

15. ЯДЕРНОЕ ОРУЖИЕ

15.1 Деление урана

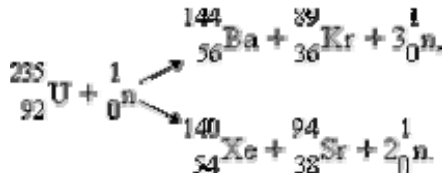
15.1.1 Деление атомных ядер

Деление ядер – процесс, при котором из одного атомного ядра возникают два (реже 3 или 4) ядра – осколка, близких по массе. Этот процесс энергетически выгоден для всех бета-стабильных ядер с массовым числом $A > 100$.

Спонтанное (самопроизвольное) деление – радиоактивный распад, при котором ядро расщепляется без всякого внешнего вмешательства, т.е. без привнесения энергии. Как и любой другой вид радиоактивного распада, спонтанное деление характеризуется периодом полураспада (периодом деления).

Индуктированное (вынужденное) деление ядер – деление после слабого возбуждения атомного ядра. Этот вид деления представляет собой один из видов распада находящихся в возбужденном состоянии ядер, т.е. один из видов выделения энергии составным ядром.

Примером индуктированного деления является реакция деления урана, которое может осуществляться по нескольким каналам



и сопровождается интенсивным тепловыделением.

Деление ядер обнаружено в 1939, когда О.Ган и Ф.Штрассман однозначно доказали, что в результате взаимодействия нейтронов с ядрами урана появляются радиоактивные ядра с массами и зарядами примерно вдвое меньшими, чем масса и заряд урана. В том же году Л.Майтнер и О.Фриш для обозначения этого процесса ввели термин «деление ядер» и отметили, что при этом выделяется огромная энергия, а Ф.Жолио-

Кюри и одновременно Э.Ферми обнаружили, что при делении происходит испускание нескольких нейтронов. Это послужило основой для выдвижения идеи самоподдерживающейся ядерной цепной реакции деления и использования деления ядер в качестве источника энергии.

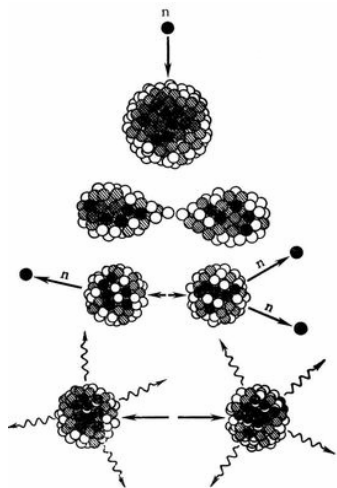


Рис. 223. Иллюстрация процесса деления ядра в рамках капельной модели.

Деление ядер под действием тепловых нейтронов возможно только для четно-нечетных или нечетно-нечетных ядер с $Z > 90$. ${}^{235}\text{U}$ способен к делению под действием **нейтронов** любых энергий, в том числе – тепловых. Реакции деления других тяжелых нуклидов имеют барьер; например, для деления ${}^{238}\text{U}$ и ${}^{232}\text{Th}$ необходимы нейтроны с энергией выше 1 МэВ. Большинство элементов, более тяжелых, чем висмут, делятся под воздействием **протонов**, если энергия протонов достаточно велика, чтобы преодолеть кулоновское отталкивание ядра. Ядра с $Z < 90$ делятся под действием нейтронов только вынужденным способом, причем энергия возбуждения, необходимая для деления, растет с уменьшением параметра деления Z^2/A . Вынужденное деление происходит практически мгновенно ($\tau = 10^{-14}$ сек). Способностью делиться и участвовать в цепной реакции деления обладают ${}^{235}\text{U}$, ${}^{233}\text{U}$, ${}^{239}\text{Pu}$, ${}^{241}\text{Pu}$ и некоторые другие нуклиды трансурановых элементов. Нечётные изотопы урана и плутония делятся нейтронами любой энергии, чётные (${}^{238}\text{U}$, ${}^{240}\text{Pu}$) имеют энергетический порог, слабо делятся в спектре нейтронов деления и совсем не делятся, если нейтроны замедлены.

Деление ядер урана сопровождается выделением энергии около 200 МэВ, или 1 МэВ на нуклон.

Пример. Пусть, например, ядро урана ${}^{238}\text{U}$ делится на два одинаковых ядра с массовыми числами 119. У этих ядер удельная энергия связи порядка 8,5 МэВ/нуклон. Удельная энергия связи ядра урана 7,6 МэВ/нуклон. Следовательно, при делении ядра урана выделяется энергия, равная 0,9 МэВ/нуклон или более 200 МэВ на один атом урана.

При делении ядра на два осколка изменяются поверхностная энергия $E_{\text{п}} = a_2 A^{2/3}$ и кулоновская энергия $E_{\text{к}} = a_3 Z^2/A^{1/3}$, причем поверхностная энергия увеличивается, а кулоновская энергия уменьшается. Деление возможно в том случае, когда энергия, высвобождающаяся при делении $E > 0$.

$$E \approx a_3 \frac{Z_1^2}{A_1^{1/3}} 0,37 - a_2 A_1^{2/3} 0,26 > 0.$$

Здесь $A_1 = A/2$, $Z_1 = Z/2$. Деление энергетически выгодно, если $Z^2/A > 17$. Величина Z^2/A называется параметром делимости. Энергия E , освобождающаяся при делении, растет с увеличением Z^2/A .

При большой энергии возбуждения потенциальная энергия ядра ведёт себя подобно энергии деформации равномерно заряженной капли. Чтобы ядру разделиться, т.е. приобрести форму, предшествующую разрыву, оно должно преодолеть энергетический барьер, называемый барьером деления.

Эту энергию в случае вынужденного деления ядро получает извне, например, при захвате нейтрона. В случае спонтанного деления происходит просачивание через барьер (туннельный эффект).

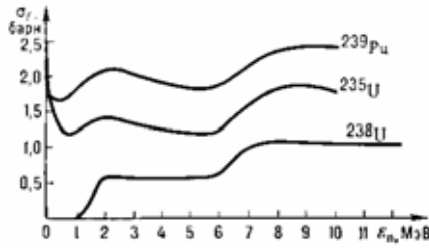


Рис. 224. Зависимость сечения деления ядер от энергии налетающих нейтронов.

Деление ядер нейтронами конкурирует с другими ядерными реакциями под действием нейтронов. Вероятность вынужденного деления определяется отношением сечения деления σ_f к полному сечению захвата нейтрона σ . Вероятность вынужденного деления зависит от энергии возбуждения образующегося составного ядра, которая пропорциональна энергии налетающей частицы. Эта зависимость имеет пороговый характер, причём для чётно-чётного ядра ^{238}U порог превышает на 1 МэВ энергию связи нейтрона в ядре, а для чётно-нечётных ядер ^{235}U и ^{239}Pu порог деления примерно совпадает с энергией связи нейтрона. Это приводит к большому сечению деления ^{235}U и ^{239}Pu при малой кинетической энергии бомбардирующих нейтронов (**Рис. 224**), что используется в ядерных реакторах на тепловых нейтронах.

Вероятность ядерной реакции характеризуют **эффективным** поперечным **сечением** или просто сечением, σ .

$$\sigma = n/n_0 N,$$

где n -число ядерных реакций в 1 времени; n_0 -поток бомбардирующих ядерных частиц в 1 времени; N -число ядер на 1 см^2 мишени. Сечение выражают в единицах – барнах.

Барн (сокращение: б, бн) - в ядерной физике единица для измерения эффективного поперечного сечения ядерных реакций. Имеет размерность площади, 1 барн численно равен $10^{-28} \text{ м}^2 = 10^{-24} \text{ см}^2 = 10 \text{ Фм}^2$ (примерный размер атомного ядра).

Захват ядром нейтрона приводит к возбуждению ядра, и, если энергия возбуждения достаточна, происходит деление. Величина сечения деления $\sigma_{\text{дел}}$ всегда меньше величины сечения захвата $\sigma_{\text{захв}}$, так как существуют другие каналы распада возбужденных ядер.

Эффективное сечение деления ядер нейтронами может быть записано в следующем виде:

$$\sigma_{\text{дел}} = \sigma_{\text{захв}} \frac{\Gamma_{\text{дел}}}{\sum_i \Gamma_i}$$

где $\Gamma_{\text{дел}}$ - вероятность деления ядра после захвата нейтрона, а Γ_i - вероятность распада этого ядра по i -ому каналу.

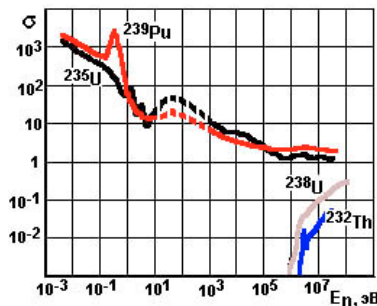
Наиболее существенными каналами распада помимо деления являются испускание γ -квантов и нейтронов.

Поскольку с уменьшением скорости нейтронов вероятность нахождения их вблизи ядра возрастает, сечение реакций захвата нейтронов σ обычно обратно пропорционально скорости нейтронов (закон $1/v$):

$$\sigma \approx \frac{1}{v} \approx \frac{1}{\sqrt{E}}.$$

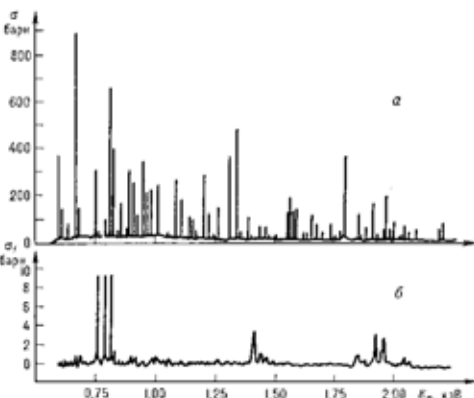
В реальности этот закон выполняется только в области низких энергий нейтронов.

Рис. 225. Зависимость от энергии сечения деления ^{235}U и ^{238}U , ^{239}Pu и ^{232}Th (пунктиром обозначена область резонансов).



В некоторых случаях наблюдается немонотонный ход зависимости сечения деления от энергии налетающей частицы, обусловленный резонансной зависимостью вероятности деления образующегося составного ядра от энергии его возбуждения. При бомбардировке нейтронов малых энергий удаётся наблюдать расщепление широких резонансов на несколько более узких, что позволяет определять уровни составного ядра.

Рис. 226. Резонансная структура сечения деления ^{240}Pu нейтронами: а – полное сечение реакции захвата ядром нейтрона; б – сечение деления.



Из сравнения энергетической зависимости полного сечения захвата нейтрона ядром ^{240}Pu (**Рис. 226а**) и сечения деления (**Рис. 226б**) следует, что уровни составного ядра с большими делительными ширинами образуют группы. В сечение деления ^{240}Pu возникает чётко выраженная

резонансная структура, которая наблюдается и для некоторых других ядер.

Основным типом деления является деление на два осколка.

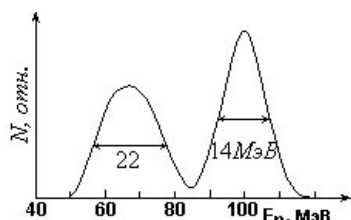


Рис. 227. Распределение осколков деления ^{235}U по энергиям (интервал высоких энергий нейтронов).

Энергетический спектр осколков имеет асимметричный характер: поскольку образующиеся осколки имеют различные массы, то, следовательно, имеют различную величину кинетической энергии. Распределение осколков по энергиям для случая деления ^{235}U быстрыми нейтронами представлено на **Рис. 227**, а тепловыми нейтронами – на **Рис. 228**.

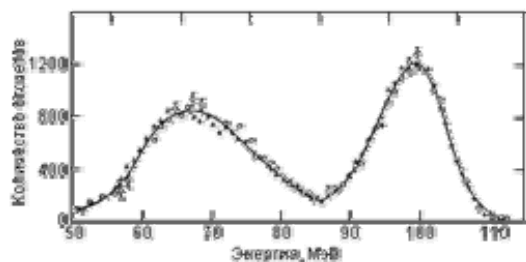


Рис. 228. Распределение по энергии осколков деления ^{235}U тепловыми нейтронами.

Между кинетическими энергиями E осколков и их массами M существует следующее соотношение, вытекающее из закона сохранения импульса:

$$E_{\text{л}}/E_{\text{т}} = M_{\text{т}}/M_{\text{л}}$$

где $E_{\text{л}}$ и $M_{\text{л}}$ относятся к легкому осколку, а $E_{\text{т}}$ и $M_{\text{т}}$ - к тяжелому. Пользуясь этим соотношением, можно из распределения осколков по энергии (**Рис.**) получить массовое распределение осколков. Параметры энергетического распределения, а также некоторые другие характеристики осколков деления ^{235}U тепловыми нейтронами приведены в **Табл. 54**.

