

БРАЧ Владислав Альбертович

АТОМНАЯ БОМБА

Элементарные физические основы

Ядерная реакция – энергия, которая используется в ядерных взрывных устройствах (ЯВУ), выделяется при делении атомного ядра в результате захвата этим ядром нейтрона. Поглощение нейтрона способно привести к делению практически любого ядра, однако для подавляющего большинства элементов реакция деления возможна только в случае, если нейтрон до поглощения его ядром обладал энергией, превышающей некоторое пороговое значение.

Возможность практического использования ядерной энергии в ядерных взрывных устройствах или в ядерных реакторах обусловлена существованием изотопов химических элементов, ядра которых делятся под воздействием нейтронов любой энергии, в том числе сколь угодно малой. Вещества, обладающие подобным свойством, называются делящимися веществами. Единственным встречающимся в природе в заметных количествах делящимся веществом является изотоп урана с массой ядра 235 атомных единиц массы (уран-235). Содержание этого изотопа в природном уране составляет всего 0.7%. Оставшаяся часть приходится на уран-238. Поскольку химические свойства изотопов абсолютно одинаковы, для выделения урана-235 из природного урана необходимо осуществление достаточно сложного процесса разделения изотопов. В результате может быть получен высокообогащенный уран, содержащий около 90% урана-235, который пригоден для использования в ядерном оружии. В боевом ЯВУ порог обогащения урана равен 80%.

Напомним, что в ядерной физике принята единица измерения энергии - мега электрон-вольт [МэВ] $1 \text{ МэВ} = 1.602 \cdot 10^{-13} \text{ Дж}$ ($1 \text{ МэВ} = 1000000 \text{ эВ}$). Энергию в 1 эВ приобретает электрон при ускорении в поле с разностью потенциалов 1 В; 1 мега электрон вольт (МэВ) $= 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ эрг} = 3,827 \cdot 10^{-17} \text{ ккал}$.

Энергетический баланс реакции деления можно представить в виде уравнения:



Энергии продуктов $E_{\text{кин}}=175 \text{ МэВ} + E_{\text{кин}}=5 \text{ МэВ} + E_{\text{кин}}=7 \text{ МэВ}$, $\nu = 2,5$ – среднее число вторичных нейтронов деления.

Процессы радиоактивного распада осколков деления сопровождаются выделением ионизирующего излучения: β^- - частицы + γ – кванты + нейтрино + n-нейтроны со средними энергиями $E=7 \text{ МэВ}$, $E=6 \text{ МэВ}$ и $E=10 \text{ МэВ}$, соответственно.

При делении атомного ядра возникают только быстрые нейтроны с энергией больше 100 КэВ. Они ещё называются мгновенными. Их энергетический спектр широк – (0,1 – 10 МэВ) и имеет ярко выраженный максимум при энергии нейтрона 0,7 МэВ. Средняя энергия мгновенных нейтронов около 2 МэВ.

Основная доля освобождающейся при делении энергии уносится в виде кинетической энергии осколков деления и выделяется при их столкновениях с атомами среды деления и торможении. При этом энергия (175 МэВ) распределяется между обоими осколками неравномерно; более легкий осколок, согласно закону сохранения импульса, имеет большую кинетическую энергию. Так, при делении урана 235 наиболее вероятное значение кинетической энергии легких осколков составляет 105 МэВ, а тяжелых осколков – 70 МэВ. В холодной среде деления при столкновении с атомами среды и торможении осколков большая часть их кинетической энергии уходит на ионизационный нагрев среды. Так происходит в ядерном реакторе, а в начальный период и в бомбе. В перегретой сильно ионизированной и сжатой среде ядерного взрыва бомбы происходит электростатическое торможение и столкновения с ядрами атомов. Возникает тормозное излучение, которое имеет непрерывный спектр, начиная, со сравнительно мягких гамма – квантов (0,6 МэВ). Основная часть излучаемой энергии приходится на рентгеновскую

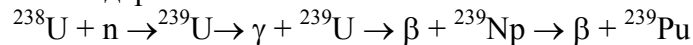
область спектра. Мощное рентгеновское излучения атомного запала используется в термоядерном оружии.

Тот факт, что энергия реакции деления передается, в основном, осколкам деления, (эти осколки имеют сравнительно небольшой пробег и их довольно легко остановить) и определил эффективность использования реакции деления в оружейном применении и энергетике. Из энергии $\Delta E = 210$ МэВ, выделяющейся при делении ядер, может быть использовано 190 МэВ. Энергию нейтрино, вследствие незначительного взаимодействия его с веществом, нельзя использовать вообще, а из энергии гамма-излучения, образующегося в момент деления ядра, в тепло может быть превращена только та часть ее, которая поглощается в зоне реакции.

Так как энергия в 1 эВ/атом соответствует 96,3 кДж/моль, то энергия, которая может быть использована при делении 1 г урана 235, равна: $E_{\text{полезная}} = (190 \cdot 10^6 \cdot 96,5) / 235$ кДж = $7,79 \cdot 10^7$ кДж = $1,85 \cdot 10^7$ ккал = $2,15 \cdot 10^4$ кВт·ч = 1 МВт·сутки. Чтобы получить мощность 1 МВт должно произойти $3,1 \cdot 10^{10}$ деление/с.

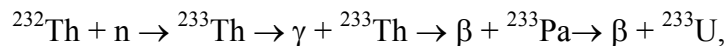
Для сравнения напомним, что при сгорании 1 г угля выделяется только 33,9 кДж, или соответственно $9,4 \cdot 10^{-3}$ кВт·ч. Таким образом, при делении урана выделяется энергии почти в 2 миллиона раз больше, чем при сгорании такого же количества угля. При делении 1 кг урана 235 (например, в атомной бомбе, сброшенной на Хиросиму) выделяется такая же энергия, как при взрыве 20000 тонн тротила.

Делящиеся вещества могут быть получены искусственно, причем наименее сложным с практической точки зрения является получение плутония-239, образующегося в результате захвата нейтрона ядром урана-238 и последующей цепочки радиоактивных распадов промежуточных ядер.



Подобный процесс можно осуществить в ядерном реакторе, работающем на природном или слабо обогащенном уране в режиме малого выгорания топлива, во избежание накопления примесей. В дальнейшем, плутоний может быть выделен из отработавшего топлива реактора в процессе химической переработки топлива, что заметно проще осуществляемого при получении оружейного урана процесса разделения изотопов.

Для создания ядерных взрывных устройств могут быть использованы и другие делящиеся вещества, например уран-233, получаемый в ядерном реакторе, при облучении тория-232:



а также несколько изотопов более массивных трансурановых элементов. Однако, практическое применение нашли только уран-235 и плутоний-239, прежде всего из-за относительной простоты получения этих материалов. Возможность практического использования выделяющейся при делении ядер энергии обусловлена тем, что реакция деления может иметь цепной, самоподдерживающийся характер. В результате реакции деления тяжелых ядер образуются новые вторичные нейтроны, которые сами, в свою очередь, могут вызвать и вызывают, при соблюдении определенных условий, деление других тяжелых ядер, а в результате возникнет самоподдерживающаяся цепная реакция деления - СЦР.

Цепная реакция деления - последовательность реакции деления ядер тяжелых атомов при взаимодействии их с нейтронами или другими элементарными частицами, в результате которых образуются более легкие ядра, новые нейтроны или другие элементарные частицы и выделяется ядерная энергия. При этом образовавшиеся новые нейтроны или другие элементарные частицы вызывают новые деления ядер тяжёлых атомов.

Самоподдерживающаяся цепная реакция деления в среде возможна при условии, что на один нейтрон, поглощенный ядром делящегося вещества, высвобождается $\nu \geq 1$ новых нейтронов. В каждом акте деления образуется примерно два – три вторичных

нейтрона, которые, будучи захвачены ядрами делящегося вещества, могут вызвать их деление, в свою очередь приводящее к образованию еще большего количества нейтронов. При создании специальных условий, количество нейтронов, а, следовательно, и актов деления, растет от поколения к поколению. Условие $\nu \geq 1$ является необходимым, но не достаточным для развития цепной реакции деления в реальной размножающей системе. Нейтроны одного поколения могут вызвать деления других ядер, но могут быть поглощены без деления или могут вылететь за пределы делящегося вещества. Основной величиной, описывающей развитие цепной ядерной реакции деления (и баланс нейтронов в бомбе и реакторе) является эффективный коэффициент размножения k . Есть несколько определений величины k . Самым простым по физическому смыслу является такое определение: k есть отношение числа нейтронов в данном поколении « $i+1$ » к числу нейтронов в предыдущем поколении « i »:

$$k = \frac{N_{i+1}}{N_i}$$

Если принято, что разделение нейтронов по поколениям каким-либо образом сделано, то определение становится достаточно строгим. Сделаем это.

Пусть в момент времени T_1 в результате деления или распада осколков деления (что в бомбе практически не происходит) возникло определенное количество вторичных нейтронов N_i . А к моменту времени T_2 эти нейтроны поглотились ядрами делящегося вещества или ушли за границы делящейся среды. Назовём это количество нейтронов поколением нейтронов. А усреднённый промежуток времени $T = T_2 - T_1$ назовём средним временем нейтронного цикла или средним временем жизни поколения нейтронов. После этого можно провести разделение систем по отношению к цепной реакции следующим образом:

- если $k < 1$, то система находится в подкритическом состоянии, цепная реакция деления затухает, поток нейтронов и выделяемая энергия уменьшаются – цепочка $N_i, \dots, 3, 2, 1, 0$;
- если $k = 1$, то система находится в критическом состоянии, идет стационарная самоподдерживающаяся цепная реакция деления- цепочка $N_i, N_i, \dots, N_i$;
- если $k > 1$, то система находится в надкритическом состоянии, идет нарастание цепной реакции деления, поток нейтронов и выделяемая энергия растут – цепочка $1, 2, 4, 8, 16, \dots, N_i, N_{i+1}$.

Если параметр k меньше единицы, то реакция деления не имеет цепного характера, так как количество нейтронов, способных вызвать деление оказывается меньшим, чем их начальное количество. При достижении значения $k = 1$ количество нейтронов, вызывающих деление, а значит и актов распада, не меняется от поколения к поколению. Реакция деления приобретает цепной самоподдерживающийся характер. Состояние вещества, в котором реализуется цепная реакция деления с $k = 1$, называется критическим. При $k > 1$ говорят о сверхкритическом состоянии. Зависимость количества актов деления от времени может быть представлена следующим образом:

$$N = N_0 \exp \left\{ \frac{(k-1)t}{T} \right\}$$

где N -полное число актов деления, произошедших за время t с начала реакции, N_0 -число ядер, претерпевших деление в первом поколении, k - коэффициент размножения нейтронов, T – время " жизни поколений" т.е. среднее время между последовательными актами деления, характерное значение которого составляет 10^{-8} сек. Большие значения k ведут к атомному взрыву.

Вообще ядерный реактор и атомная бомба есть две стороны одной медали, называемой самоподдерживающейся цепной реакцией деления ядер атомов с $k = 1$ в случае реактора, и с $k > 1$ в случае бомбы.

Если предположить, что цепная реакция начинается с одного акта деления и значение коэффициента размножения составляет 2, то несложно оценить количество поколений, необходимое для выделения энергии, эквивалентной взрыву 1 килотонны тринитротолуола (10^{12} калорий или $4,19 \cdot 10^{12}$ Дж). Поскольку в каждом акте деления выделяется энергия равная примерно 187 МэВ ($3 \cdot 10^{-11}$ Дж), должно произойти $1,45 \cdot 10^{23}$ актов распада (что соответствует делению примерно 57 г делящегося вещества). Подобное количество распадов произойдет в течение примерно 77 поколений делящихся ядер. Весь процесс займет около 0.5 микросекунд, причем основная доля энергии выделится в течение последних нескольких поколений. Продление процесса всего на несколько поколений приведет к значительному росту выделенной энергии. Так, для увеличения энергии взрыва в 10 раз (до 100 кт) необходимо всего пять дополнительных поколений.

Итак, основным параметром, определяющим возможность осуществления цепной реакции деления и скорость выделения энергии в ходе этой реакции, является эффективный коэффициент размножения нейтронов.

Этот коэффициент зависит как от свойств делящихся ядер, таких как количество вторичных нейтронов, сечения реакций деления и захвата, так и от внешних факторов, определяющих потери нейтронов вызванные их уходом за пределы массы делящегося вещества. Вероятность ухода нейтронов зависит от геометрической формы образца и увеличивается с увеличением площади его поверхности. Вероятность же захвата нейтрона пропорциональна концентрации ядер делящегося вещества и длине пути, который нейтрон проходит в образце.

Если взять образец, имеющий форму шара, то при увеличении массы образца вероятность приводящего к делению захвата нейтрона растет быстрее, чем вероятность его ухода, что приводит к увеличению коэффициента размножения. Массу, при которой подобный образец достигает критического состояния ($k=1$), называют критической массой делящегося вещества. Для высокообогащенного (содержание изотопа ^{235}U больше 80%) урана значение критической массы составляет около 52 кг, для оружейного плутония - 11 кг.

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

Напомним, что критическую массу могут образовывать только нечетные 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).

Расчет (оценочный) критической массы урана.

Прежде всего, определимся, какая должна быть геометрическая форма у образца делящегося вещества, критическую массу которого будем рассчитывать, чтобы минимизировать утечку нейтронов. У какого тела должна быть минимальная площадь поверхности? У тела сферической формы. В дальнейшем, будем определять критическую массу шара.

Необходимым условием для осуществления цепной реакции является наличие достаточно большого количества делящегося вещества (например, урана), так как в образцах малых размеров большинство нейтронов пролетает сквозь образец, не попав ни в одно ядро. Самоподдерживающаяся цепная реакция ядерного взрыва возникает при превышении делящимся образцом некоторой критической массы, и соответственно некоторого критического размера. Попытаемся оценить ее величину. Пусть имеется образец вещества, способного к делению, например, уран-235, в который попадает нейтрон. Какова судьба нейтрона? Он либо вызовет деление, либо бесполезно поглотится веществом, либо, в процессе диффузии, выйдет через наружную поверхность. Важно установить, что будет на следующем этапе – уменьшится или увеличится число нейтронов

в среднем, т.е. ослабнет или разовьется цепная реакция. Другими словами, 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 деления для нейтронов в делящемся материале.

Нейтрон, летая по веществу, изредка сталкивается с ядром, он как бы видит его поперечное сечение. Размер поперечного сечения ядра порядка $\sigma = 10^{-24} \text{ см}^2 = 1 \text{ барн}$. Столкновения нейтронов с ядрами и возникающие затем ядерные реакции в общем случайны и имеют вероятностный характер.

Определение: **микроскопическое сечение реакции σ_r , представляет собой эффективную площадь поперечного сечения вокруг ядра, попав в которую налетающий нейтрон вызовет данную ядерную реакцию.**

Сделаем выборку из таблицы экспериментальных данных по энергиям налетающих нейтронов и сечениям возможных реакций для групп быстрых нейтронов, делящих ядра:

Нуклид	! энергия n	! σ_t	! σ_f	! ν	! σ_a	! σ_{in}	! σ_{en}
1)Уран 235	6,5-10,5Mev	6,30	1,75	3,40	0,02	1,03	3,50
2)Уран 235	4,0-6,5 Mev	7,40	1,15	3,04	0,03	1,92	4,30
3)Уран 235	2,5-4,0 Mev	7,40	1,25	2,79	0,04	1,91	4,50
4)Уран 235	1,4-2,5 Mev	7,00	1,28	2,63	0,06	1,76	3,90
5)Уран 235	0,8-1,4 Mev	6,60	1,25	2,52	0,12	1,38	3,85
6)Уран 235	0,4-0,8 Mev	7,40	1,23	2,46	0,17	1,20	4,80
7)Уран 235	0,2-0,4 Mev	9,20	1,41	2,47	0,25	1,00	6,54
8)Уран 235	0,1-0,2 Mev	11,2	1,70	2,45	0,40	0,60	8,50
Плутоний 239	1,4-2,5 Mev	7,30	1,95	3,12	0,04	1,16	4,15

где σ_t – общее сечение реакций, σ_f – сечение реакции деления, ν – среднее число вторичных нейтронов деления, σ_a – сечение захвата нейтрона, σ_{in} – сечение неупругого рассеяния нейтронов (в том числе и в реакции удвоения нейтронов – $n,2n$), σ_{en} – сечение упругого рассеяния нейтронов.

При столкновении ядра с нейтроном не обязательно произойдет реакция деления. Вероятность деления равна σ_f/σ_t , а вероятность упругого рассеяния равна σ_{en}/σ_t , вероятность неупругого рассеяния равна σ_{in}/σ_t . Обратите внимание на замечательный факт – нейтрон, вступивший в реакцию неупругого рассеяния или удвоения, хоть и не вызвал деления, но не пропал для процесса СЦР. В следующем поколении появятся один или два нейтрона с меньшей энергией и большим сечением деления. То же относится к упругому делению.

Определение:

если C – концентрация атомных ядер в кубическом сантиметре вещества, $C = \frac{\rho N_a}{A}$,

где ρ – плотность вещества г/см^3 , A – атомный вес, $N_a = 6,02 \cdot 10^{23}$ – число Авогадро,

то величина $L = \frac{C}{\sigma_r}$ дает среднюю длину пробега (путь) нейтрона по отношению к

ядерной реакции. На расстоянии равном длине свободного пробега нейтрона данной энергии в ядерной реакции с данным сечением участвуют 63% вошедших в вещество нейтронов.

Критическая масса зависит от сечения реакции деления конкретного нуклида.

Покажем это на примере для урана 235. Для урана 235 имеем $\rho = 18,9 \text{ г/см}^3$, $A = 235$. Соответственно, $C = 0,0484 \cdot 10^{24}$. Длина пробега деления нейтрона есть единственная размерная величина, которая может послужить отправной точкой оценки критического размера. 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 критического радиуса образца делящегося материала к длине пробега в нем нейтронов реакции деления. Учтём, что все ядерные реакции являются случайными событиями. Для восьми групп нейтронов, появление которых в результате деления в центре шара возможно с указанными энергиями, определим среднее сечение реакции деления и среднее число вторичных нейтронов. В результате получим $\sigma_f = 1,3775$ барн, $\nu = 2,72$. Тогда длина пробега деления нейтрона равна $L = 1/(0,0484 \cdot 1,3775) = 14,999$ см. Примем, что деление произошло в центре шара. А это можно сделать, так как реакция деления изотропна и случайна во всех точках по всему объёму шара, также изотропны и случайны траектории движения вторичных нейтронов. В результате, математическое ожидание следующего деления при условии деления в любой точке шара равно математическому ожиданию следующего деления при условии деления в центре шара.

Тогда на расстоянии L от центра вызовут деления ядер 63% вторичных нейтронов этого деления или $2,72 \cdot 0,63 = 1,7136$. Исходя из принципа критичности ($k = 1$) можем составить пропорцию $14,999 \text{ см} \rightarrow 1,7136$; $X \text{ см} \rightarrow 1,0$; откуда $X = 8,7529 \text{ см} = R_{кр}$.

Общая формула для критического радиуса:

$$R_{кр} = \frac{(L_f)_{\text{среднее}}}{(\nu)_{\text{среднее}} \cdot 0,63} = \frac{1}{C \cdot (\sigma_f)_{\text{среднее}} \cdot \nu_{\text{среднее}} \cdot 0,63} = \frac{A}{N_a \cdot \rho \cdot (\sigma_f)_{\text{среднее}} \cdot (\nu)_{\text{среднее}} \cdot 0,63}$$

Критическая масса $M_{кр} = \frac{4}{3} \cdot \pi R_{кр}^3 \rho = 53036$ грамм. Вполне реальное значение для урана с высоким обогащением изотопом 235 при учёте деления только быстрыми нейтронами.

Но самое интересное получится, если допустить в реакцию деления верхнюю часть группы промежуточных нейтронов

9) Уран 235 |46,5-100 КэВ |12,5 |2,10 |2,44 |0,60 |0,18|9,62|

со значениями

9) Уран 235 |55,5-100 КэВ |.....|1,90 |2,45 |.....|.....|.....!

Ввод верхней части группы промежуточных нейтронов (9) вполне обоснован значительным значением сечения реакции неупругого рассеяния и в том числе реакции удвоения нейтронов ($n,2n$) в группах энергий быстрых вторичных нейтронов таблицы сечений ядерных реакций (См. выборку). Соответственно велика вероятность этих реакций. В результате появляются нейтроны, попадающие, по энергии, в верхнюю часть девятой группы, и участвующие в делении ядер урана 235. Более полный учёт нейтронов спектра деления даёт более точный результат. Тогда получим: (σ_f) среднее по 9-ти группам = 1,436 барна, длина пробега деления = $1/(0,0484 \cdot 1,436) = 14,393$ см, среднее число вторичных нейтронов = 2,69, среднее число делений на длину пробега деления = 1,695, критический радиус = 8,4926 см, критическая масса = 48493 грамма!

Весьма близко к реальным значениям для урана с 90% обогащением изотопом 235.

В качестве дополнения можно привести выражение для критического радиуса сферы без отражателя в приближении более строгой одно - групповой диффузионной теории происходящего процесса:

$$R_{крит} = \frac{\pi \cdot A}{\rho \cdot N_a \cdot \sqrt{3 \cdot (k-1) \cdot (\sigma_a + \sigma_f) \cdot \sigma_s}} - \frac{0,71 \cdot A}{\sigma_s \cdot \rho \cdot N_a}$$

где $\pi = 3,14159265$; A = атомная масса материала в килограммах на моль, 235 для урана, 239 для плутония; ρ = плотность материала в килограммах на кубометр, 18700 и 15600, соответственно; N_a = число Авогадро = $6,02 \cdot 10^{26}$ (кг·моль⁻¹); k = число нейтронов выдаваемых ядром при реакции деления, 2.7 и 3.2; σ_a = сечение захвата (n, γ), барн, 0.06 и 0.04; σ_f = сечение деления, барн, 1.28 и 1.95; σ_s = сечение рассеяния нейтронов, барн, 3.9 и 8.5.

Цепная реакция возможна и при наличии меньшего количества делящегося вещества. Поскольку вероятность захвата нейтрона 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 делящийся образец сильной степени быстрого сжатия. Критическую массу можно уменьшить примерно вдвое, окружив образец делящегося вещества слоем материала, отражающего нейтроны, увеличив их концентрацию в зоне деления за счёт уменьшения вылета за пределы делящегося вещества. Например, слоем бериллия или природного урана. Для критической сферы без отражателя имеет место зависимость критической массы обратно-пропорциональная квадрату плотности (ρ) делящегося вещества. Это видно из выведенных ранее формул критического радиуса и критической массы. Пропорциональность критической массы $1/\rho^2$ относится только к случаю системы без отражателя, и при условии небольшого разбавления делящегося материала неделящимися нуклидами. В случае сжатия ударной волной сборки «делящийся материал + отражатель», критическая масса как функция объемного сжатия пропорциональна

$$\frac{1}{\rho_{\text{делящегося материала}}^{1,2} \cdot \rho_{\text{отражателя}}^{0,8}}$$

Минимальное количество делящегося вещества, необходимого для осуществления цепной реакции, зависит в основном от достижимой на практике степени сжатия образца или скорости сближения частей образца. Степень и скорость сжатия массы делящегося вещества определяют не только количество расщепляющегося материала, необходимого для создания взрывного устройства, но и энергию ядерного взрыва. Причиной этого служит тот факт, что в процессе перевода образца делящегося вещества из подкритического в надкритическое состояние возможна преждевременная детонация. Из-за развившейся нарастающей цепной реакции, возникшей до достижения образцом оптимальных размеров и плотности, происходит тепловое разрушение образца, испарение и разлёт делящихся материалов. В процессе взрыва делящийся образец теряет критичность и цепная реакция останавливается. Вероятность спонтанного возникновения самоподдерживающейся цепной реакции при недостаточно быстром сжатии весьма велика и растёт пропорционально времени. Если выделившаяся ядерная энергия сравнима с энергией взрывчатого вещества, то сжатие прекратится и начнётся обратный процесс разлёта. Это случится при числе поколений нейтронов самоподдерживающейся цепной реакции $t/T=40 \div 45$, соответствует энергии $2 \cdot 10^8$ джоулей, эквивалентной 50 кг тротила. При недостаточно быстром сжатии, набор поколений может завершиться задолго до момента максимального сжатия, соответствующего наибольшему выделению энергии, произойдёт «хлопок» с уменьшением энергии в десятки и сотни по сравнению с оптимально возможным.

Поскольку полная энергия взрыва зависит от количества ядер, успевших претерпеть деление за время в течение которого делящийся образец находился в более чем критическом состоянии, для получения достаточно большой мощности взрыва необходимо удерживать массу делящегося вещества в критическом состоянии как можно дольше. Атомные бомбы характеризуются своим КПД. Это есть отношение массы прореагировавшего в ходе деления вещества к общей массе делящегося вещества. У бомбы, сброшенной на Хиросиму, $\text{КПД} \leq 2\%$.

Весь прогресс в конструкциях и устройстве атомных бомб есть прогресс в борьбе с преждевременной детонацией, попытки хоть на время ещё одного поколения нейтронов задержать делящийся образец от теплового разлёта и увеличить число делений в ачале самоподдерживающейся цепной реакции. Как это сделать? Для этого раньше применяли пушечную схему, где одна часть делящегося образца выстреливалась в другую. Оптимально, скорость сближения частей уранового делящегося образца относительно

друг друга должна быть не менее 2,5 км/сек. В случае хиросимской бомбы «Малыш» из урана конструкция получалась в длину 3 м 20 см., и допускала скорость сближения подкритических частей около 330 м/сек. При этом и КПД минимален. Сближающиеся подкритические половинки делящегося образца могут иметь скорость, относительно корпуса бомбы, 1,25 км /сек, а скорость относительно друг друга равна 2,5 км/сек. Но и здесь возможны разные варианты. Можно создать слабо подкритическую сферическую сборку с отражателем нейтронов и выстреливать в неё небольшую массу урана, достаточную для создания более чем критичности. Такой массе легче придать скорость 2,5 км/сек. Существует целый калейдоскоп подобных решений. Вдобавок используют толстый корпус – отражатель нейтронов из урана – 238.

Для ядерного взрыва бомбы из плутония - 239 подходит только имплозия, пушечная схема слишком медленная. Требуется относительная скорость сближения для получения более чем критичности порядка 10 - 12 км/сек. Сегодня, на практике, это достигается путем быстрого обжатия образца плутония - 239 с помощью направленного внутрь (к центру образца) взрыва – так называемой имплозии, вызывающей фазовый переход плутония в состояние повышенной плотности. В результате в момент начала цепной реакции, масса делящегося образца обладает очень большим запасом критичности, а размеры менее чем критичны. Сжатие осуществляется ударной волной высокого напора в образце делящегося материала и системы, фокусирующие взрывную волну. Для её создания в плутонии применяются специальные высокоскоростные взрывчатые вещества. При скорости относительно центра 5 - 6 км/сек, относительная скорость диаметрально противоположных точек взрывной волны относительно друг друга будет 10 - 12 км/сек.

Плутоний обладает шестью различными фазами (кристаллическими структурами) в твердой форме, больше чем любой другой элемент (в действительности, по более строгим условиям, их семь). Некоторые переходы между фазами сопровождаются разительными изменениями объема. В двух из этих фаз - дельта и дельта прим - плутоний обладает уникальным свойством сжиматься при повышении температуры, а в остальных - имеет чрезвычайно большой температурный коэффициент расширения. При расплавлении плутоний сжимается, позволяя нерасплавленному плутонию плавать.

При комнатной температуре плутоний представляет собой кристаллическую структуру, называемую «альфа фаза». В этой форме плутоний имеет свою максимальную плотность - около 19.84 при 20 °С. Атомы в альфа фазе связаны ковалентной связью (в отличие от металлической связи), поэтому физические свойства ближе к минералам, чем к металлам. Это твердый, хрупкий и ломающийся в определенном направлении материал. Альфа фаза не поддается обработке обычными для металлов технологиями производства.

В самом «легком» виде, дельта-фазе (плотность 15.9), плутоний достаточно ковкий и вязкий. Так же и в гамма-фазе, в дельта-фазе плутоний имеет нормальные металлические свойства, включая превосходную ковкость. Дельта фаза имеет прочность и пластичность сходную с алюминием, делаая простой обработку и отливку. Хотя дельта фаза и проявляет аномальное свойство сжиматься при нагревании, этот отрицательный коэффициент расширения невелик. Плутоний в дельта фазе совсем неустойчив. Он стремится осесть в плотную альфа фазу под очень небольшим давлением, увеличив на 25% свою плотность. В чистом плутонии дельта фаза не может существовать при давлении более 1 килобара. Для сравнения, увеличение на 25% плотности урана (или альфа фазы плутония) требует давления 450 килобар. При давлениях свыше 30 килобар плутоний существует только в альфа и бета фазах.

Это свойство перехода дельта → альфа фазы (и увеличение его плотности на 25%) используется в имплозивных проектах оружия. Плутоний можно стабилизировать в дельта фазе при комнатной температуре путем сплавления его с трехвалентными металлами, такими как галлий, алюминий, церий, индий и америций в концентрации нескольких молярных процентов. Даже стабилизированная, дельта фаза продолжает оставаться легко сжимаемой давлением в несколько килобар. Особенно интересен факт,

что в стабилизированном галлием плутонии дельта фаза действительно метастабильна при содержании галлия менее 4 молярных процентов. Это означает, что процесс фазового перехода под давлением в альфа фазу необратим. Быстрый переход подкритического образца из дельта в более плотную альфа-фазу делает его надкритичным и вызывает ядерный взрыв.

Для оружейного применения плутоний обычно стабилизируется в дельта фазе сплавлением с 3-3.5 молярных процента (0.9-1% по весу) галлия. Этот сплав стабилен при температуре по крайней мере от -75 до 475°C. Стабилизация предотвращает изменения объема плутония при колебаниях температуры после изготовления, что может повредить прецизионно сделанные компоненты устройства. Сплав имеет почти нулевой коэффициент теплового расширения. Так же он облегчает литье из-за наличия единственного эpsilon - дельта фазового перехода во время охлаждения. Наконец, стабилизация снижает восприимчивость плутония к коррозии. Трехпроцентный галлиевый сплав применялся в бомбах Gadget'e и Fat Man'e. Если не считать галлий, плутоний 239 в ядерных зарядах всегда был очень высокой изотопной чистоты – не менее 95%.

Имплозия урана 235, как и имплозия плутония 239, состоит из двух частей - медленной и быстрой, требует, высокой (микросекундной) синхронности подрыва, как минимум в 32 точках, для предотвращения бризантного разрушения делящегося образца. Для этого же в имплозии используются взрывчатые вещества с разными скоростями, такие как баратол (смесь тринитротолуола с бариевой селитрой и некоторыми добавками) со стабильной скоростью детонации около 4 км/с, и ТАТБ ($C_6H_3(NO_2)_3(NH_3)_2$) со скоростью 7760 м/с. Октоген – более быстрое взрывчатое вещество. Детонационное давление у него ~39 ГПа, против ~26 ГПа у ТАТБ скорость детонации 9110 м/с. По плотности ~1,9 г/см³, против ~1,85 г/см³ они примерно равны, однако молекулярная масса 296,2, против 258,2.

Имплозия урана 235 сжимает не шар, а полу сферу, в центре которой находится импульсный источник нейтронов. Вместо него можно использовать сферический образец из плутония 239 с подкритической массой в дельта фазе и дополнительным импульсным источником нейтронов. Получается композитная схема, дающая тройной выход энергии. В ядерных зарядах малой энергии (до 5000 тонн тротила) применяется и цилиндрическая имплозия полых цилиндрах реакторного плутония и толстые бериллиевые отражатели.

Сегодня для создания атомной бомбы с энергией, эквивалентной 20000 тонн тротила, необходимо примерно 3 кг плутония, или 8,5 кг ²³⁵U. Это при прогрессивной имплозивной схеме с отражателем, и в случае чистого оружейного плутония, и при использовании 93,5% ²³⁵U. При простейшей ствольной схеме атомной бомбы требуется примерно 50 кг оружейного урана 90% обогащения. Есть изделия с цилиндрической имплозией. Имплозия – до сих пор засекреченная сложная инженерная задача. Как, в общем, и вся задача создания ядерной бомбы.

Поскольку в процессе сжатия образец находится в критическом состоянии, необходимо устранить, или экранировать посторонние источники нейтронов, которые могут дать начало цепной реакции еще до достижения зарядом необходимой степени критичности, то есть способствовать преждевременной детонации. Преждевременное начало цепной реакции приведет, во-первых, к уменьшению скорости выделения энергии, а во-вторых, к более раннему разлету заряда и потере им критичности. Поэтому невозможно применение плутония из энергетических ядерных реакторов с содержанием изотопа 240 более 6% в атомных бомбах. Изотоп плутоний 240 имеет повышенный нейтронный фон излучения. Его наличие в делящемся образце в количестве более 6% требует для полноценного взрыва имплозии с недостижимыми скоростями.

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 задачи в ядерных взрывных устройствах применяют специальный импульсный источник нейтронов ИНИ, который обеспечивает "впрыск" нейтронов в массу делящегося вещества. Момент «впрыска» нейтронов должен быть тщательно синхронизован с процессом сжатия делящегося материала, чтобы избежать преждевременной детонации. Устройство импульсного нейтронного инициатора (ИНИ) - того самого «нейтронного запала», осуществляющего импульсный впрыск большого количества нейтронов в более чем критическое плутониевое ядро ядерной бомбы, разнообразно и не сложно. По сути это обыкновенная электрическая ускорительная трубка, ускоряющая ионы - ядра дейтерия до энергии 0,108 МэВ. После чего эти разогнанные дейтроны направляются на тонкую пластинку из гидрида циркония, где вместо водорода использован тритий. Ядра дейтерия сталкиваются с ядрами трития. Получаем классическую термоядерную реакцию $D + T \rightarrow {}^4\text{He} + n$; с выделением в максимуме импульса (устройство импульсное) поток нейтронов порядка 10^{12} нейт/сек. Аналогичные устройства выпускаются и используются в качестве промышленных источников нейтронов для хозяйственного применения.

Ранее создавались ИНИ на основе бериллия и ${}^{210}\text{Po}$, срабатывающие при сжатии. При сжатии разрушалась экранирующая перегородка и происходила известная реакция ${}^9\text{Be} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C} + n$. В наше время ${}^{210}\text{Po}$ в этих ИНИ замещён на более долгоживущий ${}^{238}\text{Pu}$, также обладающий высокой α - активностью. Плотный импульс нейтронов даёт старт самоподдерживающейся цепной реакции из многих делений ядер, что ведёт к её ускоренному развитию. Действительно, если в первом поколении вместо одного деления ядра ${}^{235}\text{U}$ или ${}^{239}\text{Pu}$ произойдёт 1000 делений, то общее выделение энергии за этот промежуток времени после начала самоподдерживающейся цепной реакции будет гораздо больше.