

Рис. 3. Зависимость сечений деления ядер  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  от энергии нейтронов.

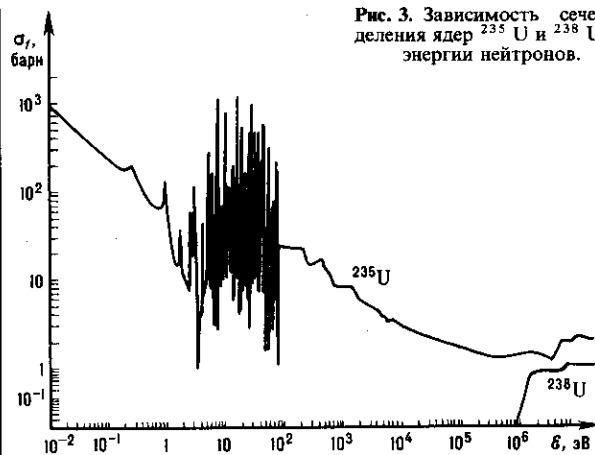


Табл. 3.

Энергия	Изотоп	$^{235}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$	$^{233}\text{U}$	$^{238}\text{U}$	$^{232}\text{Th}$
0,025 эВ		590	750	530	—	—
2 МэВ		1,3	2,0	1,9	0,5	0,1

Образующиеся в процессе деления ядер осколки находятся в широком диапазоне массовых чисел: примерно от 70 до 160 а. е. Они перегружены нейтронами и переходят в стабильное состояние после неск. последовательных  $\beta$ -распадов. Ок. 29% всех осколков — газообразные Кг и Хе.

Полная энергия, выделяемая при одном акте деления,  $\sim 200$  МэВ. Она распределяется примерно след. образом: 82% составляет кинетич. энергия осколков, 3% энергии уносят  $\gamma$ -лучи деления, 6% —  $\beta$ - и  $\gamma$ -кванты распадающихся осколков, 9% — нейтроны деления и  $\gamma$ -кванты, образующиеся при их захвате в неделящихся материалах. Выгорание 1 г ядерного горючего даёт 1 МВт · сутки энергии.

На всех ядрах, в т. ч. делящихся, а также на накапливающихся осколках происходит реакция радиационного захвата, при к-рой поглощается нейтрон и испускаются  $\gamma$ -кванты. Сечения радиац. захвата  $\sigma_c$  тепловых нейтронов нек-рыми ядрами представлены в табл. 4. Радиац. захват нейтронов в неделящихся материалах активной зоны приводит к образованию  $\beta$ -радиоакт. изотопов. При поглощении нейтронов ядрами  $^{238}\text{U}$  после двух последовательных  $\beta$ -распадов образуются ядра  $^{239}\text{Pu}$ , т. е. имеет место воспроиз-во ядерного горючего. В результате последовательного радиац. захвата нейтронов ядрами горючего в реакторе накапливаются высокорadioакт. трансурановые изотопы, в осн. не делящиеся на тепловых нейтронах и слабо делящиеся на быстрых.

Табл. 4.

Изотоп	$^{23}\text{Na}$	$^{27}\text{Al}$	$^{56}\text{Fe}$	$^{90}\text{Zr}$	$^{91}\text{Zr}$	$^{112}\text{Cd}$	$^{113}\text{Cd}$	$^{235}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$	$^{238}\text{U}$
$\sigma_c$ , барн	0,5	0,2	2,6	$1 \cdot 10^{-2}$	1,2	2,2	$2 \cdot 10^4$	100	270	2,7

Для тепловых нейтронов характерна значит. разница в сечениях захвата, в т. ч. и для соседних изотопов, связанная со случайной близостью к тому или иному резонансу. Энергетич. зависимость  $\sigma_c$  в принципе имеет тот же характер, что и  $\sigma_f(E)$  для делящихся во всём диапазоне энергий ядер с резонансной структурой в области малых энергий. Для быстрых нейтронов различие в  $\sigma_c$  для разных ядер значительно меньше, чем для тепловых. Резонансная структура энергетич. зависимости здесь практически пол-

ностью сглаживается. Для мн. ядер  $\sigma_c$  при энергии нейтронов 1—2 МэВ — порядка 0,1 барна. Для лёгких ядер, а также нек-рых средних и тяжёлых, т. н. магических,  $\sigma_c$  на 1—2 порядка ниже. Радиац. захват в материалах активной зоны, отрицательно влияющий на баланс нейтронов, сильнее сказывается в тепловых Я. р.

Процесс упругого рассеяния происходит на всех ядрах и при всех энергиях нейтронов. В результате упругого рассеяния нейтрон изменяет направление движения и теряет часть своей энергии (если она выше тепловой), передавая её ядру отдачи. Сечение упругого рассеяния  $\sigma_2$  обычно слабо зависит от энергии нейтрона и приближённо равняется геом. поперечному сечению ядра (порядка неск. барн). Угл. распределение нейтронов после рассеяния (в системе центра масс) в большинстве случаев изотропно; лишь на тяжёлых ядрах для быстрых нейтронов имеет место нек-рая анизотропия с преимуществ. рассеянием вперёд. Эффект упругого рассеяния непосредственно не влияет на баланс нейтронов, но косвенно сказывается на протекании цепной реакции, т. к. уменьшение энергии нейтронов в общем случае изменяет соотношение между вероятностью вызвать деление и вероятностью захватиться, кроме того, «запутывание» нейтрона в среде уменьшает вероятность его потери из-за вылета наружу. Ср. потерю энергии нейтроном при одном соударении удобно характеризовать среднелогарифмич. декрементом

$$\xi = \overline{\ln(E_1/E_2)},$$

где  $E_1$  и  $E_2$  — энергии нейтрона до и после соударения соответственно. Для ядер с атомным весом  $A > 10$  при изотропном рассеянии

$$\xi \approx \frac{2}{A + 2/3}.$$

Качество замедлителя можно характеризовать ср. кол-вом столкновений  $P$ , к-рое требуется, чтобы нейтрон деления сделался тепловым:

$$P = \frac{1}{\xi} \ln \frac{2 \cdot 10^6}{0,025} \approx \frac{18,2}{\xi}.$$

В табл. 5 приведены значения  $P$  для применяемых замедлителей и нек-рых др. веществ.

Табл. 5.

Вещество	$\text{H}_2\text{O}$	$\text{D}_2\text{O}$	Be	C	Na	Fe	Zr
$P$	19	35	86	114	213	510	816

Процесс неупругого рассеяния состоит в том, что нейтрон в общем случае теряет значит. часть своей энергии, к-рая идёт на возбуждение ядра, а затем излучается в виде  $\gamma$ -квантов. Часть энергии, как и в случае упругого рассеяния, передаётся ядру отдачи. Энергетич. порог процесса определяется первым уровнем возбуждения ядра, ниже к-рого неупругое рассеяние невозможно. В табл. 6 приводятся значения первого уровня  $\mathcal{E}$  для нек-рых ядер.

Табл. 6.

Изотоп	$^{23}\text{Na}$	$^{27}\text{Al}$	$^{56}\text{Fe}$	$^{90}\text{Zr}$	$^{112}\text{Cd}$	$^{235}\text{U}$	$^{238}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$
$\mathcal{E}$ , МэВ	0,4	0,8	0,8	1,77	0,6	0,07	0,045	0,08

Сечение неупругого рассеяния  $\sigma_{in}$  сначала растёт с ростом энергии падающего нейтрона выше порога, затем выходит на плато, достигая величины порядка геом. поперечного сечения ядра. Наиб. вклад в смягчение нейтронного спектра за счёт неупругого рассеяния дают тяжёлые ядра, включая  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$ , для к-рых  $\sigma_{in}$  велико, а порог реакции низок. Для ядер  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{233}\text{U}$   $\sigma_{in}$  мало из-за большой конкуренции реакции деления. Полное сечение