения 14  
Длина диффузии 173  
— замедления 171  
— миграции 173  
— пробега средняя 165  
Доза излучения поглощенная 84  
— — предельно допустимая (ПДП) 86  
— — эквивалентная 85  
— — экспозиционная 85
- Закон радиоактивного распада 56  
— сохранения заряда 53  
— — импульса 52  
— — числа нуклонов 53  
— — энергии 51  
Замедлитель 170  
Замедляющая способность 169  
Защитный экран 86

Излучение аннигиляционное 77  
 — — Вавилова — Черенкова 107  
 — ионизирующее 69  
 — космическое 141  
 — мононаправленное 69  
 — моноэнергетическое 69  
 — рентгеновское 14, 24  
 — тормозное 76  
 — электромагнитное 14  
 Изобар 35  
 Изотоп ядерный 35  
 Изотоп 35  
 Импульс напряжения 92  
 Интеграл эффективный резонансный 209  
 Интенсивность излучения 69  
 — — интегральная 71  
 Интерференция стержней 237  
 Иодная яма 232  
 Ионизационная гамма-постоянная 87  
 Ионизационные потери 72  
 Ионизация вторичная 94  
 — первичная 91  
 Источник гамма-излучения 87  
 — излучения изотропный 83  
 — — точечный 83  
 — нейтронов 151  
  
 Кадмиевое отношение 161  
 Камера Вильсона 108  
 — деления 160  
 — диффузионная 109  
 — ионизационная 91  
 — пузырьковая 110  
 Кампания реактора 186  
 Канал петлевой 193  
 — технологический 184  
 Кассета 196  
 — аварийная регулирующая (АРК) 235  
 Килограмм-моль 6  
 Комптон-эффект 81  
 Конверсионная способность 102  
 Конструкционный материал 205  
 — концентрация примеси 7  
 Косинус угла рассеяния средний 166  
 Коэффициент воспроизводства 191  
 — газового усиления 94  
 — диффузии 167  
 — замедления 169  
 — использования тепловых нейтронов 180  
 — — установленной мощности 255  
 — качества излучения 85  
 — неравномерности 222  
 — ослабления линейный 78  
 — — массовый 79  
 — передачи энергии излучения 82  
 — прозрачности 60  
 — размножения в бесконечной среде 180

— — на быстрых нейтронах 180  
 — — эффективный 181  
 — — рассеяния линейный 82  
 — реактивности температурный 228  
 — — мощный 229  
 — теплоотдачи 245  
 — усиления ФЭУ 103  
 Кюри 57

Магнитосфера 144  
 Масса атома 5  
 — атомная 5  
 — критическая 182  
 — молекулы 5  
 — молекулярная 5  
 — покоя тела 12  
 — тела 12  
 — ядра 35  
 Масс-спектрометр 35  
 Материальный параметр 215  
 Мезоатом 47  
 Менделеева периодический закон 20  
 Модель ядра капельная 46  
 — — оболочечная 48  
 Мозли закон 24  
 Молекула 5  
 Мощность дозы 86  
 Мюоны 47

Нейтрино 61  
 Нейтрон 34  
 Нейтронно-протонная диаграмма 45  
 Нейтроны быстрые 156  
 — деления 176  
 — запаздывающие 176  
 — мгновенные 176  
 — медленные 156  
 — промежуточные 156  
 — резонансные 156  
 — тепловые 156  
 Нуклид 34  
 Нуклон 43

Обогащение урана 180  
 Обогащенный уран 180  
 Оптимальный шаг решетки 213  
 Осколки деления 49  
 Отвальный уран 202  
 Отравление реактора 230  
 Отражатель 188

Параметр замедления 168  
 Паули принцип 30  
 Период полураспада 50  
 — реактора 223  
 Петля экспериментальная 193  
 Пioniы 44  
 Плазма 132  
 Планка постоянная 16  
 Плотность вероятности 10  
 — потока частиц 69  
 — частиц 6, 69

