

ГЛАВА XVIII

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЯДЕРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

§ 66. Цепная реакция деления ядер

При превращении атомных ядер энергия связи, приходящаяся в среднем на один нуклон, меняется. Это означает, что превращение атомных ядер может быть использовано для получения энергии.

Для того чтобы судить о том, какие ядерные реакции пригодны для этих целей, обратимся к графику дефектов масс на один нуклон (рис. 3.17). График показывает, что в принципе возможно добывать атомную энергию за счет двух типов превращений атомных ядер:

1. Энергия выделяется при синтезе ядер из более легких, если возникающие ядра обладают $A < 60$. Так, при соединении двух дейтронов (с дефектом массы на 1 нуклон ~ 1 Мэв) в ядро гелия (дефект массы на 1 нуклон ~ 7 Мэв) должна выделиться энергия

$$4(7 - 1) \approx 24 \text{ Мэв.} \quad (66.1)$$

2. Энергия выделяется при делении тяжелых ядер. Так, при делении ядра U_{92}^{235} на две равные доли получаются ядра с массовыми числами $A \sim 119$. Выделяющаяся при этом энергия составит примерно

$$238(8,5 - 7,5) \approx 240 \text{ Мэв.} \quad (66.2)$$

Рассмотрим условия, необходимые для осуществления реакции деления ядер.

Наличие в системе запаса энергии (которая может быть отдана при соответствующем превращении системы) само по себе не означает абсолютной неустойчивости системы. Так, ружейный патрон обладает запасом энергии, которая отдается при выстреле, однако он может находиться в равновесии сколь угодно долго. Чтобы произвести выстрел, необходимо произвести работу, нарушающую это равновесие (удар бойка о капсюль). Ситуация с тяжелым ядром аналогична. Оно претерпит деление, если нарушить его равновесие.

Минимальная энергия, необходимая, чтобы вызвать деление ядра, носит название энергии активации.

Рассмотрим механизм деления ядра, получившего необходимую для деления энергию активации. Эта энергия распределяется по двум каналам. Часть энергии идет на «нагревание» ядра — сообщение отдельным нуклонам добавочной энергии внутренних движений. Часть энергии идет на возбуждение степеней свободы, отвечающих коллективному движению частиц ядра, приводящему к его деформации. На рис. 3.19 показана последовательность событий, происходящих при чаще всего возникающей деформации. На сечении, уменьшенном вследствие деформации, ядерные силы,



Рис. 3.19.

противостоящие кулоновскому отталкиванию двух половинок ядра, оказываются недостаточными. Ядро теряет устойчивость, деформация возрастает, отталкивающиеся половинки ядра продолжают удаляться друг от друга. Между ними образуется перетяжка, которая затем разрывается. Обра-

зовавшиеся ядра меньшей массы и, как правило, несколько отличающиеся друг от друга и зарядом и массовым числом, разлетаются с очень большими скоростями: результат кулоновского отталкивания двух ядер с большим зарядом, оказавшихся на весьма малом расстоянии друг от друга. «Нагретые» осколки деления остывают, выбрасывая («испаряя») по 1—2 нейтрона.

Это происходит по следующей причине. С уменьшением A уменьшается и процентное содержание нейтронов в устойчивых ядрах. Ядра, получившиеся в результате деления, имеют содержание нейтронов, отвечающее исходному значению A , следовательно, при новом массовом числе, примерно вдвое меньшем, перегружены нейтронами. Более 80% энергии, отдаваемой при делении тяжелых ядер, выделяется в виде кинетической энергии разлетающихся осколков. Энергия их порядка 80 Мэв каждого. Несколько Мэв уносят нейтроны. Остальная энергия выделяется затем во время радиоактивного β^- -распада продуктов деления и с γ -излучением возбужденных продуктов деления.