Табл. 54. Характеристики легкого и тяжелого осколков для наиболее вероятного деления ^{235}U тепловыми нейтронами

Характеристика	Легкий осколок	Тяжелый осколок
Массовое число A	95	139
Электрический заряд Z	38	54
Кинетическая энергия E , МэВ	100	67
Пробег в воздухе при нормальных условиях, мм	27	21

Кинетическая энергия осколков деления сравнительно мало зависит от энергии возбуждения делящегося ядра, так как излишняя энергия обычно, идет на возбуждение внутреннего состояния осколков.

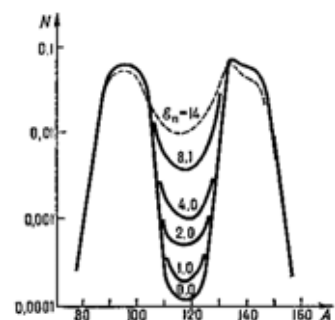
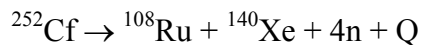


Рис. 229. Распределение осколков по массе для деления $^{235}\text{U}+n$ в зависимости от энергии нейтронов (в МэВ); N – процентное содержание ядер – с данным A (выход массы).

При делении образуется несколько десятков пар осколков преимущественно неравной массы, т.е. наиболее характерная особенность деления при небольшой энергии возбуждения – асимметрия распределения осколков по массе. Для деления ^{235}U наиболее вероятным ($\sim 6 \div 7\%$) оказывается выход осколков с массовыми числами 95 и 141, т.е. массы осколков относятся как 2:3. Вероятность симметричного деления в 600 раз меньше. В этом случае распределение осколков по массам имеет двугорбый вид. С увеличением энергии возбуждения возрастает вероятность симметричного деления, а вероятность асимметричного изменяется слабо. Для большей энергии возбуждения наиболее вероятным становится симметричное деление, т.е. распределение по массам становится одногорбым.

Отношение выхода масс в «пике» и «провале» распределения зависит также от Z^2/A делящегося ядра. Для деления нейтронами ^{230}Th оно $5 \cdot 10^4$, для ^{235}U – $6 \cdot 10^{26}$ для спонтанного деления ^{254}Cf – 150. С ростом Z и A делящегося ядра «пик» тяжёлого осколка в массовом распределении стоит на месте, а «пик» лёгкого осколка приближается к «пику» тяжёлого. Для спонтанного деления ^{258}Fm наблюдается одногорбое распределение, т.е. наиболее вероятно симметричное деление.

При делении ядра обычно образуются два осколка с массовыми числами A_1 и A_2 и зарядами Z_1 и Z_2 , а также γ -излучение, нейтрино и в среднем от двух до трех нейтронов. Примером может служить реакция:



Ядра одного типа могут делиться различным образом (например, при делении урана могут возникнуть ^{56}Ba , ^{36}Kr , ^{54}Xe , ^{38}Sr и т.п.).

Выделение энергии на 1 акт деления тяжёлого ядра велико и при делении на два осколка распределяется в соответствии с данными:

Делящееся ядро	^{235}U	^{252}Cf
Кинетическая энергия осколков, Мэв	168	183
Кинетическая энергия нейтронов, Мэв	5	9
Энергия γ -квантов, Мэв	7	8
Энергия β -распада, Мэв	8	8
Полное энерговыделение, Мэв	188	208

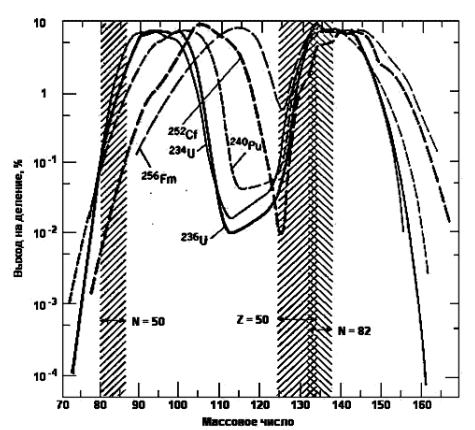


Рис. 230. Массовые распределения осколков деления тепловыми нейтронами ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и спонтанного деления ^{252}Cf , ^{256}Fm . Заштрихованные области указывают приблизительное расположение ядер с замкнутыми оболочками

Основной вклад в энерговыделение вносит кинетическая энергия осколков и, следовательно, пропорциональна величине $Z^2/A^{1/3}$ делящегося ядра. Средняя суммарная кинетическая энергия осколков практически не зависит от энергии возбуждения. В момент образования осколки сильно деформированы и избыток потенциальной энергии деформации переходит в энергию возбуждения осколков. Это возбуждение снимается «испарением» нейтронов и излучением γ -квантов. Среднее число нейтронов, испускаемое каждым осколком, $\bar{\nu}_{\text{ср}}$, сильно зависит от массы осколка. Для всех ядер с Z в области Th, Cf $\bar{\nu}_{\text{ср}}$ в общем растёт с массой как для лёгкого, так и тяжёлого осколка. Наименьшим $\bar{\nu}_{\text{ср}}$ обладает тяжёлый осколок с массой, близкой к массе дважды магического ядра ($A=132$, $Z=50$). Полное $\bar{\nu}_{\text{ср}}$ от массы зависит слабо. Наблюдается сильная корреляция $\bar{\nu}_{\text{ср}}$ и суммарной кинетической энергии осколков. Величина $\bar{\nu}_{\text{ср}}$ увеличивается с ростом Z делящегося ядра. Для спонтанного деления $\bar{\nu}_{\text{ср}}$ увеличивается от 2 для Pu до 4 для Fm.

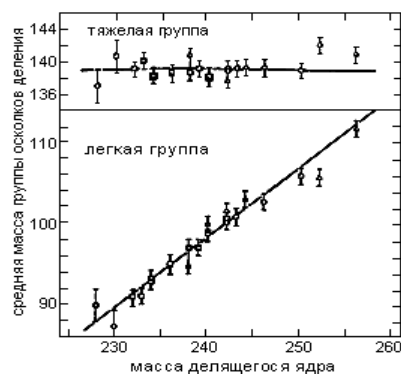


Рис. 231. Зависимость средних масс легкой и тяжелой групп осколков от массы делящегося ядра

Образующиеся при делении осколки должны быть β -радиоактивными и могут испускать нейтроны. Это следует из того, что по мере увеличения заряда ядра отношение числа нейтронов в ядре к числу протонов увеличивается из-за увеличения кулоновской энергии протонов. Поэтому ядра-осколки будут иметь при делении такое же отношение N/Z , как, скажем, у урана, то есть будут перегружены нейтронами, а такие ядра испытывают β -распад (ввиду большой перегрузки нейтронами продукты этого распада также β -активны, так что осколки деления дают начало достаточно длинным цепочкам из радиоактивных ядер). Кроме того, часть энергии может уноситься в результате непосредственного испускания нейтронов деления или вторичных нейтронов. Средняя энергия нейтронов деления составляет около 2 МэВ.

Среднее число нейтронов $\bar{\nu}$, испускаемых за один акт деления, зависит от массового числа делящегося ядра и растёт с ростом Z . Если для ядра ^{240}Pu $\bar{\nu} = 2.2$, то уже для ^{252}Cf $\bar{\nu} = 3.8$. Так как ^{252}Cf к тому же достаточно быстро распадается (по отношению к спонтанному делению $T=85$ лет, однако реально его время жизни определяется α -распадом и составляет 2.64 года), то он является интенсивным источником нейтронов.

Большинство нейтронов деления испускается за время $< 4 \cdot 10^{-14}$ с. Эти нейтроны, называемые мгновенными, испаряются из осколков изотропно. Из-за движения осколков, угловое распределение нейтронов относительно импульса лёгкого осколка анизотропно. Около $10^{-15}\%$ мгновенных нейтронов имеет изотропное распределение. Обычно эти нейтроны либо вылетают в момент образования осколков, либо испаряются не полностью ускоренными осколками. В лабораторной системе координат энергетический спектр описывается максвелловским распределением. После «испарения» нейтронов у осколков остаётся энергия возбуждения, которая уносится γ -квантами.



Рис. 232. Сечение деления ядер урана и плутония нейтронами.

После «испарения» мгновенных нейтронов как лёгкие, так и тяжёлые осколки всё ещё перегружены нейтронами. Поэтому каждый осколок претерпевает в среднем 3-4 акта β -распада, которые могут сопровождаться запаздывающими нейтронами и γ -квантами. Запаздывающие нейтроны составляют 1% всех нейтронов. Они вылетают из осколков с задержкой от 1 мин до нескольких сотых 1 с. Эти нейтроны возникают при β -распаде некоторых осколков, например, ^{87}Br и ^{137}I , у которых энергия β -распада больше энергии связи нейтрона.

Остановимся несколько подробнее на делении нейтронами изотопов ^{238}U , ^{235}U и плутония.

При увеличении энергии нейтронов сечение захвата $\sigma_{\text{захв}}$, а следовательно, и сечение деления $\sigma_{\text{дел}}$ уменьшается, причем всегда $\sigma_{\text{дел}} < \sigma_{\text{захв}}$. Сечение деления ^{235}U быстрыми нейтронами не велико (1.5 барн). Изотоп урана ^{238}U , как упоминалось, делится быстрыми нейтронами с энергией >1 МэВ. Сечение деления ^{238}U быстрыми нейтронами примерно в два раза меньше, чем для ^{235}U .

Важным обстоятельством является тот факт, что сечения деления рассматриваемых здесь нуклидов в широком интервале энергий имеет резонансный характер (Рис.). ^{235}U делится под действием нейтронов любой энергии. Энергия возбуждения ядра ^{235}U после захвата теплового нейтрона превышает высоту потенциального барьера, в то время как для ^{238}U энергия возбуждения меньше высоты барьера на 1 МэВ. Поэтому тепловые нейтроны не вызывают деления ^{238}U . Минимально возможная кинетическая энергия, которой должен обладать нейтрон, чтобы вызвать деление ядра ^{238}U , равна разности высоты барьера и энергии отделения нейтрона в ядре ^{238}U , т.е. 1 МэВ.

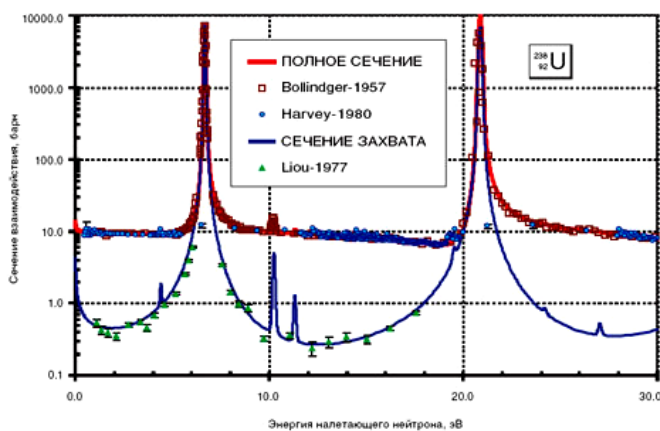


Рис. 233. Энергетическая зависимость полного сечения взаимодействия ядер ^{238}U с нейтронами и сечение радиационного захвата.

Различие в делении этих изотопов урана объясняется двумя обстоятельствами. Так как Z^2/A для ^{238}U меньше, чем для ^{235}U (нужно рассматривать деление ядра, захватившего нейтрон), то величина барьера для первого из этих изотопов будет больше. При захвате теплового нейтрона энергия возбуждения конечных ядер ^{235}U и ^{238}U различна. Эта энергия равна энергии отделения нейтрона в конечном ядре (очень малой кинетической энергией теплового нейтрона можно пренебречь). Так как ядро ^{235}U - чётно-чётное, а ^{238}U - нечётно-чётное, то энергия отделения нейтрона в ^{235}U больше, чем в ^{238}U (6.5 МэВ против 4.8 МэВ).

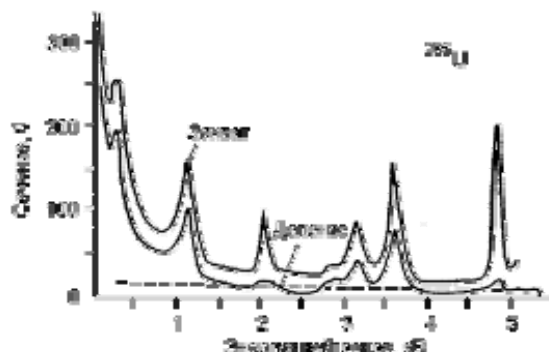


Рис. 234. Зависимость сечения захвата и сечения деления ^{235}U нейтронами от их энергии (верхняя линия - сечение захвата, нижняя - сечение деления). Пунктир - сечение рассеяния нейтронов.

Сечение захвата тепловых нейтронов для природной смеси изотопов урана (барн/атом) составляет 7,68, а для ^{238}U - 2,74 (Для сравнения, сечение деления ^{235}U равно 582). При бомбардировке урана медленными нейтронами число нейтронов на 1 акт деления $\nu \sim 2,5$. Для более тяжёлых элементов ν увеличивается. Значительное превышение ν над 1 - чрезвычайно важный факт. Именно это обстоятельство позволяет осуществлять ядерную цепную реакцию и накапливать в ядерных реакторах энергию, выделяющуюся при делении атомных ядер в макроскопических масштабах. Значения ν для некоторых нуклидов приведены в **Табл. 55**.

Табл. 55. Число вторичных нейтронов, возникающих при делении некоторых нуклидов.

Вынужденное деление	^{233}U	^{235}U	^{239}Pu
	2,58	2,47	3,05
Спонтанное деление	^{240}Pu	^{244}Cm	^{252}Cf
	2,26	2,80	3,87

При делении урана вторичные нейтроны уносят в среднем 5 МэВ энергии. Величина ν зависит от энергии нейтронов (**Табл. 56**). Не каждый захват нейтрона ядром приводит к делению ядра. Некоторую часть нейтронов ядра захватывают по реакции (n,γ) без какого-либо деления. Сечение такого процесса σ_c . Поэтому число нейтронов η , идущих на деление, меньше ν и определяется отношением поперечного сечения процесса деления σ_f к общему поперечному сечению $\sigma_f + \sigma_c$ (**Табл. 56**).

Табл. 56. Ядерные свойства делящихся изотопов

Изотоп	0,025 эв				1 Мэв			
	σ_f барн	σ_c барн	ν	η	σ_f барн	σ_c барн	ν	η
^{239}Pu	740	290	2,9	2,1	2	0,1	3	3
^{233}U	530	60	2,5	2,3	2	0,1	2,5	2,5
^{235}U	580	110	2,5	2,1	1,3	0,1	2,5	2,5
^{238}U	0	2,7	0	0	0,5	0,15	-	-
Природный уран	3,9	3,5	2,5	1,3	0,01	0,15	2,5	0,2

Поперечные сечения много меньше для нейтронов высокой энергии, особенно по отношению к (n,γ) захвату, т.е. при высокой энергии нейтронов большая часть их захватывается делящимся материалом и вызывает деление, а меньшая часть остаётся в топливе за счёт (n,γ) захвата.

В **Табл. 57** представлены основные параметры делящихся изотопов. Полное сечение характеризует вероятность взаимодействия любого типа между нейтроном и данным ядром. Сечение деления характеризует вероятность деления ядра нейтроном. От того, какая доля ядер не участвует в процессе деления, зависит выход энергии на один поглощенный нейтрон. Число нейтронов, испускаемых в одном акте деления, важно с точки зрения поддержания цепной реакции. Число новых нейтронов, приходящихся на один поглощенный нейтрон, важно, поскольку характеризует интенсивность деления. Доля запаздывающих нейтронов, испускаемых после того, как деление произошло, связана с энергией, запасённой в данном материале.

Табл. 57. Характеристики делящихся изотопов

Изотоп	Уран-235		Уран-233		Плутоний-239	
Энергия нейтрона	1 МэВ	0,025 эВ	1 МэВ	0,025 эВ	1 МэВ	0,025 эВ
Полное сечение	6,6±0,1	695±10	6,2±0,3	600±10	7,3±0,2	1005±5
Сечение деления	1,25±0,05	581±6	1,85±0,10	526±4	1,8±0,1	751±10
Доля ядер, не участвующих в делении	0,077±0,002	0,174±0,01	0,057±0,003	0,098±0,004	0,08±0,1	0,37±0,03
Число нейтронов, испускаемых в одном акте деления	2,6±0,1	2,43±0,03	2,65±0,1	2,50±0,03	3,03±0,1	2,84±0,06
Число нейтронов на один поглощенный нейтрон	2,41±0,1	2,07±0,02	2,51±0,1	2,28±0,02	2,8	2,07±0,04
Доля запаздывающих нейтронов, %	(0,64±0,03)	(0,65±0,02)	(0,26±0,02)	0,26±0,01	0,21±0,01	0,22±0,01
Энергия деления, МэВ	200		197		207	

Все сечения приведены в барнах (10^{-28}м^2).

Данные таблицы показывают, что каждый делящийся изотоп имеет свои преимущества. Например, в случае изотопа с наибольшим сечением для тепловых нейтронов (с энергией 0,025 эВ) нужно меньше топлива для достижения критической массы при использовании замедлителя нейтронов. Поскольку наибольшее число нейтронов на один поглощенный нейтрон возникает в плутониевом реакторе на быстрых

нейтронах (1 МэВ), в режиме воспроизводства лучше использовать плутоний в быстром реакторе или ^{233}U в тепловом реакторе, чем ^{235}U в реакторе на тепловых нейтронах. ^{235}U более предпочтителен с точки зрения простоты управления реактором, поскольку у него больше доля запаздывающих нейтронов.

Табл. 58.

Мгновенное	Кинетическое деление осколков	16
энерговывделение,		8
	Энергия вторичных нейтронов деления	5
Мэв	Энергия мгновенных γ -квантов	7

Полное энерговывделение на один акт деления ядра ^{235}U равно примерно 200 Мэв. Такое энерговывделение определяет огромную теплотворную способность ядерного топлива, превышающую в миллионы раз теплотворную способность химического топлива. Так, например, для получения 1 МВт/сут расходуется всего 1,05 г ^{235}U . Вторичные нейтроны поддерживают цепную реакцию. Общая энергия, высвобождающаяся при делении урана-235, равна 195 МэВ. Энергия распределяется между осколками деления, γ -излучением, испускаемым в момент деления, и энергией распада радиоактивных продуктов деления в соотношении, показанном в **Табл. 59**.

Табл. 59. Распределение энергии, высвобождённой при делении ^{235}U тепловыми нейтронами.

Виды энергии	Мэв	%
Кинетическая (осколков деления)	162	83
Кинетическая (нейтронов)	6	3,1
γ -излучение в момент деления	6	3,1
γ -излучение продуктов деления	5	2,6
β - распад продуктов деления	5	2,6
Нейтрино, связанное с β -распадом	11	5,6
Всего	195	100

15.1.2 Ядерная цепная реакция деления

Ядерные цепные реакции - ядерные реакции, в которых частицы, вызывающие их, образуются как продукты этих реакций. Осуществляются, если при делении ядра вылетает больше 1 нейтрона.

Замечание. В ядерной физике цепные процессы вовсе не всегда связаны с делением. В 1934 (т.е. задолго до открытия деления, но вскоре после открытия искусственной радиоактивности и нейтрона) венгерский ученый Лео Сцилард взял английский секретный патент на первую атомную бомбу, основанную на любой ядерной реакции, в которой взамен затраченной частицы возникает две или больше. Конкретно он имел ввиду взрыв в результате цепной реакции размножения нейтронов в бериллии: $n+^9\text{Be}\rightarrow^8\text{Be}+2n$. На практике эту реакцию реализовать не удалось, поскольку в ней энергия не выделяется, а поглощается.

Как уже упоминалось, в процесс деления ядер под действием нейтронов освобождается 2 или 3 нейтрона. При благоприятных условиях эти нейтроны могут попасть в другие ядра и вызвать их деление. На этом этапе появятся уже от 4 до 9 нейтронов, способных вызвать новые распады ядер урана и т.д. Такой лавинообразный процесс называется **цепной реакцией**. Благодаря большой скорости процесса деления число делящихся ядер за короткое время доходит до огромной величины, в результате чего выделится колоссальная внутриядерная энергия.

Возникновение вторичных нейтронов в процессе деления тяжелых ядер нейтронами позволяют осуществить процесс цепной реакции деления. Цепной процесс характерен тем, что в его основе лежит экзотергическая реакция, возбуждаемая нейтроном, которая порождает вторичные нейтроны. В этом случае появление нейтрона в делящейся среде вызывает цепь следующих друг за другом реакций деления, которая продолжается до обрыва вследствие потери нейтрона – носителя процесса. Основных причин потерь две: поглощение нейтрона ядром без испускания вторичных нейтронов (например, радиационный захват) или уход нейтрона за пределы объема вещества (называемый активной зоной), в котором протекает цепной процесс деления. Если в результате реакции возникает более одного нейтрона, которые в свою очередь вызывают деление, то такая реакция является разветвленной реакцией.

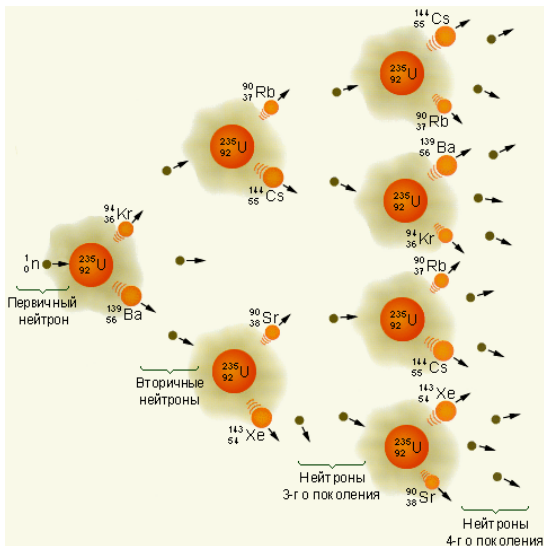


Рис. 235. Схема развития цепной реакции деления

Средняя длина пробега нейтрона от точки рождения до точки, в которой нейтрон производит деление, является макроскопической величиной. Поэтому цепная

реакция деления является макроскопическим процессом. Каждый нейтрон, участвующий в цепном процессе, проходит цикл обращения: рождается в реакции деления, некоторое время существует в свободном состоянии, затем либо теряется, либо порождает новый акт деления и дает нейтроны следующего поколения. Нейтрону необходимо, хотя и малое, но конечное время для прохождения через цикл обращения. Среднее время τ , полученное усреднением по большому числу нейтронных циклов деления, называется временем нейтронного цикла или средним временем жизни нейтронов. Таким образом, цепной процесс деления можно представить как последовательность следующих друг за другом лавин или поколений, разделенных промежутком времени τ :

$$N_0 \rightarrow N_1 \rightarrow N_2 \rightarrow \dots \rightarrow N_i \rightarrow N_{i+1} \rightarrow \dots, \quad (1)$$

где N – число нейтронов в данном поколении. Отношение числа нейтронов последующего поколения к их числу в предшествующем поколении во всем объеме активной зоны называется коэффициентом размножения нейтронов:

$$k = N_{i+1} / N_i. \quad (2)$$

Величины τ и k полностью определяют развитие цепного процесса во времени. Действительно, число нейтронов в следующем поколении $N_{i+1} = kN_i$, затем, через промежуток времени τ количество нейтронов $N_{i+2} = k N_{i+1} = k^2 N_i$, через время 2τ количество нейтронов составит $N_{i+3} = kN_{i+2} = k^2 N_{i+1} = k^3 N_i$ и т.д. Количество нейтронов в поколении под номером m (число нейтронных циклов) составит

$$N_m = N_0 k^m, \quad (3)$$

если число нейтронов в начальный момент времени наблюдения равно N_0 . Время наблюдения при этом составит $t = m\tau$, что позволяет записать зависимость (3) в явном виде от времени:

$$N(t) = N_0 k t / \tau. \quad (4)$$

Однако, полученные выражения верны только приблизительно, поскольку случаи рождения и исчезновения нейтронов происходят случайным образом, и в любой момент времени в активной зоне присутствуют нейтроны из разных поколений, т.е. процесс изменения числа нейтронов в активной зоне происходит непрерывно.

Приращение числа нейтронов в цепном процессе за бесконечно малый промежуток времени dt составит:

$$dN = Nk - N = N(k - 1), \quad (5)$$

а скорость изменения числа нейтронов будет равна

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N(k-1)}{\tau}. \quad (6)$$

Уравнение (6) называется точечным уравнением кинетики без запаздывающих нейтронов. Разделяя в (6) переменные получаем решение этого уравнения:

$$N(t) = N_0 \exp\left(\frac{k-1}{\tau} t\right), \quad (7)$$

где $N_0 = N(t=0)$ - число нейтронов в начальный момент наблюдения.

Если $k > 1$, то число нейтронов в активной зоне будет непрерывно увеличиваться и процесс цепной реакции, раз возникнув, будет сам собой развиваться во времени. Процесс с $k > 1$ носит название надкритического режима. При $k = 1$ количество нейтронов в активной зоне и число происходящих в единицу времени делений не изменяются со временем и остаются постоянными. Такой режим носит название критического режима. Наконец, если $k < 1$, то процесс размножения нейтронов затухает и называется соответственно подкритическим режимом.

Для протекания самоподдерживаемой цепной реакции деления необходимо, чтобы $k \geq 1$. Для определения возможности осуществления цепной реакции обычно рассматривают коэффициент k_∞ размножения в среде с бесконечным объемом, когда можно пренебречь утечкой нейтронов через поверхность активной зоны. Тогда для активной зоны конечных размеров

$$k = \kappa k_\infty, \quad (8)$$

где κ – вероятность нейтрону избежать утечки из активной зоны конечного объема. Если существует некоторый конечный объем, то конфигурация, состав и масса активной зоны, при которых выполняется условие

$$k = \kappa k_\infty \geq 1, \quad (9)$$

называются критическими параметрами. Величина k зависит от многих параметров: нуклидного состава активной зоны, ее формы и размера, от энергетического спектра нейтронов, вызывающих деление. Расчет величины k является сложной инженерно-физической задачей и требует знания огромного числа констант, определяющих протекание цепного процесса.

Рассмотрим цепной процесс, у которого время нейтронного цикла $\tau \approx 10^{-3}$ с. Такая величина τ характерна для реакторов на тепловых нейтронах. Если коэффициент размножения $k=1,005$, то за одну секунду число нейтронов, согласно (7), увеличится в

$$\frac{N(t)}{N_0} = \exp\left(\frac{k-1}{\tau}t\right) = e^5 \approx 150 \text{ раз} \quad (10)$$

В такое же число раз возрастет количество делений в единицу времени и, следовательно, мощность установки. Управлять таким процессом невозможно и в контролируемой установке превышение k над единицей всего на 0,5% недопустимо. Приведенная оценка не учитывает запаздывающих нейтронов и поэтому является завышенной. Действительно, число нейтронов в активной зоне в данный момент времени может быть представлено следующим образом:

$$N_{i+1} = N_p + N_d, \quad (11)$$

где: N_p – количество мгновенных нейтронов (p – prompt), возникших непосредственно в момент деления ядер; N_d – количество запаздывающих нейтронов (d – delay), возникших из осколков деления в результате запаздывающего энерговыделения. Разделив равенство (11) слева и справа на количество нейтронов N_i в предыдущем цикле и учитывая определение (2), получим, что коэффициент размножения может быть представлен в виде суммы двух слагаемых:

$$k = k_p + k_d, \quad (12)$$

из которых первое является коэффициентом размножения на мгновенных нейтронах, а второе – коэффициентом размножения на запаздывающих. Тогда в цепном процессе, идущем в ^{235}U под действием тепловых нейтронов

$$k_p = k(1-\beta) = 1,005(1 - 0,0065) = 0,9985, \quad (13)$$

$$k_d = k\beta = 1,005 \cdot 0,0065 = 0,00653. \quad (13)$$

где β – доля запаздывающих нейтронов в полном числе вторичных нейтронов деления.

Цепной процесс на одних только мгновенных нейтронах является подкритическим, и управление процессом осуществляется с помощью изменения количества запаздывающих нейтронов. Если k_p становится равным или больше единицы, что соответствует $k \geq (1+\beta)$, то цепной процесс становится неконтролируемым. Найдем среднее время τ_0 нейтронного цикла с учетом запаздывающих нейтронов. По правилу нахождения среднего

$$\tau_0 = (1 - \beta)\tau_p + \beta\tau_d, \quad (14)$$

где τ_p – среднее время жизни мгновенных нейтронов, а τ_d – запаздывающих. Например, среднее время жизни запаздывающих нейтронов для ^{235}U составляет 13 с и для $\tau_p \approx 10^{-3}$ с получаем

$$\tau_0 = 10^{-3} + 0,085 \approx 0,085 \text{ с}. \quad (15)$$

Из приведенного примера следует важный вывод о том, что среднее время нейтронного цикла цепного процесса определяется средним временем жизни запаздывающих нейтронов и не зависит от времени жизни быстрых, но при условии $k < (1 + \beta)$. Используя в примере (10) время $\tau = \tau_0 = 0,085$ с получим, что за одну секунду мощность цепного процесса увеличится всего на 6%, что не представляет проблем для регулирования. В теории регулирования цепного процесса обычно используется величина T , называемая периодом реактора, которая есть время, в течение которого количество нейтронов в активной зоне увеличивается в «е» раз. Из (7) имеем

$$T = \frac{\tau}{k-1}. \quad (16)$$

Если опять же принять $k = 1,05$, а $\tau = 0,085$ с, то период реактора $T=17$ с. При $k \rightarrow 1$ $T \rightarrow \infty$, что следует непосредственно из (16).

Рассмотрим кинетику цепного процесса с учетом запаздывающих нейтронов. Скорость приращения мгновенных нейтронов, по аналогии с (6), будет равна

$$\frac{dN_p}{dt} = \frac{kN(1-\beta) - N}{\tau}, \quad (17)$$

а скорость приращения запаздывающих в соответствии с законом радиоактивного распада осколков относительно испускания запаздывающих нейтронов (λ – постоянная такого распада) равна

$$\frac{dN_d}{dt} = \lambda c, \quad (18)$$

где c – количество накопившихся в предыдущих поколениях ядер предшественников запаздывающих нейтронов. Полная скорость изменения числа нейтронов

$$\frac{dN}{dt} = \frac{dN_p}{dt} + \frac{dN_d}{dt} = \frac{kN(1-\beta) - N}{\tau} + \lambda c. \quad (19)$$

Это уравнение необходимо дополнить уравнением для скорости образования ядер предшественников:

$$\frac{dc}{dt} = \frac{k\beta N}{\tau} - \lambda c. \quad (20)$$

Уравнения (19) и (20) образуют систему связанных линейных дифференциальных уравнений точечной кинетики с учетом запаздывающих нейтронов. При более точном рассмотрении учитывают шесть временных групп запаздывающих нейтронов и получают систему из семи уравнений.

Покажем, что на тепловых нейтронах можно организовать цепной процесс деления на уране природного состава: относительное атомное содержание ^{238}U составляет 99,28 %, ^{235}U – 0,714 % и ^{234}U – 0,006%. Тепловыми нейтронами делятся только нуклиды ^{235}U и ^{234}U . Ввиду ничтожного содержания ^{234}U его участие в цепном процессе учитывать не будем. Среднее число η вторичных нейтронов на один акт поглощения теплового нейтрона ураном природного состава будет равно (дробь определяет вероятность нейтрону произвести деление):

$$\eta = \bar{\nu} \frac{{}^5n \cdot {}^5\sigma_f}{{}^5n \cdot {}^5\sigma_a + {}^8n \cdot {}^8\sigma_a} = \bar{\nu} \frac{{}^5\sigma_f}{{}^5\sigma_a + \frac{{}^8n}{{}^5n} \cdot {}^8\sigma_a}, \quad (21)$$

где: $\bar{\nu}$ – среднее число вторичных нейтронов на один акт деления; n – концентрация ядер нуклида ^{235}U или ^{238}U (с соответствующими верхними индексами); σ_a – сечение захвата нейтронов ядрами ^{235}U или ^{238}U ; $5\sigma_f$ – сечение деления ядер ^{235}U нейтронами. Для тепловых нейтронов эти величины равны: $\bar{\nu} = 2,44$; $\sigma_a = 694$ барн для ядер ^{235}U ; $\sigma_a = 2,8$ барн для ядер ^{238}U ; $5\sigma_f = 582$ барн для ядер ^{235}U . Для природного урана $8n/5n = 99,28/0,714 = 139$. Подставив эти значения в формулу (21), получим $\eta = 1,31$. Таким образом, цепной процесс на ядрах ^{235}U в составе природного урана возможно осуществить, если при замедлении вторичных нейтронов деления до тепловых энергий потерять в среднем не более 0,3 нейтрона.

Однако самопроизвольный цепной процесс деления в природном уране произойти не может и вот почему. При делении ядер средняя энергия вторичных нейтронов составляет ~2 МэВ. Для нейтронов с такой энергией входящие в формулу (21) величины равны: $\bar{\nu} = 2,65$; $\sigma_a = 2,1$ барн для ядер ^{235}U ; $\sigma_a \approx 0,1$ барн для ядер ^{238}U ; $5\sigma_f = 2$ барн для ядер ^{235}U . Подставив эти величины в формулу (21) получим $\eta(^{235}\text{U}) \approx 0,33$. Теперь необходимо учесть деление быстрыми нейтронами ядер ^{238}U . Сечение деления $8\sigma_f$ ядер ^{238}U при энергии $2 \div 6$ МэВ составляет ~0,5 барна и имеет фактически порог, равный 1,4 МэВ. Доля нейтронов в спектре деления, энергия которых превышает 1,4 МэВ, составляет 60%. Максимально возможное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами в области энергий $2 \div 6$ МэВ не превышает геометрического сечения ядра $\sigma\Sigma = \pi R^2 = \pi(1,4 \cdot 10^{-13} \cdot 238 \cdot 1/3)^2 \approx 2,4$ барн. Таким образом

$$\eta(^{238}\text{U}) = \bar{\nu} \frac{{}^8\sigma_f}{\sigma_\Sigma} \cdot 0,6 = 2,5 \frac{0,5}{2,4} \cdot 0,6 \approx 0,3. \quad (22)$$

Полное число нейтронов на один захваченный составит $\eta = \eta(^{235}\text{U}) + \eta(^{238}\text{U}) = 0,3 + 0,3 = 0,6 < 1$.

Существует возможность самоподдерживаемой цепной реакции деления ядер ^{235}U , возбуждаемой быстрыми нейтронами. Если в формулу (21) подставить величины для нейтронов с энергией ~2 МэВ: $\bar{\nu} = 2,65$; $\sigma_a = 2,1$ барн для ядер ^{235}U ; $\sigma_a \approx 0,1$ барн для ядер ^{238}U ; $5\sigma_f = 2$ барн для ядер ^{235}U ; то получим, что при $8n/5n < 30$ (соответствует обогащению по ^{235}U до 3 % и более) полное число вторичных нейтронов на один захваченный первичный превысит единицу даже без учета деления ядер ^{238}U .

Цепная реакция на ^{235}U активно развивается под действием тепловых нейтронов. Однако при делении на тепловых нейтронах рождаются быстрые нейтроны, которые, прежде чем замедлиться до тепловой энергии, могут поглотиться. Сечение радиационного захвата ^{238}U имеет резонансный характер, т. е. достигает очень больших значений в определённых узких интервалах энергии. В однородной смеси вероятность резонансного поглощения слишком велика, чтобы цепная реакция на тепловых нейтронах могла осуществиться. Эту трудность обходят, располагая уран в замедлителе дискретно, в виде блоков, образующих правильную решётку. Резонансное поглощение нейтронов в такой гетерогенной системе резко уменьшается по двум причинам: 1) сечение резонансного поглощения столь велико, что нейтроны, попадая в блок, поглощаются в поверхностном слое, поэтому внутренняя часть блока экранирована и значительная часть атомов урана не принимает участия в резонансном поглощении; 2) нейтроны резонансной энергии, образовавшиеся в замедлителе, могут не попасть в уран, а, замедляясь при рассеянии на ядрах замедлителя, "уйти" из опасного интервала энергии. Замедляясь, избежавшие поглощения нейтроны диффундируют из графитового в урановый блок, где и вызывают деление ^{235}U .

Так как число делений и, следовательно, число вторичных нейтронов в размножающей среде пропорционально её объёму, а их вылет (утечка) пропорционален поверхности окружающей среды, то ядерная цепная реакция возможна только в среде достаточно больших размеров. Например, для шара радиуса $\sqrt{R}$ отношение объёма к поверхности равно $R/3$, и, следовательно, чем больше радиус шара, тем меньше

утечка нейтронов. Если радиус размножающей среды становится достаточно большим, чтобы в системе проходила стационарная цепная реакция, т. е. $R-1 = 0$, то такую систему называют критической, а её радиус критическим радиусом.

Ядерная цепная реакция осуществляется на уране, обогащенном ^{235}U , и в чистом ^{235}U . В этих случаях она идёт и на быстрых нейтронах. При поглощении нейтронов в ^{238}U образуется ^{239}Np , а из него после двух β -распадов - ^{239}Pu , который делится под действием тепловых нейтронов, с $\nu = 2,9$. При облучении нейтронами ^{232}Th образуется делящийся на тепловых нейтронах ^{233}U . Кроме того, цепная реакция возможна в ^{231}Pu и изотопах Cm и Cf с нечётным массовым числом. Из ν нейтронов, образующихся в 1 акте деления, один идёт на продолжение цепной, и, если снизить потери, для воспроизводства ядерного горючего может сохраниться больше одного нейтрона, что может привести к расширенному воспроизводству горючего.

15.1.3 Жизненный цикл нейтронов

В «быстрых» реакторах и в атомной бомбе осуществляется ядерная цепная реакция на **быстрых** нейтронах. При взаимодействии быстрых нейтронов деления с ядрами ^{235}U , ^{233}U и ^{239}Pu преобладающим видом взаимодействия является деление: упругое и неупругое рассеяние не препятствует делению этих ядер, т.к. они могут делиться и нейтронами, испытывающими рассеяние и потерявшими часть энергии. Единственный процесс обрыва цепей – уход нейтронов за пределы блока из делящегося вещества.

Рассмотрим "пакет" из $N_0 = 100$ нейтронов рожденных со средней энергией 2 МэВ. Часть нейтронов, сталкиваясь с изотопом ^{238}U , вызовет его деление. Число нейтронов возрастет до $N_0 \cdot \mu$, где μ - коэффициент размножения на быстрых нейтронах. Замедлившись до резонансных значений энергии часть нейтронов поглотится ядрами ^{238}U , и их общее число составит: $N_0 \cdot \mu \cdot \varphi_8$, где φ_8 - вероятность избежать резонансного захвата ядрами ^{238}U . Замедлившись до тепловых энергий часть нейтронов поглотится в изотопе урана ^{235}U , эта часть составляет: $N_0 \cdot \mu \cdot \varphi_8 \cdot \theta_5$, где θ_5 - вероятность поглощения нейтронов в ^{235}U .

Коэффициент размножения - важнейшая характеристика цепной реакции деления, показывающая отношение числа нейтронов данного поколения к числу нейтронов предыдущего поколения в бесконечной среде. Часто используется и другое определение коэффициента размножения - отношение скоростей генерации и поглощения нейтронов.

Коэффициент размножения эффективный (коэффициент критичности) - отношение числа нейтронов данного поколения к числу нейтронов предыдущего поколения в реакторе. Он определяет динамику цепной ядерной реакции: при $k=1$ реакция идет с постоянной скоростью, при $k>1$ ускоряется, при $k<1$ затухает. Состояние системы, при котором эффективный коэффициент размножения $K_{\text{эфф}}=1$ называется критическим. Состояния с $K_{\text{эфф}}>1$ и $K_{\text{эфф}}<1$ называются соответственно надкритическим и подкритическим.

Самоподдерживающаяся цепная реакция деления - цепная реакция в среде, для которой коэффициент размножения больше или равен единице.

На каждый поглощенный нейтрон приходится в среднем ν_{f5} рожденных нейтронов. В результате количество нейтронов второго поколения составит: $N_2 = N_0 \cdot \mu \cdot \varphi_8 \cdot \theta_5 \cdot \nu_{f5}$, где ν_{f5} - количество нейтронов деления на один акт захвата нейтрона ядром ^{235}U . В данном случае мы не рассматривали потери нейтронов связанные с вылетом за пределы среды размножения (утечку нейтронов), поэтому данная формула справедлива только для бесконечной среды.

Коэффициент размножения:

$$K_{\text{бес}} = \frac{N_0 \cdot \mu \cdot \varphi_8 \cdot \theta_5 \cdot \nu_{f5}}{N_0} = \mu \cdot \varphi_8 \cdot \theta_5 \cdot \nu_{f5}$$

$K_{\text{бес}}$ - формула четырех сомножителей - характеризует среду в которой происходит размножение если $K_{\text{бес}} < 1$ то цепная реакция невозможна, ни при каких условиях. Если $K_{\text{бес}} > 1$ то можно подобрать размеры и массу среды таким образом, чтобы реакция была осуществима, поскольку от размеров и массы зависит количество нейтронов вылетающих за пределы среды и не участвующих в цепной реакции. Если обозначить за $P_{\text{ут}}$ - вероятность нейтрона избежать утечки из реактора то условием протекания реакции является: $K_{\text{эфф}} = P_{\text{ут}} \cdot K_{\text{бес}} = 1$ или $P_{\text{ут}} = 1 / K_{\text{бес}}$.

Приведем возможные значения коэффициентов: для среды с параметрами $\mu = 1.05$; $\varphi_8 = 0.823$; $\theta_5 = 0.823$; $\nu_{f5} = 2.071$; коэффициент размножения $K_{\text{бес}} = 1.54$, чтобы в такой среде протекала цепная реакция, вероятность избежать утечки должна быть не менее $P_{\text{ут}} = 0.65$. В этом случае количество нейтронов во втором поколении составит: $N_2 = N_0 \cdot K_{\text{бес}} \cdot P_{\text{ут}} = 100 \cdot 1.54 \cdot 0.65 = 100$ следовательно $K_{\text{эфф}} = 1$.

Величина утечки определяет критическую массу и критические размеры. Эти параметры зависят также от формы среды (например, заряда в атомной бомбе). Для шара они меньше чем для цилиндра или параллелепипеда.

В процессе замедления и, следовательно, в процессе диффузии в замедлитель часть нейтронов выходит из активной среды, причём, чем меньше размер активной среды, тем больше число нейтронов

теряется. Эта потеря может быть уменьшена путём окружения активной зоны отражателем, часто изготовленным из того же самого материала, что и замедлитель, с той целью, чтобы отразить обратно некоторую часть выходящих нейтронов и поддержание самоустанавливающейся цепной реакции в активной зоне.

15.1.4 Критическая масса

Критическая масса – минимальная масса делящегося вещества, обеспечивающая протекание самоподдерживающейся ядерной цепной реакции деления. Критическая масса тем меньше, чем меньше период полураспада деления и чем выше обогащение рабочего элемента делящимся изотопом.

Критическую массу могут образовывать только нечётные изотопы. Лишь ^{235}U встречается в природе, а ^{239}Pu и ^{233}U – искусственные, они образуются в ядерном реакторе (в результате захвата нейтронов ядрами ^{238}U и ^{232}Th с двумя последующими β - распадами).

Остановимся на некоторых подходах к расчёту критической массы урана.

Необходимым условием для осуществления цепной реакции является наличие достаточно большого количества делящегося вещества (например, ^{235}U), так как в образцах малых размеров большинство нейтронов пролетает сквозь образец, не попав ни в одно ядро. Цепная реакция ядерного взрыва возникает при достижении делящимся веществом некоторой критической массы. Пусть имеется кусок вещества, способного к делению, например, ^{235}U , в который попадает нейтрон. Он либо вызовет деление, либо бесполезно поглотится веществом, либо, продиффундировав, выйдет через наружную поверхность. Важно, что будет на следующем этапе – уменьшится или уменьшится число нейтронов в среднем, т.е. ослабнет или разовьётся цепная реакция, т.е. будет ли система в подкритическом или в надкритическом (взрывном) состоянии. Так как вылет нейтронов регулируется размером (для шара – радиусом), то возникает понятие критического размера (и массы). Для развития взрыва размер должен быть больше критического.

Критический размер делящейся системы можно оценить, если известна длина пробега нейтронов в делящемся материале.

Нейтрон, летая по веществу, изредка сталкивается с ядром, он как бы видит его поперечное сечение. Размер поперечного сечения ядра $\sigma=10^{-24} \text{ см}^2$ (барн). Если N - число ядер в кубическом сантиметре, то комбинация $L=1/N\sigma$ даёт среднюю длину пробега (путь) нейтрона по отношению к ядерной реакции. Длина пробега нейтрона – единственная размерная величина, которая может послужить отправной точкой оценки критразмера. В любой физической теории используются методы подобия, которые, в свою очередь, строятся из безразмерных комбинаций размерных величин, характеристик системы и вещества. Таким безразмерным числом является отношение радиуса куска делящегося материала к длине пробега в нём нейтронов. Если принять, что безразмерное число порядка единицы, а длина пробега при типичном значении $N=10^{23}$, $L=10 \text{ см}$ (для $\sigma=1$) (обычно σ обычно намного выше 1, так что критическая масса меньше нашей оценки). Критическая масса зависит от сечения реакции деления конкретного нуклида. Так, для создания атомной бомбы необходимо примерно 3 кг плутония или 8 кг ^{235}U (при имплозивной схеме и в случае чистого ^{235}U). При ствольной схеме атомной бомбы требуется примерно 50 кг оружейного урана (При плотности урана $1,895 \cdot 10^4 \text{ кг/м}^3$ радиус шара такой массы равен примерно 8,5 см, что на удивление хорошо совпадает с нашей оценкой $R=L=10 \text{ см}$).

Выведем теперь более строгую формулу для расчёта критического размера куска делящегося материала.

Как известно, при распаде ядра урана образуется несколько свободных нейтронов. Часть из них покидает образец, а часть поглощается другими ядрами, вызывая их деление. Цепная реакция возникает, если число нейтронов в образце начинает лавинообразно расти. Для определения критической массы можно использовать уравнение диффузии нейтронов:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D\Delta C + \beta C$$

где C - концентрация нейтронов, $\beta > 0$ – константа скорости реакции размножения нейтронов (аналогично постоянной радиоактивного распада имеет размерность 1/сек, D - коэффициент диффузии нейтронов,

оператор Δ зависит от геометрии системы, например, для пластины $\Delta = \frac{\partial^2 C}{\partial x^2}$

Пусть образец имеет форму шара радиусом R . Тогда нам надо найти решение исходного дифференциального уравнения (1), удовлетворяющее краевому условию:

$$C(R, t) = 0.$$

Сделаем замену $C = v e^{\beta t}$, тогда

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial t} e^{\beta t} + \beta e^{\beta t} v = D\Delta v e^{\beta t} + \beta v e^{\beta t}$$

Получили классическое уравнение теплопроводности:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = D \Delta v$$

Решение этого уравнения хорошо известно

$$v(r,t) = \frac{1}{r} \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin \frac{\pi n}{R} r e^{-\frac{\pi^2 n^2}{R^2} D t}$$
$$\text{значит } C(r,t) = \frac{1}{r} \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin \frac{\pi n}{R} r e^{\left(\beta - \frac{\pi^2 n^2}{R^2} D \right) t}.$$

Цепная реакция пойдёт при условии (то есть $C(r,t)|_{t \rightarrow \infty} \rightarrow \infty$), что хотя бы при одном n коэффициент в показателе степени положителен.

Если $\beta - \frac{\pi^2 n^2}{R^2} D > 0$, то $\beta > \frac{\pi^2 n^2}{R^2} D$ и критический радиус сферы: $R = \pi n \sqrt{\frac{D}{\beta}}$.

Если $\pi \sqrt{\frac{D}{\beta}} \geq R$, то ни при каком n не будет растущей экспоненты

Если $\pi \sqrt{\frac{D}{\beta}} < R$, то хотя бы при одном n мы получим растущую экспоненту.

Ограничимся первым членом ряда, $n=1$:

$$R = \pi \sqrt{\frac{D}{\beta}}$$

Критическая масса: $M = \rho V = \rho \frac{4}{3} R^3$.

Минимальное значение радиуса шара, при котором возникает цепная реакция, называется **критическим радиусом**, а масса соответствующего шара - **критической массой**.

Подставив значение для R , получим формулу для расчета критической массы:

$$M_{кр} = \rho \pi^4 \frac{4}{3} \left(\frac{D}{\beta} \right)^{\frac{3}{2}}$$

Величина критической массы зависит от формы образца (в нашем случае это шар), коэффициента размножения нейтронов и коэффициента диффузии нейтронов. Их определение является сложной экспериментальной задачей, поэтому полученная формула используется для определения указанных коэффициентов, а проведенные выкладки являются доказательством существования критической массы.

Роль размеров образца очевидна: с уменьшением размеров процент нейтронов, вылетающих через ее поверхность, увеличивается, так что при малых (ниже критических!) размерах образца цепная реакция становится невозможной даже при благоприятном соотношении между процессами поглощения и образования нейтронов.

Для высокообогащенного урана значение критической массы составляет около 52 кг, для оружейного плутония - 11 кг. В нормативных документах по охране ядерных материалов от хищения указываются критические массы: 5 кг ^{235}U или 2 кг плутония (для имплозивной схемы атомной бомбы). Для пушечной схемы, естественно, критические массы намного больше. На базе этих значений строится интенсивность защиты делящихся веществ от нападения террористов.

Замечание. Критическая масса системы из металлического урана 93,5% обогащения ($93,5\% \text{ } ^{235}\text{U}$; $6,5\% \text{ } ^{238}\text{U}$) равна 52 кг без отражателя и 8,9 кг, когда система окружена отражателем нейтронов из оксида бериллия. Критическая масса водного раствора урана – примерно 5 кг.

В зависимости от конкретного вида делящегося вещества количество материала, которое составляет критическую массу, может изменяться в широком диапазоне и зависит от плотности, характеристик (вид материала и толщина) отражателя. Критическую массу можно существенно уменьшить, окружив образец делящегося вещества слоем материала, отражающего нейтроны (бериллий, природный уран, вольфрам, свинец, железо). Отражатель возвращает значительную часть нейтронов, вылетающих через поверхность образца. Например, если использовать отражатель толщиной в 5 см, изготовленный из таких материалов, как уран, железо, графит, критическая масса составит половину от критической массы «голого шара». Более толстые отражатели будут далее уменьшать требуемую критическую массу. Особенно эффективен бериллий, обеспечивающий критическую массу в 1/3 от стандартной критической массы.

При прочих равных условиях минимальные критические размеры должны быть у установок сферической формы. Система на тепловых нейтронах имеет самый большой критический объем и минимальную критическую массу.

Важную роль играет степень обогащения по делящемуся нуклиду. Например, при разбавлении урана до уровня обогащения ниже 94% влияние состава на критическую массу достаточно сильное. Например, критическая масса урана с обогащением ^{235}U 50% составляет 160 кг (в 3 раза больше массы 94%-го урана), а критическая масса 20%-го урана составляет 800 кг (т. е. в ~15 раз больше, чем критическая масса 94%-го урана). Ситуация аналогична и с оксидом урана. Критическая масса зависит от природы и процентного содержания любых присутствующих инертных разбавителей (кислород в оксиде урана, ^{238}U в частично обогащенном ^{235}U или химические примеси). Ещё сильнее критическая масса зависит от типа и состава сплавов урана (с фольфрамом, алюминием, плутонием), поскольку допирующие примеси не только улучшают механические и химические свойства материала атомного заряда, но и модифицируют его ядерные характеристики. Естественно, что критическая масса зависит от химической формы оружейного материала (металл, оксид, нитрид и т.п.), от вида и концентрации легирующих компонентов, от плотности и морфологических характеристик сплава. Для сравнения приведем следующие примеры критических масс:

10 кг ^{239}Pu , металл в альфа-фазе (плотность 19,86 г/см³);

52 кг 94%-го ^{235}U (6% ^{238}U), металл (плотность 18,72 г/см³);

110 кг UO_2 (94% ^{235}U) при плотности в кристаллическом виде 11 г/см³;

35 кг PuO_2 (94% ^{239}Pu) при плотности в кристаллическом виде 11,4 г/см³.

Критическая масса обратно пропорциональна квадрату плотности материала, что позволяет, например, при увеличении плотности вдвое, уменьшить критическую массу в четыре раза. Нужную степень подкритичности можно получить уплотнением делящегося материала за счет взрыва заряда обычного взрывчатого вещества, выполненного в виде сферической оболочки, окружающей ядерный заряд. Поскольку вероятность захвата нейтронов пропорциональна концентрации ядер, увеличение плотности образца, например, в результате его сжатия, способно привести к возникновению в образце критического состояния. Именно этот способ и применяется в ядерных взрывных устройствах, в которых масса делящегося вещества, находящаяся в подкритическом состоянии переводится в сверхкритическое с помощью направленного взрыва, подвергающего заряд сильной степени сжатия. Минимальное количество делящегося вещества, необходимого для осуществления цепной реакции, зависит в основном от достижимой на практике степени сжатия. Степень и скорость сжатия массы делящегося вещества определяют не только количество расщепляющегося материала, необходимого для создания взрывного устройства, но и мощность взрыва. Использование имплозии позволяет вовлечь в создание ядерного оружия слабо обогащенный и плохоочищенный уран, что способствует распространению в мире оружия массового поражения.

Дело в том, что энергия, выделяющаяся в ходе цепной реакции, приводит к быстрому разогреву массы делящегося вещества и, как результат, к разлету этой массы. Через некоторое время заряд теряет критичность и цепная реакция останавливается. Поскольку полная энергия взрыва зависит от количества ядер, успевших претерпеть деление за время, в течение которого заряд находился в критическом состоянии, для получения достаточно большой мощности взрыва необходимо удерживать массу делящегося вещества в критическом состоянии как можно дольше. На практике это достигается путем быстрого сжатия заряда с помощью направленного взрыва, так что в момент начала цепной реакции, масса делящегося вещества обладает очень большим запасом критичности.

Поскольку в процессе сжатия заряд находится в критическом состоянии, необходимо устранить посторонние источники нейтронов, которые могут дать начало цепной реакции еще до достижения зарядом необходимой степени критичности. Преждевременное начало цепной реакции приведёт, во-первых, к уменьшению скорости выделения энергии, а во-вторых, к более раннему разлету заряда и потере им критичности. После того как масса делящегося вещества оказалась в критическом состоянии, начало цепной реакции могут дать акты спонтанного деления ядер урана или плутония. Однако, интенсивность спонтанного деления оказывается недостаточной для того, чтобы обеспечить необходимую степень синхронизации момента начала цепной реакции с процессом сжатия вещества и для обеспечения достаточно большого количества нейтронов в первом поколении. Для решения этой проблемы в ядерных взрывных устройствах применяют специальный источник нейтронов, который обеспечивает «впрыск» нейтронов в массу делящегося вещества. Момент «впрыска» нейтронов должен быть тщательно синхронизован с процессом сжатия, так как слишком раннее начало цепной реакции приведет к быстрому началу разлета делящегося вещества и к значительному уменьшению энергии взрыва.

Замечание. Критическая масса отнюдь не мировая константа. Приведённые выше значения носят «теоретический», оценочный характер. Начать с того, что реальный заряд никогда не бывает сферой, в лучшем случае это сферическая оболочка, заполненная внутри чем-то полезным. Чистые металлы тоже никогда не используются, обычно это сплавы, причём специального состава: направленно вводимые добавки изменяют энергетический спектр нейтронов в нужную сторону, размножают и увеличивают плотность нейтронов. Большое значение имеет

использование отражающих экранов, которые не просто отражают нейтроны, а размножают их (известны элементы, которые при поглощении одного нейтрона, способны выдать 3). Не менее важно агрегатное состояние заряда (твёрдое тело, раствор, расплав). В результате реальные критические массы намного меньше приводимых в учебной литературе: вышеприведённые значения смело можно уменьшать в разы, а то и на порядок. Именно химический состав заряда является основным секретом атомной бомбы.

15.2 Диагностика ядерных материалов

Системы учета и контроля специальных ядерных материалов (в первую очередь – оружейных) необходимы на всех этапах технологического процесса. Они же используются в системах радиационной безопасности населения. За последние годы методы неразрушающего контроля стали важными аналитическими средствами для определения количественных характеристик ядерных материалов.

Методы неразрушающего контроля основаны на калибровочных эталонах. С помощью калибровки можно определить абсолютную или относительную зависимость между откликом прибора и массой ядерного материала или отношением нуклидов в образце. При построении калибровочной зависимости учитываются такие факторы как эффективность детектора, присутствие коллиматора, наличие поглотителей и другие факторы, которые могут повлиять на отклик системы. Эталоны неразрушающего контроля должны иметь такие свойства, которые являются представительными для измеряемых материалов по характеристикам, которые могут повлиять на проведение неразрушающего анализа. Только с помощью эталонов можно судить, что в результате измерений действительно получаются данные требуемого качества.

Основной задачей анализа урана, его сплавов (в первую очередь – с плутонием) и соединений является определение степени его изотопного обогащения. Сделать это проще всего методами спектроскопии ядерных излучений.

Радиоактивный изотоп ^{235}U распадается, испуская α -частицы с образованием возбужденных ядер ^{231}Th , которые, в свою очередь, испускают γ -лучи с различными энергиями. Яркая выраженная γ -линия имеет энергию 185,7 кэВ. Если урановый образец достаточно большой, то γ -излучение, образующееся в атомах ^{235}U в глубине образца, полностью поглощается и не даёт никакого вклада в γ -излучение, наблюдаемое на поверхности образца. Таким образом, с увеличением толщины образца поток γ -лучей с 186 кэВ на поверхности достигает равновесного значения, которое практически не зависит от физической формы образца. Для чистых урановых составов это значение пропорционально значению обогащения по ^{235}U образца. Такой «неинтуитивный» метод называется «enrichment meter» («обогащинометр»).

Гамма-спектрометрическое определение обогащения ^{235}U образцов требует точного измерения количества 186-кэВ фотонов, испускаемых из образца в единицу времени для фиксированной геометрии набора данных. Следовательно, все измерительные параметры, которые влияют на наблюдаемую скорость счета, должны контролироваться, и на них должны быть сделаны поправки. Эталоны обогащения должны удовлетворять следующим требованиям:

- Образец должен быть «квази-бесконечно толстым» для γ -излучения с энергией 186 кэВ. Это условие ограничивает применение метода и ведет к его использованию для относительно толстых образцов.
- Образец должен быть однородным по отношению обогащения по ^{235}U . Когда анализируются материалы, состоящие из смеси материалов с различными значениями обогащения, материал образца должен быть приведен в однородное состояние перед измерением.
- Толщина стенок контейнера должна быть относительно небольшая, чтобы поправка на ослабление сигнала стенкой была относительно небольшой. Если стенка контейнера толстая, тогда поправка на ослабление γ -сигнала должна определяться экспериментально.

Облучённый в промышленном реакторе уран с радиометрической точки зрения представляет собой смесь нескольких изотопов урана с несколькими изотопами плутония. Для таких материалов методики анализа урана и плутония применяются совместно.

Метод неразрушающих измерений изотопного состава материалов, содержащих плутоний, с использованием γ -спектроскопии (**Рис.**) является наиболее разработанным и не требует калибровки с помощью эталонов. Здесь используются известные значения фундаментальных физических констант и внутренняя калибровка. Этот подход позволяет проводить измерения изотопного состава плутония в образцах различного размера, формы и физического и химического состава внутри контейнеров с неизвестными размерами и химическим составом, а также геометрии измерений, которую не требуется воспроизводить.

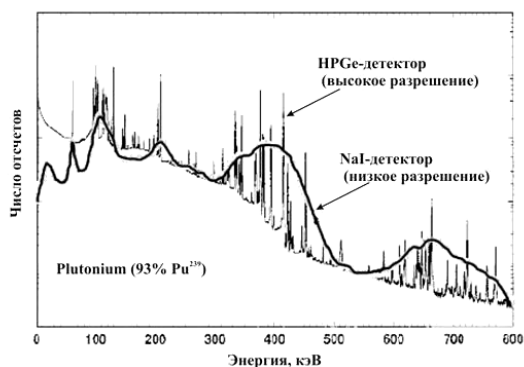


Рис. 236. Гамма-спектр плутония при низком и высоком энергетическом разрешении.

Площадь фотопика $C(E_j^i)$ для изолированной линии гамма-излучения j с энергией E_j , испускаемого изотопом i , может быть записана в следующем виде:

$$C(E_j^i) = \lambda^i N^i BR_j^i \varepsilon(E_j) \quad (1)$$

где λ_i - константа распада изотопа i , ($\lambda_i = \ln 2 / T_{1/2}^i$, где $T_{1/2}^i$ - период полураспада изотопа i), N^i - количество атомов изотопа i , BR_j^i - значение ветвления (γ -излучение/распад) γ -излучения j изотопа i , $\varepsilon(E_j)$ - полная эффективность регистрации линии гамма-излучения с энергией E_j (включает эффективность детектора, геометрию измерений, самопоглощение образцом, и ослабление в материале, находящемся между образцом и детектором).

Когда это выражение применяется к γ -линии j от изотопа i и второй γ -линии m от второго изотопа k , то атомное отношение двух изотопов i и k определяется следующим образом:

$$\frac{N^i}{N^k} = \frac{C(E_j^i) T_{1/2}^i}{C(E_m^k) T_{1/2}^k} \frac{BR_m^k}{BR_j^i} \frac{\varepsilon(E_m)}{\varepsilon(E_j)} \quad (2)$$

В формулах (1) и (2) площади фотопиков $C(E)$ являются измеряемыми величинами, а периоды полураспада $T_{1/2}$ и значения ветвлений BR являются известными ядерными величинами. Отношение полных эффективностей $\varepsilon(E)$ в формуле (2) можно выразить через отношение относительных эффективностей $RE(E)$:

$$\frac{\varepsilon(E_m)}{\varepsilon(E_j)} = \frac{RE(E_m)}{RE(E_j)}. \quad (3)$$

При этом отношение относительной эффективности включает только самопоглощение образцом, ослабление в материалах между детектором и образцом и эффективность детектора, а геометрические факторы уничтожаются. Использование отношения эффективности делает ненужным использование воспроизводимой геометрии, что позволяет использовать метод для образцов произвольного размера, формы и состава.

Относительная эффективность, фигурирующая в формуле (3), является функцией энергии. Из формулы (1), с точностью до геометрического фактора получаем:

$$RE(E_j) = (\lambda^i N^i)^{-1} \frac{C(E_j^i)}{BR_j^i}. \quad (4)$$

В формуле (4) член в скобках является константой для данного изотопа; относительная эффективность как функция энергии может быть получена из изменчивости значения $\frac{C(E_j^i)}{BR_j^i}$ с энергией для набора γ -линий j

от изотопа i . Эта изменчивость по энергии является одной и той же для всех изотопов в образце и “кривые” для нескольких изотопов могут быть нормированы друг к другу для обеспечения большего количества данных о кривой относительной эффективности. Кривая относительной эффективности является уникальной для каждой комбинации детектор - образец - измерение и, следовательно, может быть получена напрямую из данных измерений для каждого конкретного образца. Как только относительная эффективность определена с помощью формулы (4), и все члены в формуле (2) известны, то для каждого измерения известно отношение изотопа i к изотопу j . Причем этот результат не зависит от калибровки и эталонов. Если использовать формулу (2) для определения отношения каждого изотопа к какому-либо общему изотопу, то могут быть получены и абсолютные доли изотопов.

Счетчики для регистрации совпадений тепловых нейтронов интенсивно используются для неразрушающего контроля ядерных материалов. Детекторы - пропорциональные счетчики с ^3He с замедлителем из полиэтилена. Быстрые нейтроны из образца замедляются в полиэтилене и захватываются ядрами ^3He . Преимущество - скоррелированные по времени нейтроны напрямую соответствуют процессу деления и, следовательно, количеству ядерного материала.

Электроника, способная обрабатывать импульсы, позволяет различать нейтроны, скоррелированные по времени, и импульсы, поступающие от случайных нейтронов. Счетчики совпадений используются в пассивном режиме для анализа чётных, спонтанно делящихся изотопов плутония (^{238}Pu , ^{240}Pu , и ^{242}Pu) и в активном режиме для анализа вынужденно делящихся изотопов, преимущественно ^{235}U в ядерных материалах. При работе в пассивном режиме не требуется внешний источник нейтронов. А при работе в активном режиме используются источники AmLi для вызывания деления в ^{235}U .

Пассивные счетчики совпадений хорошо служат для измерения довольно плотных материалов, содержащих плутоний, например, чистый металл и оксид, на широком диапазоне масс. Величины случайной и систематической погрешностей лучше для чистых материалов, чем для материалов “скрапа”. Для чистого оксида плутония имеются два первичных источника нейтронов и один вторичный источник. Два первичных источника - это спонтанное деление и реакция (α, n) . Несколько плутониевых изотопов распадаются с большим выделением α -частиц, некоторые из которых вступают в реакцию с кислородом, в результате

которой происходит образование одиночных нейтронов. Вторичный источник нейтронов в оксиде плутония - это быстрые нейтроны вынужденного деления, которые образуются во всех плутониевых изотопах. Для чистого металлического плутония источник нейтронов (α, n) равен нулю из-за отсутствия элементов с низким Z .

Для пассивного анализа плутониевых материалов методом обычного счета совпадений тепловых нейтронов калибровка выполняется с использованием эталонов для построения кривой зависимости скорости счета действительных совпадений - R от массы ^{240}Pu (эффект.). В значение массы ^{240}Pu (эффект.) входит и значения от ^{238}Pu и ^{242}Pu : это представляет собой такую массу ^{240}Pu , от которой была бы получена такая же скорость счета совпадений, которая была получена от всех чётных изотопов в образце. Если бы не было вынужденного деления в образце, то калибровочная кривая зависимости R от массы ^{240}Pu была бы линейной, и изготовление эталонов было бы довольно простым делом. Влияния вариаций, вызванных наличием примесей, геометрии измерений и плотности были бы сравнительно незначительны. Однако существования вынужденного деления (и размножения) в образце приводит к тому, что эти явления должны быть учтены при подготовке эталонов и для калибровки счетчиков.

Активные счетчики совпадений являются подходящими для измерений материалов, содержащих уран, например, металлический высокообогащенный уран, пластины и слитки из урана с алюминием, “бусины” из урана, тория и углерода, порошок U_3O_8 , UF_4 , UO_2 и реакторные топливные элементы. В принципе, каждая из категорий материалов требует проведения отдельной калибровки с использованием эталонов, которые надлежащим образом покрывают весь требуемый диапазон в плане содержащегося ^{235}U , кроме того, эти эталоны должны походить на неизвестные образцы, насколько это возможно. Для большинства применений проводится одиночное активное измерение с использованием AmLi изотопных источников нейтронов. Источник AmLi производит нейтроны за счет реакций (α, n) со средней энергией нейтронов ~ 300 кэВ. При активном измерении регистрируются совпадения нейтронов в основном от вынужденного деления в ^{235}U , но

может присутствовать небольшое число совпадений и от ^{238}Pu . В некоторых топливных элементах со свежим топливом этот компонент довольно значительно выражен и является основанием для проведения отдельного пассивного измерения.

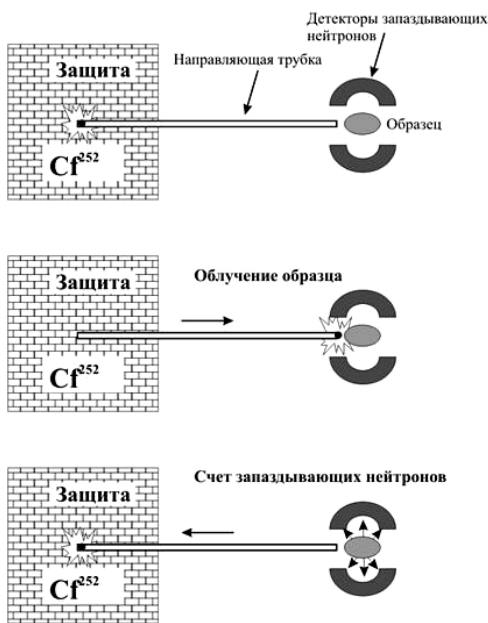


Рис. 237. Принципиальная схема работы прибора «Шаффлер». (1) – облучающий источник хранится в надежной защите. (2) – облучающий источник быстро перемещается в положение вблизи анализируемого ядерного материала и остается в таком положении несколько секунд. (3) - облучающий источник возвращается назад в защиту, после чего нейтронные детекторы регистрируют запаздывающие нейтроны наведенного деления.

Прибор “Шаффлер” с источником калифорния может выполнять пассивный и активный методы анализа нейтронного излучения для делящихся материалов. Пассивный анализ для плутония выполняется точно также как и на других приборах, специально предназначенных для проведения только пассивного анализа. Активный анализ проводится для урана (или любого другого делящегося материала), периодическим облучением образца нейтронами от источника ^{252}Cf , который резко убирается после каждой такой операции. Далее осуществляется регистрация запаздывающих нейтронов (запаздывающие нейтроны излучаются осколками деления спустя секунды или минуты после деления). Время проведения анализа составляет от 10 мин. до 16 мин., включая регистрацию фоновой радиации в течение 3-4 минут и 20-35 перемещений источника ^{252}Cf для облучения образца. Материал, анализируемый с помощью такого прибора, может быть от нескольких миллиграмм в урановых отходах до нескольких килограмм очищенного урана. Смеси урана и плутония также могут подвергаться анализу в “Шаффлере” с использованием методов пассивного и активного анализа нейтронов.

Благодаря периодическому движению облучающего источника из защиты и назад прибор и получил свое название “Шаффлер” (Shuffler – тасующий карты).

При калориметрическом анализе радиоактивных материалов для определения массы ядерного материала внутри контейнера используется показатель тепловой мощности, производимой в результате радиоактивного распада. Тепло, производимое в образце регистрируется тепловым датчиком из термически чувствительной проволоки. Образец для измерений помещается в полость для анализа и закрывается изолирующей пробкой. Поток тепла из контейнера измеряется с помощью теплового датчика. Тепловой датчик размещается так, чтобы он мог зарегистрировать репрезентативную часть всего тепла, выделяемого образцом. В результате этого калориметрические измерения являются независимыми от свойств образца, таких как плотность матрицы, химический состав, неоднородность, удельная теплоемкость или

теплопроводность. Для наиболее учитываемых ядерных материалов со значительной тепловой мощностью калориметр регистрирует почти 100% энергии распада, преобразованной в тепло. Для измерения количества ядерного материала или трития в образце нужно определить тепло, вырабатываемое образцом и удельную мощность радиоактивных изотопов в образце. Для образцов, имеющих в своем составе несколько изотопов, удельная мощность может быть определена определением изотопного состава образца и знанием основных констант ядерного распада. Для калориметрических измерений требуется эталонный источник тепла, который бы производил известное количество тепловой мощности.

Связь между удельной тепловой мощностью ядерного материала и его массой в образце определяется согласно следующей формуле:

$$W = 2119.3 Q M / T_{1/2} A, \quad (5)$$

где W - мощность в Ваттах, производимая измеряемым объектом, Q - общая энергия расщепления излучателей альфа-частиц в МэВ или средняя энергия бета-частиц в МэВ, M - масса радионуклида в граммах, $T_{1/2}$ - период полураспада радионуклида в годах, A - вес радионуклида в атомных единицах массы. Формула (5) может быть преобразована для вычисления массы анализируемого материала:

$$M = W / P, \quad (6)$$

где P - удельная мощность радионуклида в Вт/г. Например, эта величина равняется 0,3240 Вт/г для трития и 0,0019288 Вт/г для ^{239}Pu .

Для смеси радионуклидов мощность образца определяется как сумма значений мощности отдельных изотопов

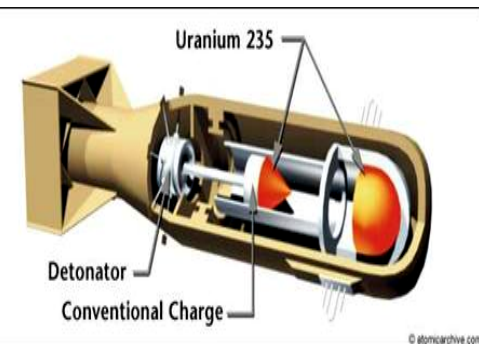
$$W = \sum_i W_i = \sum_i M_i P_i = M \sum_i R_i P_i = M P_{\text{eff}}, \quad (7)$$

где M - масса анализируемого элемента, R_i - присутствие данного изотопа i (из изотопов, производящих тепло) по отношению к массе элемента и P_{eff} - удельная мощность образца для образцов из нескольких изотопов.

Формула анализа:

$$M = W / P_{\text{eff}}. \quad (8)$$

Наличие изотопов в материалах, содержащих плутоний, обычно определяется с помощью гамма-спектроскопической системы высокого разрешения с использованием детектора на германии. Масс-спектропия и альфа-спектроскопия используются для определения присутствия изотопов плутония для тепловых эталонов ^{238}Pu .



15.3 Атомная бомба

Ядерное оружие (или **атомное оружие**) - взрывное устройство, в котором источником энергии является синтез или деление атомных ядер – ядерная реакция. В узком смысле – взрывное устройство, использующее энергию деления тяжёлых ядер. Ядерное оружие включает как ядерные боеприпасы, так и средства их доставки к цели и средства управления; относится к оружию массового поражения. В боеприпасе ядерного оружия в момент взрыва происходит ядерная реакция деления тяжёлых элементов с образованием более

лёгких; иногда выделяют так называемые «чистые» ядерные заряды, снижающие до минимума радиоактивное заражение местности. Нейтронное оружие - ядерный заряд малой мощности, дополненный механизмом, обеспечивающим выделение большей части энергии взрыва в виде потока быстрых нейтронов; его основным поражающим фактором является нейтронное излучение и наведённая радиоактивность.

Мощность ядерного заряда измеряется в тротиловом эквиваленте - количестве тринитротолуола, которое нужно подорвать для получения взрыва той же энергии. Обычно его выражают в килотоннах (кт) и мегатоннах (Мт). Тротиловый эквивалент условен, поскольку распределение энергии ядерного взрыва по различным поражающим факторам существенно зависит от типа боеприпаса и, в любом случае, сильно отличается от химического взрыва.

Принято делить ядерные боеприпасы по мощности на пять групп:

сверхмалые (менее 1 кт);

•

малые (1 — 10 кт);

средние (10 — 100 кт);

крупные (большой мощности) (100 кт - 1 Мт);

сверхкрупные (сверхбольшой мощности) (свыше 1 Мт).

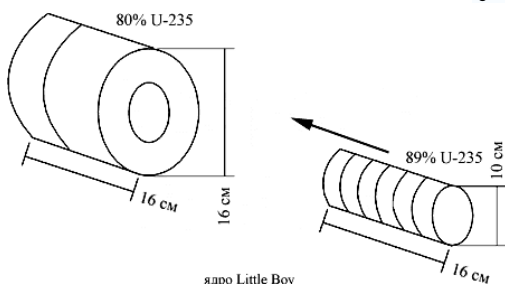


Рис. 238. Столовая (инжекторная) схема урановой атомной бомбы (например, Little Boy).

В основу ядерного оружия положена неуправляемая цепная

реакция деления ядра. Существуют две основные схемы: «пушечная» (баллистическая) и имплозионная. «Пушечная» схема характерна для самых примитивных моделей ядерного оружия первого поколения, а также артиллерийских и стрелковых ядерных боеприпасов, имеющих ограничения по калибру оружия. Суть её заключается в «выстреливании» навстречу друг другу двух блоков делящегося вещества докритической массы. Данный способ детонации возможен только в урановых боеприпасах, так как плутоний имеет более высокий нейтронный фон, что приводит к увеличению требующейся скорости соединения частей заряда, превышающий технически достижимые. Вторая схема подразумевает получение сверхкритического состояния путём обжатия делящегося материала сфокусированной ударной волной, создаваемой взрывом обычной химической взрывчатки, которой для фокусировки придаётся весьма сложная форма и подрыв производится одновременно в нескольких точках с прецизионной точностью.

Устройство и принцип работы урановой атомной бомбы поясним на примере бомбы «Малыш» ('Little boy'), сброшенной американцами на японский город Хиросиму. Собрана она по пушечной схеме.

Урановый заряд в бомбе состоит из двух частей: мишени и снаряда. Снаряд диаметром 10 и длиной 16 сантиметров представляет собой набор из шести урановых колец. В нём содержится около 25.6 кг - 40% всего урана. Кольца в снаряде поддерживаются диском из карбида вольфрама и стальными пластинами и находятся внутри стального корпуса. Мишень массой 38.46 кг сделана в форме полого цилиндра диаметром 16 см и длиной 16 см. Она выполнена в виде двух отдельных половинок. Мишень вмонтирована в корпус, служащий отражателем нейтронов. Использованное в бомбе количество урана дает критическую массу и без отражателя, однако его наличие, как и изготовление снаряда из более обогащенного урана (89% ^{235}U) чем мишень (~80% ^{235}U), позволяет увеличить мощность заряда. Для производства "Малыша" потребовалось 64 кг обогащенного урана, что составляет ~2.5 критические массы. Главный недостаток урановой бомбы, собранной по пушечной схеме, - трудность обеспечения высокой надкритичности делящегося вещества, и, как следствие, низкая эффективность оружия (за первую секунду взрыва успевает разделиться всего 5% критической массы. Остальная часть заряда бомбы испаряется без всякой пользы). Преимущество – простота устройства, позволившая боевое применение её без каких-либо предвзятительных испытаний.

Для предотвращения случайного возникновения цепной реакции в мишени содержится боровая заглушка, а снаряд вложен в боровую оболочку. Бор является хорошим поглотителем нейтронов, таким образом увеличивается безопасность при перевозке и хранении снаряженного боеприпаса. Когда снаряд достигает цели, его оболочка отлетает, а заглушка в мишени выбрасывается из нее. Собранная оболочка бомбы состоит из корпуса из карбида вольфрама (служащим отражателем нейтронов), окруженного стальной рубашкой диаметром примерно 60 см. Общая масса такой конструкции - около 2.3 т. В просверленное в рубашке отверстие установлен карбидный корпус, в который вмонтирована мишень. В днище отверстия находится один или несколько бериллиево-полониевых инициаторов.

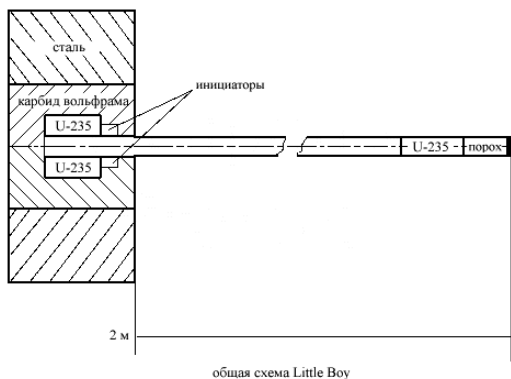


Рис. 239. Общая схема Little Boy.

Ствол, по которому перемещается урановый снаряд прочно крепится на резьбе к стальному корпусу мишени, позаимствован он от 75-мм зенитного орудия и расточен по размеру снаряда до 100 мм. Длина ствола составляет примерно 2 м, масса - 450 кг, а казенной части - 34 кг. В качестве метательного взрывчатого вещества используется бездымный порох. Скорость движения снаряда в стволе достигает около 300 м/с, для приведения его в движение требуется действие силы не менее 300 кН.



Рис. 240. Стволовая схема в действии. Соединение заряда и интенсивное облучение его нейтронами вызывает цепную реакцию, в результате которой в первую же секунду температура возрастает до 1 миллиона градусов.

Little Boy был чрезвычайно небезопасной в хранении и транспортировке бомбой. Детонация, пусть даже и случайная, метательного взрывчатого вещества (приводящего в движение снаряд), вызывает ядерный взрыв. По этой причине воздушный наблюдатель и специалист по вооружению С. Парсонс принял решение загрузить порох в бомбу только после взлета. Впрочем, при достаточно сильном ударе при падении снаряд может прийти в движение и без помощи пороха, что способно привести к взрыву от нескольких тонн до полной мощности. Little Boy представляет опасность и при попадании в воду. Уран, находящийся внутри - несколько критических масс, разделен воздухом. При попадании внутрь воды, она может сыграть роль посредника, приводя к цепной реакции. Это приведет к быстрому расплавлению или небольшому взрыву с выбросом большого количества радиоактивных веществ.

Мощность ядерного заряда, работающего исключительно на принципах деления тяжёлых элементов, ограничивается сотнями килотонн. Создать более мощный заряд, основанный только на делении ядер, если и возможно, то крайне затруднительно: увеличение массы делящегося вещества не решает проблему, так как начавшийся взрыв распыляет часть топлива, оно не успевает прореагировать полностью и оказывается бесполезным, лишь увеличивая массу боеприпаса и радиоактивное поражение местности. Самый мощный в мире боеприпас, основанный только на делении ядер, испытан в США 15.10.52, мощность взрыва 500 кт.



Рис. 241. Little Boy перед применением в Хиросиме.

(Крупногабаритная авиационная бомба с атомным зарядом из сильно обогащенного урана-235. Длина 3 м, диаметр - 62 см, вес - 4,1 т).

При использовании в качестве делящегося материала плутония для вызова цепной ядерной реакции применялся принцип имплозии, «взрыва во внутрь». С помощью системы специальных линз расходящиеся взрывные волны преобразовывались в сходящуюся сферически симметричную ударную волну, резко сжимающую шарик из делящегося материала. Эта схема подразумевает получение сверхкритического состояния путём обжатия делящегося материала сфокусированной ударной волной, создаваемой взрывом обычной химической взрывчатки, которой для фокусировки придаётся весьма сложная форма и подрыв производится одновременно в нескольких точках с прецизионной точностью. По этой схеме работала бомба "Толстяк" (FatMan), сброшенная на японский город Нагасаки.

Применение схемы имплозии к урану позволило создать компактное тактическое оружие – артиллерийские снаряды, мины и т.п.



Рис. 242. Самый малогабаритный ядерный боеприпас - артиллерийский 152-миллиметровый снаряд. Выдерживает перегрузки артиллерийского выстрела без разрушений и потери характеристик. Разработан в обводах штатного осколочно-фугасного снаряда к самоходной пушке.

Для создания имплозивного ядерного боеприпаса требуется менее 15 кг оружейного урана (обогащение более 90%). Однако для создания ядерного оружия можно использовать менее обогащённый уран, если прибегнуть к схеме имплозии.

15.4 Нейтронное оружие

Нейтронное оружие – разновидность ядерного оружия, в котором искусственно увеличена доля энергии взрыва, выделяющаяся в виде нейтронного излучения. Предназначено для поражения живой силы и вооружения противника при ограничении поражающих воздействий ударной волны и светового излучения. Относится к оружию массового поражения.

Нейтронный заряд конструктивно представляет собой обычный ядерный заряд малой мощности, к которому добавлен блок, содержащий небольшое количество термоядерного топлива (смесь дейтерия и трития). При подрыве взрывается основной ядерный заряд, энергия которого используется для запуска термоядерной реакции. Большая часть энергии взрыва при применении нейтронного оружия выделяется в результате запущенной реакции синтеза. Конструкция заряда такова, что до 80% энергии взрыва составляет энергия потока быстрых нейтронов, и только 20% приходится на остальные поражающие факторы (ударную волну, электромагнитное и световое излучение).

Мощный поток нейтронов не задерживается обычной стальной бронёй и намного сильнее проникает сквозь преграды, чем рентгеновское или γ -излучение, не говоря уже об α - и β - частицах. Благодаря этому нейтронное оружие способно поражать живую силу противника на значительном расстоянии от эпицентра взрыва и в укрытиях, даже там, где обеспечивается надёжная защита от обычного ядерного взрыва. Поражающее действие нейтронного оружия на технику обусловлено взаимодействием нейтронов с конструкционными материалами и радиоэлектронной аппаратурой, что приводит к появлению наведённой радиоактивности и, как следствие, нарушению функционирования. В биологических объектах под действием излучения происходит ионизация живой ткани, приводящая к нарушению жизнедеятельности отдельных систем и организма в целом, развитию лучевой болезни. На людей действует как само нейтронное излучение, так и наведённая радиация. В технике под действием потока нейтронов могут образовываться мощные и долго действующие источники радиоактивности, приводящие к поражению людей в течение длительного времени после взрыва. Так, например, экипаж танка Т-72, находящегося в 700 м от эпицентра нейтронного взрыва мощностью в 1 кт, мгновенно получит безусловно смертельную дозу облучения и погибнет в течение нескольких минут. Но если этот танк после взрыва начать использовать снова (физически он почти не

пострадает), то наведённая радиоактивность приведёт к получению новым экипажем смертельной дозы радиации в течение суток. Из-за сильного поглощения и рассеивания нейтронов в атмосфере дальность поражения нейтронным излучением, по сравнению с дальностью поражения незащищённых целей ударной волной от взрыва обычного ядерного заряда той же мощности, невелика. Поэтому изготовление нейтронных зарядов высокой мощности нецелесообразно - излучение всё равно не дойдёт дальше, а прочие поражающие факторы окажутся снижены. Нейтронные боеприпасы имеют мощность не более 1 кт. Подрыв такого боеприпаса даёт зону поражения нейтронным излучением радиусом около 1,5 км (незащищённый человек получит опасную для жизни дозу радиации на расстоянии 1350 м). Вопреки распространённому мнению, нейтронный взрыв вовсе не оставляет материальные ценности невредимыми: зона сильных разрушений ударной волной для того же килотонного заряда имеет радиус около 1 км.

С точки зрения урановых технологий, изготовление зарядов нейтронных бомб имеет ряд особенностей, но мы здесь на них останавливаться не будем. Не станем мы рассматривать и роль урана в системах накачки военных гамма- и рентгеновских лазеров. Интересующимся этими вопросами можно рекомендовать просмотр курса ЯДЕРНАЯ ИНДУСТРИЯ.