- ядерной жидкости 48
- Подвижность ионов 92
- Позитрон 7
- Позитроний 77
- Порядковый номер 17
- — эффективный 82
- Постоянная распада 55
- Потенциальный барьер 44
- Потенциальная яма 44
- Поток частиц 69
- Правила смещения 53
- Предельно допустимое поступление (ПДП) 86
- Пробег частицы линейный 73
  - — массовый 75
- Продукты деления 176
- Прозрачность фосфора 103
- Пропускание 163
- Протий 34
- Протон 22
- Пуск реактора физический 239
  - — энергетический 241
- Рабочий орган СУЗ 187
- Рад 84
- Радиационная защита 86
- Радиационные потери 76
- Радиационный захват частицы 122
  - пося 144
  - рост 203
- Радиоактивное семейство 54
- Радиоактивность 49
- Радиоактивный индикатор 161
- Радиоизотопное топливо 66
- Радиоизотопный термоэлектрический генератор 67
- Радиолиз воды 202
- Радиус ядра 44
- Размножающая среда 179
- Разрешающая способность 96
- Разрешающее время 96
- Разрешение прибора 37
- Распухание 203
- Рассеяние анизотропное 166
  - изотропное 166
  - неупругое 122
  - упругое 122
- Реактивность 186
- Реактор гетерогенный 194
  - гомогенный 194
  - исследовательский 190
- Реактор каналный 196
  - корпусный 196
  - критический 196
  - мгновенно критический 225
  - на быстрых нейтронах 197
  - на промежуточных нейтронах 198
  - на тепловых нейтронах 197
  - размножитель 192
  - термоядерный 134
  - экспериментальный 193
  - энергетический 190
- ядерный 189
- Реакция пороговая 123
  - термоядерная 133
  - деления ядер цепная 178
  - экзотермическая 123
  - эндотермическая 123
- Регулирование борное 235
- Резонансный интеграл эффективный 209
- Рекомбинация ионов 93
- Рентген 85
- Решетка технологических каналов 194
- Себестоимость электроэнергии 254
- Сечение макроскопическое 163
  - микроскопическое 163
  - парциальное 129
  - полное 156
- Синхротрон 118
- Синхрофазотрон 119
- Система управления и защиты (СУЗ) 187
- Скорость света 12
  - счета импульсов 92
- Слой половинного ослабления 79
- Содержание изотопа 5
- Солнечный ветер 142
- Состояние атома основное 18
  - — возбужденное 19
  - ядра основное 41
  - — возбужденное 41
- Спектр альфа-частиц 60
  - атомный 20
  - бета-частиц 61
  - дискретный (линейчатый) 9
    - Максвелла 10
    - масс 36
    - нормированный 10
    - сплошной (непрерывный) 9
    - Ферми 171
    - физической величины 9
- Спектрометр 9
  - по времени пролета 153
- Среднегодовая допустимая концентрация (СДК) 86
- Стержень аварийный 187
  - автоматического регулирования 187
  - выгорающего поглотителя 235
  - компенсирующий 187
  - поглощающий 187
- Счетчик галогенный 101
  - Гейгера — Мюллера 91
  - пропорциональный 91
  - сцинтилляционный 102
  - Черенкова 107
- Схема распада 53
- Температура нейтронов 172
- Тепловая колонна 190
- Тепловой экран 189
- Тепловыделение остаточное 243

- Тепловыделяющий элемент (твэл) 185  
 Теплоноситель 204  
 Технологический канал 184  
 Ток насыщения 94  
 — нейтронов 167  
 Тормозная способность вещества 73  
 Трансурановый элемент 138  
 Тритий 34  
 Тритон 34  
  
 Удельная ионизация 72  
 — потеря энергии 72  
 Уравнение распада 51  
 — ядерной реакции 121  
 — критическое 217  
 Ускоритель линейный резонансный 113  
  
 Фазотрон 116  
 Фактор накопления 84  
 Ферми 43  
 Фильтр 87  
 Флюенс частиц 71  
 Фосфор 102  
 Фотон 16  
 Фотопластинка 110  
 Фотоэффект 16, 80  
  
 Характеристика вольт-амперная 92  
 — регулировочная 237  
 — счетная 99  
 Характеристики источников  $\gamma$ -излучения 87  
 — — нейтронов 151  
  
 Циклотрон 114  
 Цикл размножения 180  
 — ториевый 192  
 — урановый 192  
  
 Частица первичная 78  
 Число квантовое 27, 29  
 — массовое 34  
 Чувствительность детектора 95  
  
 Шлакование реактора 230  
  
 Экстраполированная граница 216  
 Экран защитный 86  
 Электрод собирающий 93  
 Электрон 7  
 Электронвольт 13  
 Электронная оболочка 18  
 Электронный захват 62  
 Элементарная частица 146  
 — ячейка 194  
 Элементарный заряд 7  
 Энергетический уровень атома 18  
 — — ядра 41  
 Энергия атомная (ядерная) 40  
 Энергия деления 178  
 — кинетическая 13  
 — образования ионной пары 72  
 — покоя 13  
 — пороговая 97  
 — распада 52  
 — — полная 51  
 — реакции 123  
 — связи системы частиц 19  
 — — ядра 38  
 — тела 13  
 Эффект образования пар 81  
 Эффективная добавка 220  
 Эффективное сечение реакции 127  
 Эффективность детектора 95  
 Эффективность рабочего органа СВЗ 234  
  
 Ядерная изомерия 63  
 — концентрация 179  
 — реакция 121  
 Ядерное сырье 175  
 — топливо 202  
 Ядерные силы 42  
 Ядерный фотоэффект 131  
 Ядро атомное 34  
 — возбужденное 41  
 — делящееся 175  
 — дочернее 51  
 — магическое 39  
 — материнское 51  
 — составное 125  
 — радиоактивное 49

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие . . . . .	3
-----------------------	---

### Часть первая

### АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

<b>Глава 1. Атомная физика . . . . .</b>	<b>5</b>
§ 1.1. Вещество и электричество . . . . .	5
§ 1.2. Вероятность и спектр . . . . .	8
§ 1.3. Масса и энергия . . . . .	11
§ 1.4. Электромагнитное излучение . . . . .	14
§ 1.5. Строение атома . . . . .	17
§ 1.6. Атомные спектры . . . . .	20
<b>Глава 2. Элементы квантовой механики . . . . .</b>	<b>25</b>
§ 2.1. Предмет квантовой механики . . . . .	25
§ 2.2. Квантовые состояния электронов в атоме . . . . .	27
§ 2.3. Соотношения неопределенностей . . . . .	30
<b>Глава 3. Атомное ядро . . . . .</b>	<b>34</b>
§ 3.1. Свойства атомного ядра . . . . .	34
§ 3.2. Энергия связи ядра . . . . .	38
§ 3.3. Энергетические уровни ядра . . . . .	41
§ 3.4. Ядерные силы. Стабильность ядра . . . . .	42
§ 3.5. Модели ядра . . . . .	46
<b>Глава 4. Радиоактивность . . . . .</b>	<b>49</b>
§ 4.1. Общая характеристика радиоактивности . . . . .	49
§ 4.2. Радиоактивные семейства . . . . .	54
§ 4.3. Закон радиоактивного распада . . . . .	55
§ 4.4. Альфа-распад . . . . .	58
§ 4.5. Бета-распад . . . . .	60
§ 4.6. Внутренняя конверсия. Ядерная изомерия . . . . .	63
§ 4.7. Применение радиоактивных веществ . . . . .	64
<b>Глава 5. Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом . . . . .</b>	<b>69</b>
§ 5.1. Плотность потока и интенсивность ионизирующего излучения . . . . .	69
§ 5.2. Взаимодействие тяжелых заряженных частиц с веществом . . . . .	71
§ 5.3. Пробег тяжелых заряженных частиц в веществе . . . . .	73
§ 5.4. Взаимодействие $\beta$ -частиц с веществом . . . . .	76

§ 5.5.	Взаимодействие электромагнитного излучения с веществом	78
§ 5.6.	Дозы излучения	84
§ 5.7.	Характеристики источников $\gamma$ -излучения	87
§ 5.8.	Расчет радиационной защиты от точечного $\gamma$ -источника	89
<b>Глава 6.</b>	<b>Регистрация ионизирующего излучения</b>	<b>91</b>
§ 6.1.	Ионизационные методы регистрации излучения	91
§ 6.2.	Вольт-амперная характеристика газового разряда	92
§ 6.3.	Ионизационная камера	95
§ 6.4.	Пропорциональный счетчик	96
§ 6.5.	Счетчик Гейгера — Мюллера	100
§ 6.6.	Сцинтилляционные счетчики	102
§ 6.7.	Полупроводниковые детекторы	104
§ 6.8.	Другие методы регистрации излучений	107
<b>Глава 7.</b>	<b>Ускорители заряженных частиц</b>	<b>111</b>
§ 7.1.	Назначение ускорителей	111
§ 7.2.	Линейные ускорители	113
§ 7.3.	Циклотрон. Фазотрон	114
§ 7.4.	Ускорители электронов	116
§ 7.5.	Синхрофазотрон	119
<b>Глава 8.</b>	<b>Ядерные реакции</b>	<b>121</b>
§ 8.1.	Общее определение. Уравнение ядерной реакции	121
§ 8.2.	Законы сохранения энергии и импульса в ядерных реакциях	122
§ 8.3.	Составное ядро	125
§ 8.4.	Эффективное сечение и выход ядерной реакции	126
§ 8.5.	Ядерные реакции под действием заряженных частиц. Ядерный фотоэффект	130
§ 8.6.	Ядерные реакции при высоких энергиях	131
§ 8.7.	Термоядерные реакции	132
§ 8.8.	Трансурановые элементы	138
<b>Глава 9.</b>	<b>Космическое излучение</b>	<b>141</b>
§ 9.1.	Природа космического излучения	141
§ 9.2.	Радиационные пояса магнитосферы	144
§ 9.3.	Элементарные частицы	146
<b>Глава 10.</b>	<b>Физика нейтронов</b>	<b>150</b>
§ 10.1.	Свойства нейтронов	150
§ 10.2.	Источники нейтронов	151
§ 10.3.	Нейтронные спектрометры	153
§ 10.4.	Ядерные реакции под действием нейтронов	155
§ 10.5.	Регистрация нейтронов	158
§ 10.6.	Общий закон ослабления плотности потока нейтронов. Макроскопическое сечение	162
§ 10.7.	Диффузия нейтронов	164
§ 10.8.	Замедление нейтронов	167
§ 10.9.	Тепловые нейтроны	172
§ 10.10.	Деление ядер	174
§ 10.11.	Цепная реакция деления ядер	178

### Часть вторая

### ЯДЕРНЫЕ РЕАКТОРЫ

<b>Глава 11.</b>	<b>Устройство и классификация ядерных реакторов</b>	<b>184</b>
§ 11.1.	Устройство реакторов	184
§ 11.2.	Использование реакторов	190
§ 11.3.	Гомогенные и гетерогенные реакторы	194

§ 11.4. Реакторы на тепловых, быстрых и промежуточных нейтронах . . . . .	197
§ 11.5. Классификация энергетических реакторов по замедлителям и теплоносителям . . . . .	198
§ 11.6. Реакторные материалы . . . . .	201
<b>Глава 12. Физика реакторов . . . . .</b>	<b>207</b>
§ 12.1. Коэффициент размножения нейтронов в реакторе . . . . .	207
§ 12.2. Плотность потока нейтронов. Утечка нейтронов . . . . .	214
§ 12.3. Критические параметры реактора без отражателя . . . . .	217
§ 12.4. Реактор с отражателем . . . . .	220
<b>Глава 13. Работа реактора . . . . .</b>	<b>223</b>
§ 13.1. Реактивность и период реактора . . . . .	223
§ 13.2. Температурный коэффициент реактивности . . . . .	227
§ 13.3. Изменение состава ядерного топлива . . . . .	229
§ 13.4. Рабочие органы СУЗ и их характеристики . . . . .	234
§ 13.5. Пуск и выключение реактора . . . . .	239
§ 13.6. Тепловыделение и теплообмен в реакторах . . . . .	244
<b>Глава 14. Атомная энергетика . . . . .</b>	<b>249</b>
§ 14.1. Развитие атомной энергетики . . . . .	249
§ 14.2. Экономика атомной энергетики . . . . .	254
§ 14.3. Исследовательские и экспериментальные реакторы . . . . .	257
§ 14.4. Графито-водные канальные реакторы . . . . .	263
§ 14.5. Корпусные ВВЭР . . . . .	268
§ 14.6. Реакторы на быстрых нейтронах . . . . .	271
<b>Приложения</b>	
1. Международная система единиц (СИ) . . . . .	277
2. Физические константы . . . . .	278
3. Физические и ядерные свойства некоторых элементов . . . . .	279
4. Физические свойства некоторых замедлителей . . . . .	280
5. Периоды полураспада некоторых радиоактивных веществ . . . . .	280
6. Таблица значений функций $e^{-x}$ и $e^x$ . . . . .	280
<b>Алфавитно-предметный указатель . . . . .</b>	<b>282</b>

ИБ № 783

Василий Евсеевич Левин

## ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ЯДЕРНЫЕ РЕАКТОРЫ

Редактор Г. В. Чернышова

Художественный редактор А. Т. Кирьянов

Переплет художника И. И. Коледига

Технический редактор Н. А. Власова

Корректор Н. М. Загудаева

Сдано в набор 02.11.79.

Подписано к печати 27.03.79.

T-07108

Формат 60×90/16

Бумага тип № 2. Гарнитура литературная.

Печать высокая.

Усл. печ. л. 18,0. Уч.-изд. л. 19,76 Тираж 6900 экз.

Зак. изд. 75213.

Зак. тип. 890.

Цена 90 коп.

Атомиздат, 103031, Москва, К-31, ул. Жданова, 5

Московская типография № 10 Союзполиграфпрома

при Государственном Комитете СССР

по делам издательства, полиграфии и книжной торговли.

113114, Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10