Энергию активации, необходимую ядрам для деления, легче всего передать им с помощью нейтронов. Нейтрон, приблизившийся к ядру, притягивается к нему ядерными силами. Работа, произведенная этими силами, равна энергии связи нейтрона в образовавшемся ядре, т. е. составляет по порядку величины 7 Мэв. Если энергия активации образовавшегося ядра меньше этой величины (т. е. энергии связи поглотившегося нейтрона), то этой энергии достаточно, чтобы вызвать деление ядра. Добавочной энер-

гии, например, в виде кинетической энергии поглощаемого нейтрона, не нужно. В силу того, что энергия связи нуклонов с увеличением числа частиц в ядре убывает весьма медленно, в то время как энергия активации тяжелых ядер уменьшается с ростом A достаточно быстро, ядра с необходимыми свойствами должны существовать. Для практического использования необходимо, чтобы эти ядра были достаточно устойчивы в смысле самопроизвольного радиоактивного распада, т. е. чтобы их период полураспада был достаточно большим.

В настоящее время широко используются три типа ядер, удовлетворяющих нужным условиям: U_{92}^{235} , Pu_{94}^{239} и U_{92}^{233} .

Очень удобным оказалось то обстоятельство, что нет необходимости в специальном источнике нейтронов. Делящиеся ядра в процессе деления выбрасывают от двух до трех нейтронов, «испаряемых» перегретыми продуктами деления практически в момент деления. Эти нейтроны и могут быть использованы для деления следующих ядер. Задача сводится, следовательно, к тому, чтобы избежать больших потерь нейтронов. При этом раз начавшаяся реакция может продолжаться до тех пор, пока имеются делящиеся ядра и поток нейтронов не иссяк. Нейтроны, выделяющиеся при делении первых ядер, делят другие, отдающие большее число нейтронов, часть которых вызывает деление следующих ядер, и т. д. Такие реакции называются *цепными*.

Схема процессов, происходящих при цепной реакции в сплошном объеме ядерного горючего, изображена на рис. 3.20. Рассмотрим схематический баланс нейтронов при цепной реакции. I — первое разделившееся ядро, II — ядра второго, III — третьего и т. д. поколений. Пути нейтронов показаны тонкими прямыми.

Обозначим через N общее число нейтронов в объеме V к моменту времени t , через $(f+1)$ — число нейтронов, выбрасываемых в среднем одним разделившимся ядром. Далее обозначим через τ среднее время от возникновения нового нейтрона до его поглощения следующим делящимся ядром. После деления выбрасывается $f+1$ новых нейтронов. Следовательно, f есть число вновь образующихся ответвлений на каждом звене цепи, а $\frac{fN}{\tau}$ — число новых нейтронов, возникающих в объеме за единицу времени.

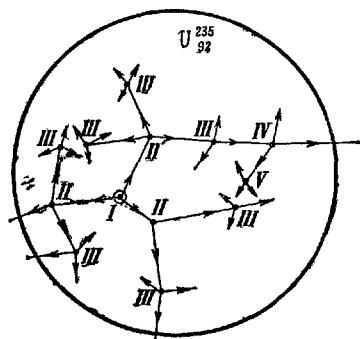


Рис. 3.20.

Обозначим через g ту часть вновь образующихся нейтронов, которая поглощается неделяющимися ядрами примесей, имеющимися в ядерном горючем или специально добавляемыми в него, а также ядрами накапливающихся продуктов деления. Число нейтронов, затрачиваемых на эти процессы обрыва цепей за единицу времени, будет $\frac{gN}{\tau}$.

Часть нейтронов может выйти через поверхность S , ограничивающую объем V , наружу. Этот поток уходящих нейтронов пропорционален их концентрации $\frac{N}{V}$, поверхности S и средней скорости вылета u . С точностью до числового множителя порядка единицы (см., например, т. I, § 17) число теряемых в единицу времени нейтронов равно

$$u \frac{N}{V} S = uN \frac{S}{V} \approx \frac{uN}{V^{1/3}} \approx \frac{uN}{D},$$

где D — линейный размер объема, занимаемого ядерным горючим ($V \sim D^3$ и $S \sim D^2 \sim V^{2/3}$).

