

энерговыведение в существующих ядерных энергетических установках. Но антивещество отсутствует в природе по крайней мере в ближайшей к нам области космического пространства. Производство антивещества в принципе возможно, но оно будет очень дорогим и потребует затрат энергии, значительно превышающих энергию аннигиляции. Поэтому аннигиляция не может служить источником энергии в больших масштабах. Использование аннигиляционных источников возможно разве что в отдаленном будущем для двигателей сверхдальних космических кораблей.

§ 2. Цепная реакция деления

1. Рассмотрим механизм цепной реакции деления. При делении тяжелых ядер под действием нейтронов возникают новые нейтроны (см. гл. X, § 3). Например, при каждом делении ядра урана ${}_{92}\text{U}^{235}$ в среднем возникает 2,4 нейтрона. Пусть теперь в среде, содержащей ${}_{92}\text{U}^{235}$, разделилось одно ядро (например, под действием нейтрона, образованного космическими лучами, см. гл. XII, § 3). При этом испустятся два-три новых нейтрона. Конечно, часть этих новых нейтронов куда-то денется, например, уйдет наружу, но часть может вызвать деление новых ядер. Допустим, что в новую реакцию (n, f) вступают в среднем 2 нейтрона. Тогда в k -м «поколении» из одного нейтрона в среде образуются 2^k новых. Время жизни одного поколения нейтронов имеет порядок 10^{-7} — 10^{-8} с. Поэтому, скажем, на 80 поколений потребуется всего лишь 10^{-5} — 10^{-6} с. За это время в среде образуется $2^{80} \approx 10^{24}$ нейтронов, которые вызовут деление 10^{24} ядер (около 140 г) урана и высвободят $3 \cdot 10^{13}$ Вт энергии (что соответствует сжиганию тысячи тонн нефти). При отсутствии препятствий дальнейшему развитию реакции число нейтронов уже через 10^{-3} с намного превысило бы число частиц в видимой части Вселенной. Такой лавинообразный процесс и называется цепной реакцией.

Как мы увидим в следующем параграфе, управляемая цепная реакция деления практически осуществима на трех различных изотопах. Это два изотопа урана ${}_{92}\text{U}^{235}$ и ${}_{92}\text{U}^{233}$, а также изотоп плутония ${}_{94}\text{Pu}^{239}$. Первый из этих изотопов имеется в природе, а остальные два можно изготавливать искусственно в промышленных масштабах.

2. С макроскопической точки зрения цепная реакция деления идет в среде, в которой наряду с уже известными нам процессами замедления, диффузии и поглощения (см. гл. X, § 4) происходит процесс размножения нейтронов. Такая среда называется *активной зоной*. Важнейшей физической величиной, характеризующей интенсивность размножения нейтронов, является *коэффициент k_{∞} размножения нейтронов в среде*. Коэффициент размножения равен отношению количества нейтронов в одном поколении к их коли-

честву в предыдущем поколении. Под сменой поколения здесь понимается ядерное деление, в котором поглощаются нейтроны старого поколения и рождаются новые нейтроны. Индекс ∞ указывает, что речь идет об идеальной среде бесконечных размеров. Аналогично величине k_{∞} определяется коэффициент k размножения нейтронов в физической системе. Коэффициент k является характеристикой конкретной установки. Если в первом поколении имеется N нейтронов, то в n -м поколении их будет Nk^n . Поэтому при $k = 1$ цепная реакция идет стационарно, при $k < 1$ реакция гаснет, а при $k > 1$ интенсивность реакции нарастает. При $k = 1$ режим реакции называется критическим, при $k > 1$ — надкритическим и при $k < 1$ — подкритическим.

Время жизни τ одного поколения сильно зависит от свойств среды и имеет порядок от 10^{-4} до 10^{-8} с. Из-за малости этого времени для осуществления управляемой цепной реакции надо с большой точностью поддерживать равенство $k = 1$, так как, скажем, при $k = 1,01$ система почти мгновенно взорвется. Посмотрим, какими факторами определяются коэффициенты k_{∞} , k . Нетрудно понять, что таких факторов имеется три для k_{∞} и четыре для k .

Прежде всего, для того чтобы размножение происходило, необходимо, чтобы при реакции деления (n, f) в достаточном количестве выделялись нейтроны. Поэтому первой величиной, определяющей k_{∞} (или k), является среднее число ν нейтронов, выпускаемых в одном акте деления. Число ν зависит от вида горячего и от энергии падающего нейтрона. В табл. 11.1 приведены значения ν основных изотопов ядерной энергетики как для тепловых, так и для быстрых ($E = 1$ МэВ) нейтронов.

Таблица 11.1. Значения ν , η для делящихся изотопов

Ядро		${}_{92}\text{U}^{235}$	${}_{92}\text{U}^{238}$	${}_{94}\text{Pu}^{239}$
Тепловые нейтроны ($E = 0,025$ эВ)	ν	2,52	2,47	2,91
	η	2,28	2,07	2,09
Быстрые нейтроны ($E = 1$ МэВ)	ν	2,7	2,65	3,0
	η	2,45	2,3	2,7

Как мы знаем (гл. IV, § 7, п. 4), при столкновении нейтрона с тяжелым ядром всегда возможен радиационный захват (n, γ). Этот процесс будет конкурировать с делением и тем самым умень-

шать коэффициент размножения. Отсюда вытекает, что второй физической величиной, влияющей на коэффициенты k_{∞} , k , является вероятность деления при захвате нейтрона ядром делящегося изотопа. Эта вероятность для моноэнергетических нейтронов, очевидно, равна

$$\frac{\sigma_{nf}}{\sigma_{nf} + \sigma_{ny}}, \quad (11.5)$$

где σ_{nf} , σ_{ny} — соответственно сечения деления и радиационного захвата. Для одновременного учета как числа нейтронов на акт деления, так и вероятности радиационного захвата вводится коэффициент η , равный среднему числу вторичных нейтронов на один захват нейтрона делящимся ядром. Очевидно, что

$$\eta = \frac{\nu\sigma_{nf}}{\sigma_{nf} + \sigma_{ny}}. \quad (11.6)$$

Величина η , конечно, тоже зависит от вида горючего и от энергии нейтронов. Значения η для важнейших изотопов для тепловых и быстрых нейтронов приведены в той же табл. 11.1. Величина η является важнейшей характеристикой ядер горючего. Цепная реакция может идти только при $\eta > 1$. Качество горючего тем выше, чем больше значение η .

В однородной среде, состоящей только из делящихся изотопов одного вида, коэффициент размножения был бы равен η . Однако в реальных ситуациях, кроме делящихся ядер, всегда присутствуют другие, неделящиеся. Эти посторонние ядра будут захватывать нейтроны и тем самым влиять на коэффициент размножения. Отсюда следует, что третьей величиной, определяющей коэффициенты k_{∞} , k , является вероятность того, что нейтрон не будет захвачен одним из неделящихся ядер. В реальных установках «посторонний» захват идет на неспособных к цепной реакции ядрах урана ${}_{92}\text{U}^{238}$, на ядрах замедлителя (если он есть, см. ниже п. 10), на ядрах различных конструктивных элементов, а также на ядрах продуктов деления и продуктов захвата.

В делящейся среде конечных размеров часть нейтронов будет уходить из активной зоны наружу. Поэтому коэффициент k зависит еще от вероятности P для нейтрона не уйти из активной зоны.

По определению

$$k = k_{\infty}P. \quad (11.7)$$

Величина P зависит от состава активной зоны, ее размеров, формы, а также от того, в какой степени окружающее активную зону вещество отражает (конечно, некогерентно, см. гл. X, § 4, п. 4) нейтроны.

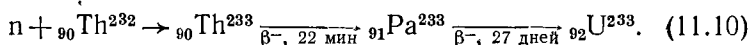
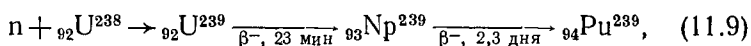
3. С возможностью ухода нейтронов за пределы активной зоны связаны важные понятия критической массы и критических разме-

ров. *Критическим размером* называется размер активной зоны, при котором $k = 1$. *Критической массой* называется масса активной зоны критических размеров. Очевидно, что при массе ниже критической реакция не идет, даже если $k_{\infty} > 1$. Наоборот, заметное превышение критической массы ведет к неуправляемой реакции — взрыву. Согласно (11.7) для критической массы вероятность P принимает значение

$$P_{\text{крит}} = 1/k_{\infty}, \quad (11.8)$$

так что величина критической массы определяется теми же факторами, что и вероятность $P_{\text{крит}}$. Критическая масса может варьироваться в очень широких пределах, даже от, казалось бы, мало-значительных причин. Например, по американским данным для среды из чистого урана ${}_{92}\text{U}^{235}$ критическая масса равна 47 кг, а для среды из урана с частыми и тонкими полиэтиленовыми прокладками и с отражающей оболочкой из бериллия критическая масса равна всего лишь 242 г. Считается, что эта критическая масса для изотопа урана ${}_{92}\text{U}^{235}$ близка к минимально возможной.

4. Захват нейтронов не участвующими в цепной реакции ядрами снижает интенсивность реакции, но может быть полезным в отношении образования новых ценных изотопов. Так, при поглощении нейтронов неспособными к цепной реакции изотопами урана ${}_{92}\text{U}^{238}$ и тория ${}_{90}\text{Th}^{232}$ образуются (через два последовательных β -распада) изотопы плутония ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ и урана ${}_{92}\text{U}^{233}$, оба являющиеся ценным ядерным горючим:



Эти две реакции открывают реальную возможность *воспроизводства* ядерного горючего в процессе течения цепной реакции. В идеальном случае, т. е. при отсутствии ненужных потерь нейтронов, на воспроизводство может идти в среднем $\eta - 1$ нейтронов на каждый акт поглощения нейтрона ядром горючего.

5. Качество ядерного горючего определяется его доступностью и коэффициентом η . В природе встречаются только три изотопа, которые могут служить ядерным топливом или сырьем для его получения. Это изотоп тория ${}_{90}\text{Th}^{232}$ и изотопы урана ${}_{92}\text{U}^{238}$ и ${}_{92}\text{U}^{235}$. Из них первые два цепной реакции не дают, но могут быть переработаны с помощью реакций (11.9), (11.10) в изотопы, на которых реакция идет. Изотоп ${}_{92}\text{U}^{235}$ сам дает цепную реакцию. В земной коре тория в несколько раз больше, чем урана. Природный торий практически состоит только из одного изотопа ${}_{90}\text{Th}^{232}$. Природный уран в основном состоит из изотопа ${}_{92}\text{U}^{238}$ и только на 0,7% из изотопа ${}_{92}\text{U}^{235}$.

Естественную смесь изотопов урана можно обогащать изотопом ${}_{92}\text{U}^{235}$. Это обогащение (называемое *разделением изотопов*) является сложным и дорогим процессом из-за того, что химические свойства обоих изотопов почти одинаковы. Приходится пользоваться небольшими различиями в скоростях химических реакций, диффузии и др., возникающими вследствие различия масс изотопов. Цепную реакцию на ${}_{92}\text{U}^{235}$ практически всегда осуществляют в среде с большим содержанием ${}_{92}\text{U}^{238}$. Часто используется естественная смесь изотопов, для которой $\eta = 1,32$ в области тепловых нейтронов, так как ${}_{92}\text{U}^{238}$ также полезен во многих отношениях. Во-первых, этот изотоп согласно (11.9) служит для воспроизводства ядерного горючего. Во-вторых, изотоп ${}_{92}\text{U}^{238}$ делится нейтронами с энергией выше 1 МэВ. Это деление приводит к небольшому дополнительному размножению нейтронов.

Коэффициент η , как видно из табл. 11.1, для всех топлив выше для быстрых нейтронов, чем для тепловых. Для быстрых нейтронов величина η — 1 настолько превышает единицу, что делает реальным *расширенное воспроизводство* ядерного горючего. На тепловых нейтронах расширенное воспроизводство возможно только на ${}_{92}\text{U}^{233}$, так как для ${}_{92}\text{U}^{235}$ и ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ коэффициент воспроизводства на тепловых нейтронах лишь немного превышает единицу. Тем не менее и реакторы на ${}_{92}\text{U}^{235}$ используются для производства плутония. Хотя плутония получается не больше, чем сгорает урана, но плутоний сравнительно просто выделить химически, так что работа реактора как бы заменяет процесс разделения изотопов. Имеется и ряд других изотопов, способных к цепной реакции. К ним относится, например, изотоп плутония ${}_{94}\text{Pu}^{241}$, у которого $\eta = 2,2$ для тепловых нейтронов. Для всех этих изотопов не существует способов их получения в больших масштабах.

6. Кинетика цепной реакции очень сложна из-за того, что за время жизни одного поколения нейтронов их скорости быстро меняются, а сечения поглощения и деления очень сильно, причем по-разному, зависят от энергии.

Энергетический спектр нейтронов деления для изотопа ${}_{92}\text{U}^{235}$ приведен на рис. 9.7. Такого рода спектры сходны для всех делящихся изотопов: имеется сильный разброс по энергиям, причем основная масса нейтронов имеет энергии в области 1—3 МэВ. Возникшие при делении нейтроны замедляются, диффундируют на некоторое расстояние и поглощаются либо с делением, либо без него. В зависимости от свойств среды нейтроны успевают до поглощения замедлиться до различных энергий. При наличии хорошего замедлителя основная масса нейтронов успевает замедлиться до тепловых энергий порядка 0,025 эВ. В этом случае цепная реакция называется медленной, или, что то же самое, тепловой. При отсутствии специального замедлителя нейтроны успевают замедлиться лишь до энергий 0,1—0,4 МэВ, так как все делящиеся изотопы — тяжелые

и поэтому замедляют плохо (см. гл. X, § 4). Соответствующие цепные реакции называются быстрыми (подчеркнем, что эпитеты «быстрый» и «медленный» характеризуют скорость нейтронов, а не скорость реакции). Цепные реакции, в которых нейтроны замедляются до энергий от десятков до одного кэВ, называются *промежуточными*. Промежуточные реакции пока не приобрели большого практического значения, поскольку для промежуточных нейтронов величина η меньше, чем для быстрых и тепловых. Поэтому мы рассмотрим только тепловые и быстрые реакции.

7. Выпишем уравнение баланса нейтронов для активной среды. Будем считать, что среда содержит топливо (например, ${}_{92}\text{U}^{235}$), сырье для воспроизводства (например, ${}_{92}\text{U}^{238}$) и различные постоянные, т. е. не участвующие в процессе деления материалы (примеси, конструктивные элементы и др.). Уравнение равновесного баланса нейтронов имеет вид

$$\nu_{\tau}f_{\tau} + \nu_{\text{с}}f_{\text{с}} = f_{\tau} + C_{\tau} + f_{\text{с}} + C_{\text{с}} + C_{\text{п}} + l. \quad (11.11)$$

Здесь: ν_{τ} , $\nu_{\text{с}}$ — числа нейтронов на акт деления соответственно топлива и сырья, f_{τ} , $f_{\text{с}}$ — числа делений ядер соответственно топлива и сырья, C_{τ} , $C_{\text{с}}$ — соответствующие числа радиационных захватов нейтронов, $C_{\text{п}}$ — число нейтронов, захваченных посторонними ядрами, и l — число нейтронов, ушедших наружу (утечка). Все величины f_{τ} , $f_{\text{с}}$, C_{τ} , $C_{\text{с}}$, $C_{\text{п}}$ и l относятся к одному и тому же фиксированному промежутку времени. Этот промежуток обычно выбирают так, чтобы

$$f_{\tau} + C_{\tau} = 1, \quad (11.12)$$

т. е. относят величины f_{τ} , ..., l к одному поглощению нейтрона ядром топлива. Все входящие в (11.11) величины считаются усредненными по энергетическому спектру нейтронов.

Каждый радиационный захват нейтрона ядром сырья приводит к образованию ядра топлива, т. е. к акту воспроизводства. Интенсивность этого процесса определяется *коэффициентом воспроизводства* (КВ):

$$\text{КВ} = \frac{C_{\text{с}}}{f_{\tau} + C_{\tau}}. \quad (11.13)$$

Согласно (11.11), (11.12)

$$\text{КВ} = \eta_{\tau} - 1 + f_{\text{с}}(\nu_{\text{с}} - 1) - C_{\text{п}} - l, \quad (11.14)$$

где $\eta_{\tau} = \nu_{\tau} \cdot f_{\tau}$. По определению (11.13) коэффициент воспроизводства равен отношению созданного топлива к затраченному. Поэтому при $\text{КВ} > 1$ воспроизводство является расширенным. Из (11.14) видно, что деление ядер сырья нейтронами с $E > 1$ МэВ способствует увеличению КВ.

8. Сравним цепные реакции деления на тепловых и быстрых нейтронах. У тепловых нейтронов сечения захвата велики и сильно

меняются при переходе от одного ядра к другому. На ядрах некоторых элементов (например, на кадмии) эти сечения в сотни и более раз превосходят сечения на ${}_{92}\text{U}^{235}$. Поэтому к активной зоне установок на тепловых нейтронах предъявляются требования высокой чистоты по отношению к некоторым примесям. Для быстрых нейтронов все сечения захвата малы и не так уж сильно отличаются друг от друга, так что проблемы высокой чистоты материалов не возникает.

Другим преимуществом быстрых реакций является более высокий коэффициент воспроизводства.

Важное отличительное свойство тепловых реакций состоит в том, что в их активной зоне топливо значительно сильнее разбавлено, т. е. на одно ядро топлива приходится значительно больше не участвующих в делении ядер, чем в быстрой реакции. Например, в тепловой реакции на естественном уране на ядро топлива ${}_{92}\text{U}^{235}$ приходится 140 ядер сырья ${}_{92}\text{U}^{238}$, а в быстрой реакции на ядро ${}_{92}\text{U}^{235}$ может приходиться не более пяти-шести ядер ${}_{92}\text{U}^{238}$. Разбавленность топлива в тепловой реакции приводит к тому, что одна и та же энергия в тепловой реакции выделяется в значительно большем объеме вещества, чем в быстрой. Тем самым из активной зоны тепловой реакции легче отводить тепло, что позволяет осуществлять эту реакцию с большей интенсивностью, чем быструю.

Время жизни одного поколения нейтронов для быстрой реакции на несколько порядков меньше, чем для тепловой. Поэтому скорость протекания быстрой реакции может заметно измениться через очень короткое время после измерения физических условий в активной зоне. При нормальной работе реактора этот эффект несуществен, поскольку в этом случае режим работы определяется, как мы увидим в п. 13, временами жизни запаздывающих, а не мгновенных нейтронов.

9. На практике крайне важен вопрос об осуществимости цепной реакции на естественной смеси изотопов урана, в которой на одно ядро ${}_{92}\text{U}^{235}$ приходится 140 ядер ${}_{92}\text{U}^{238}$. Покажем, что на естественной смеси медленная реакция возможна, а быстрая — нет. Для рассмотрения цепной реакции на естественной смеси удобно ввести новую величину — среднее сечение $\bar{\sigma}$ поглощения нейтрона, относенное к одному ядру изотопа ${}_{92}\text{U}^{235}$. По определению

$$\bar{\sigma} = \sigma_{\text{нл}}^{235} + \sigma_{\text{нл}}^{238} + 140\sigma_{\text{нл}}^{235}, \quad (11.15)$$

где верхний индекс указывает массовое число соответствующего изотопа урана. Вероятность того, что нейтрон, поглотившись в естественной смеси, вызовет деление, равна

$$\frac{\bar{\sigma}_{\text{нл}}^{235}}{\bar{\sigma}} = \frac{\sigma_{\text{нл}}^{235}}{\sigma_{\text{нл}}^{235} + \sigma_{\text{нл}}^{238} + 140\sigma_{\text{нл}}^{235}}.$$

Умножив эту вероятность на число ν нейтронов, вылетающих в среднем при делении одного ядра, мы получим по аналогии с (11.6) коэффициент $\eta^{\text{ест}}$ для естественной смеси:

$$\eta^{\text{ест}} = \frac{\nu \sigma_{\text{пн}}^{235}}{\sigma_{\text{пн}}^{235} + \sigma_{\text{пн}}^{238} + 140 \sigma_{\text{пн}}^{238}} \quad (11.16)$$

Для тепловых нейтронов $\nu = 2,47$, $\sigma_{\text{пн}}^{235} = 580$ барн, $\sigma_{\text{пн}}^{238} = 112$ барн, $\sigma_{\text{пн}}^{238} = 2,8$ барн (обратите внимание на малость последнего сечения). Подставив эти цифры в (11.16), мы получим, что для медленных нейтронов в естественной смеси

$$\eta^{\text{ест}} = 1,32 > 1 \text{ (медл.)} \quad (11.17)$$

Это означает, что 100 тепловых нейтронов, поглотившись в естественной смеси, создадут 132 новых нейтрона. Отсюда прямо следует, что цепная реакция на медленных нейтронах в принципе возможна на естественном уране. В принципе, потому что для реального осуществления цепной реакции надо уметь замедлять нейтроны с малыми потерями.

Для быстрых нейтронов $\nu = 2,65$, $\sigma_{\text{пн}}^{235} \approx 2$ барн, $\sigma_{\text{пн}}^{235} \approx \sigma_{\text{пн}}^{238} \approx 0,1$ барн. Отсюда следует, что

$$\eta_{\text{быстр}}^{235} \approx 0,3 \text{ (быстр.)} \quad (11.18)$$

Мы поставили у коэффициента $\eta_{\text{быстр}}$ в (11.18) верхний индекс для того, чтобы подчеркнуть, что мы учли только деление на изотопе ${}_{92}\text{U}^{235}$. Но надо еще учесть, что быстрые нейтроны с энергиями больше 1 МэВ могут с заметной относительной интенсивностью делить и ядра изотопа ${}_{92}\text{U}^{238}$, которого в естественной смеси очень много. Для деления на ${}_{92}\text{U}^{238}$ коэффициент ν равен примерно 2,5. В спектре деления примерно 60% нейтронов имеют энергии выше эффективного порога 1,4 МэВ деления на ${}_{92}\text{U}^{238}$. Но из этих 60% только один нейтрон из 5 успеваает произвести деление, не замедлившись до энергии ниже пороговой за счет упругого и особенно неупругого рассеяния. Отсюда для коэффициента $\eta_{\text{быстр}}^{238}$ получается оценка

$$\eta^{238} = \nu^{238} \cdot 0,6 \cdot 1/5 = 0,3 \text{ (быстр.)} \quad (11.19)$$

Полный коэффициент $\eta^{\text{ест}}$ для быстрой реакции равен сумме:

$$\eta^{\text{ест}} = \eta^{235} + \eta^{238} = 0,6 < 1 \text{ (быстр.)} \quad (11.20)$$

Таким образом, на быстрых нейтронах цепная реакция в естественной смеси идти не может. Экспериментально установлено, что для чистого металлического урана коэффициент размножения достигает значения единицы при обогащении 5,56%. Практически оказывается, что реакцию на быстрых нейтронах можно поддерживать лишь в обогащенной смеси, содержащей не меньше 15% изотопа ${}_{92}\text{U}^{235}$.

В заключение этого пункта обратим внимание на то, что коэффициент η^{238} (см. (11.19)) меньше единицы всего лишь в три раза. Это дает основание предполагать, что цепная реакция возможна и на изотопах, не делящихся медленными нейтронами, но имеющих низкий эффективный порог деления. Таким изотопом может оказаться ядро плутония ${}_{94}\text{Pu}^{240}$, для которого эффективный порог деления равен приблизительно 400 кэВ.

10. Для осуществления цепной реакции на медленных нейтронах в активную зону вводят специальные вещества — замедлители, которые превращают нейтроны деления в тепловые. На практике цепная реакция на медленных нейтронах осуществляется на естественном или слегка обогащенном изотопом ${}_{92}\text{U}^{235}$ уране. Присутствие большого количества изотопа ${}_{92}\text{U}^{238}$ в активной зоне усложняет процесс замедления и делает необходимым предъявление высоких требований к качеству замедлителя. Жизнь одного поколения нейтронов в активной зоне с замедлителем приблизительно можно разбить на две стадии: замедление до тепловых энергий и диффузия с тепловыми скоростями до поглощения. Для того чтобы основная масса нейтронов успела замедлиться без поглощения, необходимо выполнение условия

$$\frac{\sigma_{\text{упр}}}{\sigma_{\text{захв}}} \gg n, \quad (11.21)$$

где $\sigma_{\text{упр}}$, $\sigma_{\text{захв}}$ — усредненные по энергиям сечения соответственно упругого рассеяния и захвата, а n — число столкновений нейтрона с ядрами замедлителя, необходимое для достижения тепловой энергии. Как мы знаем из гл. X, § 4, число n быстро растет с ростом массового числа замедлителя. Для урана ${}_{92}\text{U}^{238}$ число n имеет порядок нескольких тысяч. А отношение $\sigma_{\text{упр}}/\sigma_{\text{захв}}$ для этого изотопа даже в сравнительно благоприятной области энергий быстрых нейтронов не превышает 50. Особенно же «опасна» в отношении захвата нейтронов так называемая резонансная область от 1 кэВ до 1 эВ. В этой области полное сечение взаимодействия нейтрона с ядрами ${}_{92}\text{U}^{238}$ имеет большое число интенсивных резонансов (рис. 11.1). Из гл. IV, § 7 мы знаем, что при низких энергиях радиационные ширины превышают нейтронные. Поэтому в области резонансов отношение $\sigma_{\text{упр}}/\sigma_{\text{захв}}$ становится даже меньше единицы. Это означает, что при попадании в область одного из резонансов нейтрон поглощается практически со стопроцентной вероятностью.

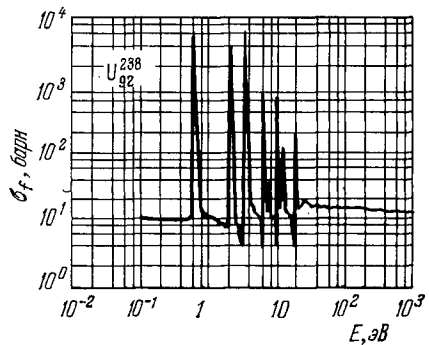


Рис. 11.1. Сечение радиационного захвата нейтронов ядрами изотопа урана ${}_{92}\text{U}^{238}$ в резонансной области энергий.

А так как замедление на таком тяжелом ядре, как уран, идет «мелкими шагами», то при прохождении через резонансную область замедляющийся нейтрон обязательно «наткнется» на один из резонансов и поглотится. Отсюда следует, что на естественном уране без посторонних примесей цепную реакцию осуществить нельзя: на быстрых нейтронах реакция не идет из-за малости коэффициента η , а медленные нейтроны не могут образоваться. Для того чтобы избежать резонансного захвата нейтрона, надо использовать для замедления очень легкие ядра, на которых замедление идет «крупными шагами», что резко увеличивает вероятность благополучного «проскакивания» нейтрона через резонансную область энергий. Как мы знаем из гл. X, § 4, наилучшими элементами-замедлителями являются водород, дейтерий, бериллий, углерод. Поэтому используемые на практике замедлители в основном сводятся к тяжелой воде, бериллию, окиси бериллия, графиту, а также обычной воде, которая замедляет нейтроны не хуже тяжелой воды, но поглощает их в гораздо большем количестве. Замедлитель должен быть хорошо очищен. Заметим, что для осуществления медленной реакции замедлителя должно быть в десятки, а то и в сотни раз больше, чем урана, чтобы предотвратить резонансные столкновения нейтронов с ядрами ${}_{92}\text{U}^{238}$.

Замедляющие свойства активной среды приближенно могут быть описаны тремя величинами: вероятностью нейтрону избежать погло-

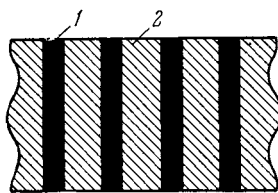


Рис. 11.2 Схема расположения ядерного горючего и замедлителя в активной зоне гетерогенной системы.

1 — блоки ядерного горючего, 2 — замедлитель.

нения замедлителем во время замедления, вероятностью p избежать резонансного захвата ядрами ${}_{92}\text{U}^{238}$ и вероятностью f тепловому нейтрону поглотиться ядром горючего, а не замедлителя. Величина f называется обычно *коэффициентом теплового использования*. Точный расчет этих величин сложен. Обычно для их вычисления пользуются приближенными полуэмпирическими формулами.

11. Только что введенные величины p и f зависят не только от относительного количества замедлителя, но и от геометрии его размещения в активной зоне. Активная зона, состоящая из однородной смеси урана и замедлителя, называется *гомогенной*, а система их чередующихся блоков урана и замедлителя называется *гетерогенной* (рис. 11.2). Качественно гетерогенная система отличается тем, что в ней образовавшийся в уране быстрый нейтрон успевает уйти в замедлитель, не достигнув резонансных энергий. Дальнейшее замедление идет уже в чистом замедлителе. Это, конечно, повышает вероятность p избежать резонансного захвата, так что

$$p_{\text{гет}} > p_{\text{гом}}$$

С другой стороны, наоборот, став тепловым в замедлителе, нейтрон должен для участия в цепной реакции продиффундировать, не поглотившись в чистом замедлителе, до его границы. Поэтому коэффициент теплового использования f в гетерогенной среде ниже, чем в гомогенной:

$$f_{\text{гет}} < f_{\text{гом}}$$

Размеры блоков замедлителя и урана ограничены сверху тем, что расстояние от любой точки блока до его границы в уране должно быть меньше длины замедления $\sqrt{\tau}$, а в замедлителе — меньше длины диффузии L (см. гл. X, § 4). Реально оказывается, что при оптимальном подборе блоков в гетерогенной среде реакцию осуществлять легче, чем в гомогенной, так как выигрыш за счет увеличения p с избытком компенсирует проигрыш за счет уменьшения f . Так, на естественной смеси изотопов урана гомогенную цепную реакцию можно осуществить только с самым высококачественным замедлителем — тяжелой водой. Но гетерогенная реакция на естественной смеси возможна и при использовании менее качественного замедлителя — графита. Этот факт сыграл решающую роль в возникновении ядерной энергетики, так как впервые управляемая реакция деления была осуществлена именно в уран-графитовой гетерогенной системе (Э. Ферми с сотр., 1942; И. В. Курчатов с сотр., 1946).

12. Для оценки коэффициента размножения k_{∞} теплового реактора используется приближенная формула четырех сомножителей

$$k_{\infty} = \eta p f \epsilon. \quad (11.22)$$

Первые три сомножителя мы уже рассматривали в пп. 2—10. Величина ϵ называется коэффициентом размножения на быстрых нейтронах. Этот коэффициент вводится для того, чтобы учесть, что часть быстрых нейтронов может произвести деление, не успев замедлиться. По своему смыслу коэффициент ϵ всегда превышает единицу. Но это превышение обычно невелико. Типичным для тепловых реакций является значение $\epsilon = 1,03$. Для быстрых реакций формула четырех сомножителей неприменима, так как каждый коэффициент зависит от энергии и разброс по энергиям при быстрых реакциях очень велик.

Поскольку величина η определяется видом топлива, а величина ϵ для медленных реакций почти не отличается от единицы, то качество конкретной активной среды определяется произведением pf . Так, преимущество гетерогенной среды перед гомогенной количественно проявляется в том, что, например, в системе, в которой на одно ядро естественного урана приходится 215 ядер графита, произведение pf равно 0,823 для гетерогенной среды и 0,595 для гомогенной. А так как для естественной смеси $\eta = 1,34$, то мы и получим, что для гетерогенной среды $k_{\infty} > 1$, а для гомогенной $k_{\infty} < 1$.

13. Для практического осуществления стационарно текущей цепной реакции надо уметь этой реакцией управлять. Как мы сейчас увидим, это управление существенно упрощается благодаря вылету запаздывающих нейтронов при делении. Мы знаем из гл. X, § 3, что подавляющее большинство нейтронов вылетает из ядра практически мгновенно (т. е. за время, на много порядков меньшее времени жизни поколения нейтронов в активной зоне), но несколько десятых процента нейтронов являются запаздывающими и вылетают из ядер-осколков через довольно большой промежуток времени — от долей секунды до нескольких и даже десятков секунд. Качественно влияние запаздывающих нейтронов можно пояснить так. Пусть коэффициент размножения мгновенно возрос от подкритического значения до такого надкритического, что $K < 1$ при отсутствии запаздывающих нейтронов. Тогда, очевидно, цепная реакция начнется не сразу, а лишь после вылета запаздывающих нейтронов. Тем самым процесс течения реакции будет регулируемым, если время срабатывания регулирующих устройств будет меньше сравнительно большого времени задержки запаздывающих нейтронов, а не очень малого времени развития цепной реакции.

Для получения количественной картины рассмотрим сначала развитие во времени цепной реакции без запаздывающих нейтронов. Пусть в системе с коэффициентом размножения k среднее время жизни одного поколения равно T . Тогда за единицу времени число нейтронов N изменится в $\frac{k-1}{T}$ раз, т. е.

$$\frac{dN}{dt} = \frac{k-1}{T} N, \quad (11.23)$$

откуда

$$N = N_0 e^{t/\tau_0},$$

где N_0 — начальное число нейтронов и

$$\tau_0 = \frac{T}{k-1}.$$

Величина T лежит в пределах 10^{-4} — 10^{-5} с для медленных реакций и 10^{-7} — 10^{-8} с для быстрых. Отсюда видно, что даже в самом благоприятном для управления случае $T = 10^{-4}$ с количество нейтронов возрастет в сто раз при $k-1 = 10^{-4}$ за 4,6 с, а при $k-1 = 10^{-3}$ за 0,46 с. Но увеличение интенсивности реакции в 100 раз ведет к перегреву установки и выходу ее из строя. Для быстрых реакций перегрев развивается значительно быстрее и поэтому еще более опасен.

Посмотрим теперь, что дает учет запаздывающих нейтронов. Для простоты будем считать, что среднее время жизни T_s нейтронно-активного осколочка по отношению к вылету запаздывающего ней-

трона одинаково для всех осколков. Полный коэффициент размножения k можно представить в виде суммы

$$k = k_{\text{мгн}} + k_3 \quad (11.24)$$

коэффициентов размножения соответственно на мгновенных и запаздывающих нейтронах. Если доля запаздывающих нейтронов равна β , то

$$k_{\text{мгн}} = (1 - \beta)k, \quad k_3 = \beta k. \quad (11.25)$$

Уравнение (11.23) теперь заменится системой

$$\frac{dN}{dt} = \frac{k_{\text{мгн}} - 1}{T} N + \frac{C}{T_3}, \quad \frac{dC}{dt} = \frac{k_3}{T} N - \frac{C}{T_3}, \quad (11.26)$$

где через C обозначено число осколков, способных к испусканию запаздывающих нейтронов. Первое из уравнений (11.26) отражает тот факт, что число нейтронов изменяется за счет испускания мгновенных нейтронов ($k_{\text{мгн}}$ мгновенных нейтронов на один поглощенный) и за счет распада нейтронно-активных осколков. Смысл второго уравнения состоит в том, что изменение числа нейтронно-активных ядер обусловлено рождением в среднем k_3 ядер при захвате одного нейтрона и распадом этих ядер.

Исследование системы (11.26) начнем с критического режима, в котором по определению $k = 1$, т. е. $k_{\text{мгн}} = 1 - \beta$, $k_3 = \beta$. В этом случае система имеет стационарное решение $dN/dt = dC/dt = 0$, для которого

$$C_{\text{кр}} = N_{\text{кр}} \frac{T_3 \beta}{T}. \quad (11.27)$$

Доля запаздывающих нейтронов в ядерных горючих колеблется от 0,2 до 0,7%. Среднее время жизни запаздывающих нейтронов можно принять за 10 с (на самом деле имеется несколько разных нейтронно-активных осколков с временами жизни от долей секунды до минуты; это усложнение делает расчет более громоздким, но не меняет качественных выводов). Отсюда следует, что во всех реальных случаях

$$T_3 \beta \gg T,$$

так что

$$C_{\text{кр}} \gg N_{\text{кр}}. \quad (11.28)$$

Этот результат может показаться парадоксальным: в активной зоне при протекании стационарной цепной реакции нейтронноактивных ядер как минимум на два порядка больше, чем нейтронов. Но этот вывод становится понятным из одного лишь неравенства (11.28), согласно которому нейтронно-активные ядра рождаются в сотни раз реже, чем нейтроны, но зато живут в десятки тысяч, а то и в сотни миллионов раз дольше. Уже отсюда видно, что роль запазды-

вающих нейтронов в кинетике цепной реакции не может быть незначительной.

Рассмотрим теперь режим, отличный от критического. В этом случае решение можно искать в виде

$$N = N_0 e^{t/\tau}, \quad C = C_0 e^{t/\tau}. \quad (11.29)$$

При подстановке этих выражений в систему (11.26) для τ получается квадратное уравнение, решение которого имеет вид

$$\tau = \frac{T - T_3(k - k\beta - 1) \pm \sqrt{\{T - T_3(k - k\beta - 1)\}^2 + 4TT_3(k - 1)}}{2(k - 1)}. \quad (11.30)$$

В подкритическом режиме ($k < 1$) оба корня отрицательны, что соответствует отрицательным показателям экспонент в (11.29), т. е. гашению реакции. В надкритическом режиме ($k > 1$) один из корней (11.30) положителен и обеспечивает нарастание реакции. При $k - 1 \ll 1$ с учетом (11.28) этот положительный корень с хорошей точностью равен

$$\tau = \frac{T_3\beta}{k - 1} = \tau_0 \frac{T_3\beta}{T}. \quad (11.31)$$

Из (11.31) видно, что при небольшой степени надкритичности скорость нарастания интенсивности цепной реакции вообще не зависит от времени жизни одного поколения нейтронов и определяется только запаздывающими нейтронами. Поскольку величина $T_3\beta$ имеет порядок $5 \cdot 10^{-2}$ с, то ясно, что наличие запаздывающих нейтронов по крайней мере на два порядка снижает скорость нарастания интенсивности. Например, при $k - 1 = 10^{-3}$ за 0,5 с число нейтронов увеличится уже не в сто раз (см. выше), а лишь на 10%.

Таким образом, наличие запаздывающих нейтронов решающим образом упрощает проблему регулирования скорости протекания цепной реакции, причем не только на медленных, но и на быстрых нейтронах.

§ 3. Ядерные реакторы

1. *Реактором называется устройство, в котором поддерживается управляемая цепная реакция деления.* В соответствии с типом цепной реакции различают реакторы на медленных, промежуточных и быстрых нейтронах.

Составными частями любого реактора являются: а) активная зона, обычно окруженная отражателем (см. гл. X, § 4, п. 4); б) теплоноситель; в) система регулирования; г) радиационная защита; д) другие конструктивные элементы; е) пульт дистанционного управления.

При работе реактора происходят следующие процессы: а) выделение тепла за счет экзотермичности реакции деления; б) выгорание