Таким образом, уравнение баланса нейтронов принимает вид

$$\frac{dN}{dt} = \frac{fN}{\tau} - \frac{gN}{\tau} - \frac{uN}{D} = \frac{f-g-\frac{u\tau}{D}}{\tau} N = \frac{K}{\tau} N. \quad (66.3)$$

Это уравнение является лишь схематическим и не учитывает многих важных деталей процесса. Однако его рассмотрение дает возможность выявить его качественный характер. Как видно из (66.3), характер протекания процесса зависит от знака и величины множителя:

$$K = f - g - \frac{u\tau}{D}. \quad (66.4)$$

Если величина K отрицательна ($K = -|K|$), то вероятность разветвления (f) меньше вероятности обрыва цепей в объеме (g) и ухода нейтронов через поверхность ($\frac{u\tau}{D}$). Интегрирование уравнения (66.3) тогда дает:

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{|K|}{\tau} t}, \quad (66.5)$$

т. е. число нейтронов, первоначально находившихся в объеме, непрерывно уменьшается и цепная реакция будет затухать, как показано на кривой 1 рис. 3.21. Скорость процесса будет убывать

вдвое за время

$$T = \ln 2 \frac{\tau}{|K|} \approx \frac{0,693\tau}{|K|}. \quad (66.6)$$

При $g > f$ цепная реакция не может поддерживаться, каковы бы ни были размеры D . Если же $g < f$, то условия затухания зависят от D . Действительно,

$$K < 0 \text{ при } \frac{u\tau}{D} > f - g \text{ или } D < \frac{u\tau}{f-g} = D_k. \quad (66.7)$$

Величина $D_k = \frac{u\tau}{f-g}$ называется критическим размером и зависит от свойств ядерного горючего, имеющихся в нем примесей и геометрической формы, т. е. от значения опущенных при качественном анализе численных коэффициентов, характеризующих отношение поверхности к объему. Если D меньше критического, то цепная реакция затухает, однако время затухания

$$\begin{aligned} T &= \frac{\ln 2\tau}{\frac{u\tau}{D} - (f-g)} \approx \\ &\approx \frac{0,7D\tau}{(f-g)(D_k - D)} \end{aligned} \quad (66.8)$$

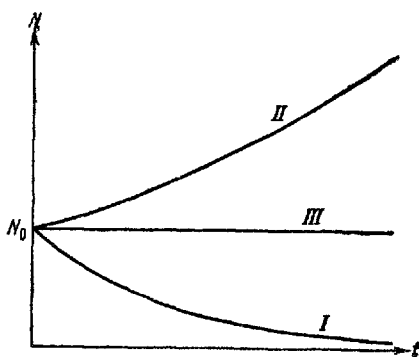


Рис. 3.21.

тем больше, чем ближе D к D_k .

Если размер куска ядерного горючего превысит D_k , то $K > 0$ и интегрирование уравнения (66.3) дает зависимость

$$N(t) = N_0 e^{\frac{K}{\tau} t}. \quad (66.9)$$

Количество нейтронов N и число производимых ими за единицу времени реакций деления $\frac{N}{\tau}$ будет экспоненциально возрастать, как показано на кривой II рис. 3.21. Время ускорения реакции вдвое будет:

$$T^* \approx \frac{0,7\tau}{K} = \frac{0,7D\tau}{(f-g)(D - D_k)}, \quad (66.10)$$

и сколь мало ни будет начальное число нейтронов N_0 , начавшаяся цепная реакция будет неуправляемой и закончится взрывом.

Такая неуправляемая реакция была использована для военных целей в атомных бомбах.

Первоначально ядерным горючим служил актиноуран U_{92}^{235} — изотоп, содержащийся в природном уране в количестве 0,72 %. Основную массу природной смеси составляет изотоп U_{92}^{238} (99,274 %), имеющий более высокую, чем актиноуран, энергию активации. Поэтому, в отличие от актиноурана, U_{92}^{238} делится лишь нейтронами, обладающими большой кинетической энергией, т. е. быстрыми нейтронами. Выделение чистого U_{92}^{235} или хотя бы обогащение природной смеси, т. е. повышение содержания в ней актиноурана, представляло весьма трудную техническую проблему. Для решения ее были использованы процессы, скорость которых зависит от небольшого различия атомных весов обоих изотопов ($238 - 235 = 3$), такие, как диффузия газообразного UF_6 через пористые перегородки, термодиффузия и разделение ионов при их движении в электромагнитном поле (в принципе, как в масс-спектрографе). Весьма трудной технической проблемой оказалась и предварительное получение металлического урана высокой чистоты, свободного от следов примесей, захватывающих нейтроны и увеличивающих тем самым вероятность обрыва цепей g .

Пробег нейтрона до поглощения в толще твердого U_{92}^{235} составляет несколько сантиметров. Шар из чистого актиноурана имеет критический размер около 17 см. Если окружить его оболочкой из вещества, способного частично отражать обратно вылетающие из шара нейтроны, то критический размер может быть несколько уменьшен. Такой шар и является зарядом атомной бомбы.

Для возможности доставки атомной бомбы к месту назначения без взрыва по дороге ее заряд делят на части, каждая из которых имеет докритические размеры. Критические размеры достигаются при смыкании этих частей. Благодаря наличию спонтанного деления ядер урана и действиям быстрых космических частиц небольшое количество нейтронов, необходимое для начала цепной реакции, всегда имеется. Нейтроны, ведущие цепную реакцию, имеют большие скорости, и вся реакция при достижении критических размеров развивается за время $\sim 10^{-6}$ сек. Поэтому для возможности достижения сверхкритического заряда его части должны выстреливаться друг в друга и смыкаться с очень большими скоростями.

При цепном взрыве высвобождается огромная энергия деления, и температура продуктов взрыва превышает миллионы градусов. Весь заряд мгновенно испаряется, и большая часть ядерного горючего разлетается в стороны, не успевая претерпеть деление. В целом взрыв такой атомной бомбы эквивалентен взрыву десятков тысяч тонн обычного взрывчатого вещества. Опасность атомного взрыва усугубляется еще тем, что, кроме разрушений и пожаров, он оставляет много радиоактивных остатков на месте взрыва и

в атмосфере. Эти остатки возникают как в виде непосредственных радиоактивных продуктов деления урана, так и в виде наведенной активности ядер окружающей среды, поглотивших нейтроны, в огромном количестве выделяющиеся при взрыве.

§ 67. Ядерные реакторы

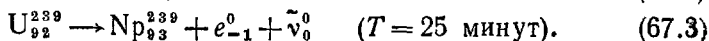
Как видно из уравнения баланса нейтронов (66.3) и рис. 3.21, при $K < 0$ цепная реакция затухает, а при $K > 0$ становится неуправляемой. Реакция поддерживается на постоянном уровне при $K = 0$. В этом случае $\frac{dN}{dt} = 0$, $N = \text{const} = N_0$ и число реакций деления в единицу времени поддерживается на неизменном заданном уровне:

$$W = \frac{N_0}{\tau} = \text{const}. \quad (67.1)$$

Управлять реакцией удастся лишь в том случае, если окажется возможным величину K менять достаточно медленно и плавно. Обстоятельства, о которых будет сказано ниже, позволяют решить эту задачу. Такая управляемая цепная реакция осуществляется в различного типа ядерных реакторах, иначе называемых атомными котлами.

В качестве ядерного горючего при этом используется природный или частично обогащенный уран или торий. Благодаря значительной вероятности обрыва цепей в таком горючем критические размеры (66.7) ядерных реакторов значительно больше, чем в случае атомной бомбы. Для понимания процессов, происходящих в ядерных реакторах, необходимо несколько детальнее рассмотреть, как взаимодействуют ядра U_{92}^{238} и Th_{90}^{232} с нейтронами.

Энергия активации этих ядер больше, чем у ядра актиноурана. Поэтому основной изотоп урана U_{92}^{238} и торий, целиком состоящий из Th_{90}^{232} , медленными нейтронами не делятся. Деление этих ядер может произойти, если нейтрон обладает добавочной кинетической энергией ~ 1 Мэв. При меньших энергиях вероятность захвата нейтронов возрастает, но захват уже не сопровождается делением ядра. Образуется изотоп урана с массовым числом 239, который оказывается β^- -радиоактивным, со сравнительно малым периодом полураспада:



Так был получен изотоп первого зауранового («трансуранового») элемента нептуния. Этот изотоп также β^- -радиоактивен:

