

Профессор
И.Н.Бекман

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Лекция 18. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В ОРУЖИИ

Одно из важнейших применений ядерной физики – создание оружия: атомных и водородных бомб, нейтронного оружия, рентгеновских и гамма-лазеров и др.

Ядерное 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.

Атомная бомба - сильно надкритичный реактор на быстрых нейтронах.

В этой лекции мы рассмотрим ядерные реакции, вовлечённые в функционирование атомных бомб (урановых и плутониевых) и нейтронного оружия.

1. ЦЕПНЫЕ ПРОЦЕССЫ

1.1 Цепные реакции в химии

Цепные реакции – химические реакции, идущие путем последовательности одних и тех же элементарных стадий, на каждой из которых возникает одна или несколько промежуточных активных частиц. В таких реакциях идёт многократное (цепное) превращение исходных химических веществ. По цепному механизму протекают реакции крекинга, горения, окисления, пиролиз, галогенирования углеводородов, радикальной полимеризации, а так же многие атмосферные процессы (например, разложение озона).

Цепные химические реакции были открыты не в физике, а в химии. Термин "цепные реакции" предложен М. Боденштейном, обнаружившим (1913), что в ряде фотохимических реакций (например, $\text{H}_2 + \text{Cl}_2 \rightarrow 2\text{HCl}$, $\text{CO} + \text{Cl}_2 \rightarrow \text{COCl}_2$) один поглощенный фотон вызывает превращение сотен тысяч молекул. Он предположил, что активной частицей, вызывающей цепь превращений, является возбужденная молекула Cl_2^* . В 1916 В. Нернст доказал атомарную природу активных частиц и предложил механизм цепных реакций с участием Cl_2 . Открытие Н.Н. Семеновым разветвленных цепных реакций отмечено Нобелевской премией (1958). Изучение протекания разветвленных цепных реакций предвосхитило будущее - регулируемое протекание ядерного деления в условиях атомного реактора и взрывное в атомной бомбе.

Цепные реакции относятся к сложным реакциям и состоят из многих элементарных стадий. Цепная реакция включает три стадии: инициирование (зарождение цепи), продолжение и обрыв цепи. Инициирование - стадия, в которой из валентнонасыщенных молекул исходных веществ образуются переносчики цепи - активные частицы, участвующие в последующих реакциях и приводящие к расходованию исходных веществ и образованию продуктов. Переносчики цепи исчезают в реакциях обрыва цепи из-за столкновений друг с другом или со стенкой реакционного сосуда. В некоторых цепных реакциях происходит увеличение числа активных частиц, что приводит к разветвлению цепей (разветвленные реакции).

Инициирование - наиболее энергоёмкая стадия цепной реакции, её энергия активации определяется энергией разрываемой химической связи. Образование активных частиц из молекул исходных веществ происходит лишь при достаточно высоких температурах или при воздействии света, ионизирующего излучения, ускоренных электронов и т. п. В отсутствие энергетического воздействия образование активных частиц и инициирование цепной реакции может происходить при обычных температурах лишь в присутствии инициаторов - веществ, в молекулах которых энергия разрыва химической связи существенно меньше, чем в молекулах исходных веществ. Переносчики цепи образуются при последующих реакциях радикалов с молекулами реагентов. Инициаторы ускоряют образование активных частиц, т. е. являются катализаторами инициирования, но в отличие от катализаторов обычных процессов они расходуются.

Термин разветвлённые цепные реакции предложен Н. Н. Семеновым для открытых им цепных реакций с критическими явлениями, состоящими в том, что незначительные изменения концентрации реагентов, температуры, размеров сосуда, введение примеси могут приводить к скачкообразному росту скорости цепных реакций от практически ненаблюдаемой до столь большой, что ее невозможно измерить. Для разветвленных цепных реакций реализуется положительная обратная связь. Все известные разветвленно-

цепные реакции являются экзотермическими, причем часть выделяемой энергии переходит в энергию активных частиц. Особенности разветвленно-цепных реакций - существование нижнего и верхнего предельных давлений, наличие полуострова воспламенения, зависимость положения нижнего предела от размеров сосуда и т. п. - присущи и реакции с энергетическим разветвлением цепи. Такие цепные реакции используются при создании лазеров с химической накачкой

1.2 Ядерные цепные реакции

Цепная ядерная реакция - последовательность единичных ядерных реакций, каждая из которых вызывается частицей, появившейся как продукт реакции на предыдущем шаге последовательности. Примером цепной ядерной реакции является цепная реакция деления ядер тяжёлых элементов, при которой основное число актов деления инициируется нейтронами, полученными при делении ядер в предыдущем поколении.

Ядерные цепные реакции - ядерные реакции, в которых частицы, вызывающие их, образуются как продукты этих реакций.

Впервые к идее осуществления цепной ядерной реакции и её применению для создания мощной взрывчатки пришёл в 1933 венгерский учёный, эмигрировавший из Германии в Англию, Лео Сциллард. В 1934 (за пять лет до открытия деления урана тепловыми нейтронами) он взял секретный патент на бомбу, работающую на цепном ядерном процессе. Запатентовано было военное использование цепной ядерной реакции, идущей под действием какой-либо частицы, в результате которой возникает более одной такой же частицы.

1.3 Цепная реакция деления

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

Превращение вещества сопровождается выделением свободной энергии лишь в том случае, если вещество обладает запасом энергий. Это происходит, если микрочастицы вещества находятся в состоянии с энергией покоя большей, чем в другом, переход в которое возможен. Самопроизвольному переходу препятствует энергетический барьер, для преодоления которого частица должна получить извне какое-то количество энергии - энергии возбуждения. При экзоэнергетической реакции, в следующем за возбуждением превращении выделяется энергии больше, чем требуется для возбуждения процесса. Существуют два способа преодоления энергетического барьера: либо за счёт кинетической энергии сталкивающихся частиц, либо за счёт энергии связи присоединяющейся частицы.

Для заметного энерговыделения необходимую для возбуждения реакций кинетическую энергию должны иметь все или сначала хотя бы некоторая доля частиц вещества. Это достижимо только при повышении температуры среды до величины, при которой энергия теплового движения приближается к величине энергетического порога, ограничивающего течение процесса. В случае молекулярных превращений, т. е. химических реакций, такое повышение обычно составляет сотни градусов, в случае же ядерных реакций - это минимум 10^7 К из-за очень большой высоты кулоновских барьеров сталкивающихся ядер. Тепловое возбуждение ядерных реакций осуществлено на практике только при синтезе самых лёгких ядер, у которых кулоновские барьеры минимальны (термоядерный синтез).

Возбуждение ядра «прилипающими» к нему частицами не требует большой кинетической энергии, и, следовательно, не зависит от температуры среды. Но зато для возбуждения реакций необходимы сами частицы. И если иметь в виду не отдельный акт реакции, а получение энергии в больших масштабах, то это возможно лишь при возникновении цепной реакции. Последняя же возникает, когда возбуждающие реакцию частицы снова появляются как продукты экзоэнергетической реакции.

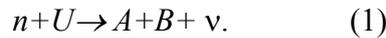
Механизм цепной реакции при ядерных превращениях могут обеспечить нейтроны, не имеющие кулоновского барьера и возбуждающие ядра при поглощении. Появление в среде необходимой частицы вызывает цепь следующих, одна за другой реакций, которая продолжается до обрыва цепи вследствие потери частицы-носителя реакции. Основных причин потерь две: поглощение частицы без испускания вторичной и уход частицы за пределы объёма вещества, поддерживающего цепной процесс. Если в каждом акте реакции появляется только одна частица-носитель, то цепная реакция называется *неразветвлённой*. Неразветвлённая цепная реакция не может привести к энерговыделению в больших масштабах.

Если в каждом акте реакции появляется более одной частицы, то возникает разветвленная цепная реакция, т.к. одна из вторичных частиц продолжает начатую цепь, а другие дают новые цепи, которые снова ветвятся. С процессом ветвления конкурируют процессы, приводящие к обрывам цепей, что порождает специфические для разветвленных цепных реакций предельные или критические явления. Если число

обрывов цепей больше, чем число появляющихся новых цепей, то цепная самоподдерживающаяся реакция оказывается невозможной. Даже если её возбудить искусственно, введя в среду какое-то количество необходимых частиц, то, поскольку число цепей в этом случае может только убывать, начавшийся процесс быстро затухает. Если же число образующихся новых цепей превосходит число обрывов, цепная реакция быстро распространяется по всему объему вещества при появлении хотя бы одной начальной частицы. Область состояний вещества с развитием цепной самоподдерживающейся реакции отделена от области, где цепная реакция вообще невозможна, *критическим состоянием*. Критическое состояние характеризуется равенством между числом новых цепей и числом обрывов.

Достижение критического состояния определяется рядом факторов. Деление тяжелого ядра возбуждается одним нейтроном, а в результате акта деления появляется более одного нейтрона. Следовательно, процесс деления может породить разветвлённую цепную реакцию, носителями которой служат нейтроны. Если скорость потерь нейтронов (захватов без деления, вылетов из реакционного объёма и т.д.) компенсирует скорость размножения нейтронов так, что коэффициент размножения нейтронов равен единице, то цепная реакция идёт в стационарном режиме. Введение отрицательных обратных связей между эффективным коэффициентом размножения и скоростью энерговыделения позволяет осуществить управляемую цепную реакцию. Если коэффициент размножения больше единицы, цепная реакция развивается экспоненциально; неуправляемая цепная реакция деления используется в ядерном оружии.

После открытия (1939) немецкими учёными О. Ганом и Ф. Штрассманом деления ядер нейтронами Ф. Жолио-Кюри с сотрудниками, Э. Ферми, У. Зинн и Л. Сцилард (США) показали, что при делении ядра вылетает больше одного нейтрона:



Здесь A и B - осколки деления с массовыми числами A от 90 до 150, $\nu > 1$ - число вторичных нейтронов. Ядерная цепная реакция впервые была осуществлена Э. Ферми (1942).

Пусть только часть f общего числа вторичных нейтронов может быть использована для продолжения реакции деления. Тогда на один нейтрон первого поколения, вызвавший деление, придётся $K = \nu f$ нейтронов следующего поколения, которые вызовут деление, и если K , называемый коэффициентом размножения нейтронов, больше 1, то число таких нейтронов будет возрастать во времени t по закону: $n = n_0 e^{(K-1)t/t}$, где t - время жизни поколения нейтронов. Если $K-1=1$, то число делений в единицу времени постоянно, и может быть осуществлена самоподдерживающаяся ядерная цепная реакция. При достаточно больших значениях $K-1$ реакция перестаёт быть регулируемой и может привести к ядерному взрыву.

Природный уран состоит из ^{238}U (99,29%) и ^{235}U (0,71%), содержание ^{234}U ничтожно, ^{238}U делится высокоэнергетическими нейтронами, ^{235}U - любыми, в том числе - тепловыми. В оружии применяется уран, обогащённый по ^{235}U до концентрации выше 95%. В таком уране цепная ядерная реакция деления идёт как на тепловых, так и на быстрых нейтронах. Другим ядерным горючим оружейного назначения является ^{233}U , образующийся при облучении ^{232}Th нейтронами. Наконец, третьим делящимся оружейным нуклидом является ^{239}Pu . 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 $\nu = 2,9$.

Выделение при делении более одного нейтрона открыло перспективы использования цепной реакции деления в двух направлениях: 1) управляемая ядерная реакция деления - создание атомных реакторов; 2) неуправляемая ядерная реакция деления - создание ядерного оружия.

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 трёх нейтронов. Полное энерговыделение на один акт деления ядра ^{235}U равно ~ 200 МэВ. Такое энерговыделение определяет огромную теплотворную способность ядерной взрывчатки, превышающую в миллионы раз теплотворную способность химических взрывчатых веществ.

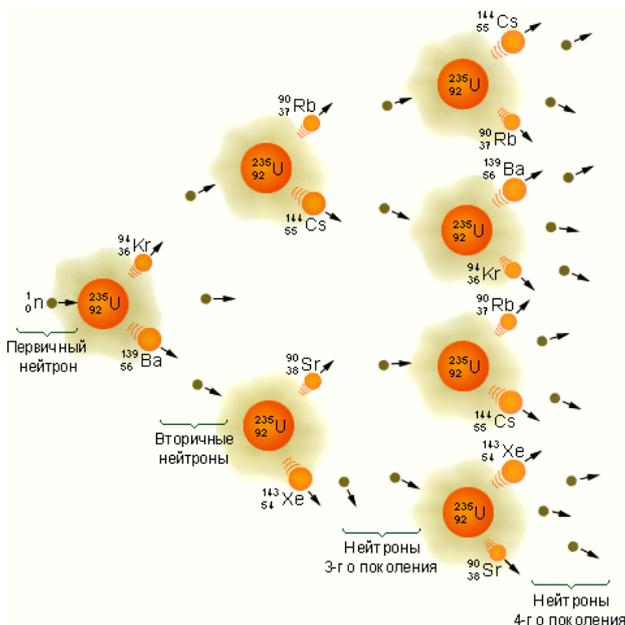


Рис. 1. Схема развития цепной реакции деления

Как и всякие разветвленные цепные реакции, ядерные цепные реакции – экзотермические. Реальные условия протекания ядерной цепной реакции определяются соотношением вероятностей процессов разветвления реакции и её обрыва. Преобладание разветвления обеспечивает самоподдерживающийся процесс, преобладание обрыва означает отсутствие ядерной цепной реакции. К разветвлению цепей приводит лишь деление, тогда как обрыв цепей (т.е. уничтожение нейтронов, без появления новых) может происходить при различных побочных ядерных реакциях с ядрами как самого делящегося вещества, так и других веществ, присутствующих в системе, а также вследствие вылета нейтрона за пределы системы.

Для выяснения принципиальной возможности получения цепной ядерной реакции чрезвычайно важно знать число вторичных нейтронов ν , возникающих в одном акте деления.

Табл. 1. 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. Не каждый захват нейтрона ядром приводит к делению ядра. Некоторую часть нейтронов ядра захватывают по реакции (n,γ) без какого-либо деления. 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. 2).

Табл. 2. 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. При высокой энергии нейтронов большая часть их захватывается делящимся материалом и вызывает деление, а меньшая часть поглощается по (n,γ) реакции захвата.

В Табл. 3 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, запасенной в данном материале.

Табл. 3. Характеристики делящихся изотопов.

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

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

Для практического осуществления цепной реакции знания одной величины ν недостаточно, так как судьба

возникших нейтронов деления не одинакова из-за многообразия видов взаимодействия нейтронов с веществом. Обычно нейтрон претерпевает три превращения: выделяется из системы и теряется; захватывается любым материалом в активной зоне неделящимися материалом; захватывается делящимся материалом, продолжая цепную реакцию.

Характеристика развития ядерной цепной реакции в данной системе – **коэффициент размножения нейтронов** k системы, равный отношению числа нейтронов, поглощаемых делящимся веществом в данном и предыдущем звеньях цепи. Наличие самоподдерживающегося цепного процесса возможно лишь при $k \geq 1$. Системы, в которых $k=1$, (цепная реакция протекает при постоянной мощности) называются **критическими**, системы с $k > 1$ (мощность реакции нарастает) – **надкритическими** и системы с $k < 1$ – **подкритическими**; k зависит от изотопного состава, размеров и формы системы, в которой осуществляется ядерная цепная реакция.

Масса делящегося изотопа и размеры (объём) критической системы, необходимые для возникновения самоподдерживающейся цепной реакции деления, называют критическими.

Коэффициент размножения определяется величиной ν , вероятностями различных взаимодействий (приводящих и не приводящих к делению) нейтронов с ураном и примесями, а также конструкцией и размерами устройства. Поэтому очень важно знать сечения для процессов деления, неупругого рассеяния и захвата нейтронов ураном при тех энергиях, с которыми они образуются, и, следовательно, энергетический спектр вторичных нейтронов. Одной из важнейших характеристик цепной реакции является скорость её нарастания, которая определяется не только коэффициентом размножения нейтронов k , но и временем, проходящим между двумя последовательными актами деления, т.е. средним временем жизни одного поколения нейтронов, τ_n .

Среднее время жизни одного поколения, или средний промежуток времени между двумя последовательными актами деления, складывается из времени деления, времени запаздывания вылета нейтрона из делящегося ядра относительно момента деления и времени перемещения вылетевшего нейтрона до следующего делящегося ядра. Для сокращения τ_n , т.е. для получения цепной реакции взрывного типа, процесс размножения нейтронов ведут на мгновенно вылетающих и быстро движущихся нейтронах, а для получения управляемой цепной реакции нужно, чтобы время запаздывания вылета и время перемещения нейтронов было большим. Первая составляющая определяется механизмом возникновения вторичных нейтронов, вторая – характером её взаимодействия с окружающими ядрами после вылета из делящегося ядра, т.е. процессами замедления, диффузии и захвата.

1.4 Ядерный взрыв

Ядерный взрыв - неуправляемый процесс высвобождения большого количества тепловой и лучистой энергии в результате цепной ядерной реакции деления или реакции термоядерного синтеза за очень малый промежуток времени. По своему происхождению ядерные взрывы являются либо продуктом деятельности человека на Земле и в околоземном космическом пространстве, либо природными процессами на некоторых видах звёзд.

В зависимости от внешних условий, количества и чистоты расщепляющегося материала течение реакции вынужденного деления может происходить по-разному. Если вследствие вылета нейтронов из зоны деления или их поглощения атомными ядрами без последующего деления число расщеплённых ядер в последующей стадии цепной реакции меньше, чем в предыдущей, то происходит затухание цепной реакции. При равном числе расщеплённых ядер в обеих стадиях цепная реакция становится самоподдерживающейся, а в случае превышения количества расщеплённых ядер в каждой последующей стадии в реакцию вовлекаются всё новые атомы расщепляющегося вещества. Если такое превышение является многократным, то в ограниченном объёме за очень короткий промежуток времени образуется большое количество атомных ядер - осколков деления, электронов, нейтронов и квантов электромагнитного излучения с очень высокой кинетической энергией. Единственно возможной формой их существования является агрегатное состояние высокотемпературной плазмы, в сгусток которой превращается весь расщепляющийся материал и любое другое вещество в его окрестности. Этот сгусток не может быть сдержан в своём первоначальном объёме и стремится перейти в равновесное состояние путём расширения в окружающую среду и теплообмена с ней. Поскольку скорость упорядоченного движения составляющих сгусток частиц много выше скорости звука как в нём, так и в окружающей его среде, расширение не может иметь плавного характера и сопровождается образованием ударной волны – т. е. носит характер взрыва.

1.5 Ядерная безопасность

Ядерноопасными делящимися веществами называют материалы, содержащие нуклиды, при работе с которыми может возникнуть самоподдерживающаяся цепная реакция деления. К таким нуклидам относятся изотопы урана, нептуния, плутония, америция и др. (Табл. 4). Величина критической массы зависит от

физической природы вещества (металл, оксид, соли), наличия в системе отражателей, замедлителей и поглотителей нейтронов, геометрических параметров (формы и размеров). Следовательно, основными критическими параметрами являются: объем, масса, геометрия, концентрация, содержание поглотителей нейтронов. Для того чтобы система была безопасной, достаточно, чтобы хотя бы один из критических параметров не превышал критического значения.

Табл. 4. Возможность получения самоподдерживающейся цепной реакции деления для различных нуклидов

Нук- лид	Период полураспада	Тип ядра	Сечение взаимодействия с тепловыми нейтронами, барн		Возможность получения СЦРД	
			$\sigma_{n,\gamma}$	σ_f	в системе с тепловыми нейтронами	в системе с быстрыми нейтронами
$^{228}_{90}\text{Th}$	1,9116 лет	Четно-четное	123	0,3	Нет	Нет
$^{229}_{90}\text{Th}$	$7,340 \times 10^3$ лет	Четно-нечетное	61	30,8	Нет	Нет
$^{230}_{90}\text{Th}$	$7,538 \times 10^4$ лет	Четно-четное	23,0	0,0012	Нет	Нет
$^{232}_{90}\text{Th}$	$1,405 \times 10^{10}$ лет	Четно-четное	7,37	$2,5 \times 10^{-6}$	Нет	Нет
$^{231}_{91}\text{Pa}$	$3,276 \times 10^4$ лет	Нечетно-четное	200,6	0,020	Нет	Да
$^{232}_{92}\text{U}$	68,9 лет	Четно-четное	74,9	76,84	Нет	Нет
$^{233}_{92}\text{U}$	$1,592 \times 10^5$ лет	Четно-нечетное	45,5	529,1	Да	Да
$^{234}_{92}\text{U}$	$2,455 \times 10^5$ лет	Четно-четное	99,8	0,65	Нет	Нет
$^{235}_{92}\text{U}$	$7,038 \times 10^8$ лет	Четно-нечетное	98,3	582,6	Да	Да
$^{236}_{92}\text{U}$	$2,342 \times 10^7$ лет	Четно-четное	5,11	0,07	Нет	Нет
$^{238}_{92}\text{U}$	$4,468 \times 10^9$ лет	Четно-четное	2,680	$4,0 \cdot 10^{-6}$	Нет	Нет
$^{237}_{93}\text{Np}$	$2,144 \times 10^6$ лет	Нечетно-четное	175,9	0,0215	Нет	Да
$^{238}_{94}\text{Pu}$	87,74 лет	Четно-четное	540	17,9	Нет	Да
$^{239}_{94}\text{Pu}$	24110 лет	Четно-нечетное	269,3	748,1	Да	Да
$^{240}_{94}\text{Pu}$	$6,564 \times 10^3$ лет	Четно-четное	289,51,4	0,056	Нет	Да
$^{241}_{94}\text{Pu}$	14,4 г.	Четно-нечетное	358,2	1011,1	Да	Да
$^{242}_{94}\text{Pu}$	$3,75 \times 10^5$ лет	Четно-четное	18,5	0,2	Нет	Да
$^{244}_{94}\text{Pu}$	$8,00 \times 10^7$ лет	Четно-четное	1,7	—	Нет	—
$^{241}_{95}\text{Am}$	432,2 г.	Нечетно-четное	533	3,20	Нет	Да
$^{242m}_{95}\text{Am}$	141 г.	Нечетно-нечетное	2000	6950	Да	Да
$^{243}_{95}\text{Am}$	$7,370 \times 10^3$ лет	Нечетно-четное	3,8	0,1983	Нет	Да
$^{243}_{96}\text{Cm}$	29,1 лет	Четно-нечетное	130	617	Да	Да
$^{244}_{96}\text{Cm}$	18,10 лет	Четно-четное	15,2	1,04	Нет	Да
$^{245}_{96}\text{Cm}$	$8,500 \times 10^3$ лет	Четно-нечетное	369	2145	Да	Да
$^{247}_{96}\text{Cm}$	$1,56 \times 10^7$ лет	Четно-нечетное	57	84,9	Да	Да
$^{249}_{98}\text{Cf}$	351 г.	Четно-нечетное	497	1642	Да	Да
$^{250}_{98}\text{Cf}$	13,08 г.	Четно-четное	2034	—	Нет	Да
$^{251}_{98}\text{Cf}$	898 лет	Четно-нечетное	2850	4895	Да	Да
$^{252}_{98}\text{Cf}$	2,645 г.	Четно-четное	20,4	32	Нет	Да
$^{254}_{99}\text{Es}$	275,7 дня	Нечетно-нечетное	28,3	1826	Да	Да

Для безопасной работы с ядерноопасными делящимися веществами параметры оборудования должны быть меньше критических. В качестве нормативных параметров ядерной безопасности используют: количество, концентрацию и объем ядерноопасного делящегося материала; диаметр оборудования, имеющего цилиндрическую форму; толщину плоского слоя для оборудования, имеющего форму пластины. Нормативный параметр устанавливают исходя из допустимого параметра, который меньше критического и не должен быть превышен при эксплуатации оборудования. При этом необходимо, чтобы характеристики, влияющие на критические параметры, находились в строго определенных пределах. Используются следующие допустимые параметры: количество $M_{\text{доп}}$, объем $V_{\text{доп}}$, диаметр $D_{\text{доп}}$, толщина слоя $t_{\text{доп}}$.

Используя зависимость критических параметров от концентрации ядерноопасного делящегося нуклида, определяют такое значение критического параметра, ниже которого при любой концентрации СЦРД невозможна. Например, для растворов солей плутония и обогащенного урана критические масса, объем, диаметр бесконечного цилиндра, толщина бесконечного плоского слоя имеют минимум в области оптимального замедления. Для смесей металлического обогащенного урана с водой критическая масса, как и для растворов, имеет ярко выраженный минимум в области оптимального замедления, а критические объем, диаметр бесконечного цилиндра, толщина бесконечного плоского слоя при высоком обогащении (>35 %) имеют минимальные значения при отсутствии замедлителя ($r_n/r_5=0$); для обогащения ниже 35% критические параметры смеси имеют минимум при оптимальном замедлении. Очевидно, что параметры, установленные исходя из минимальных критических параметров, обеспечивают безопасность во всем интервале изменения концентрации. Эти параметры называются *безопасными*, они меньше минимальных критических параметров. Используются следующие безопасные параметры: количество, концентрация, объем, диаметр, толщина слоя.

При обеспечении ядерной безопасности системы по допустимому параметру обязательно ограничивается концентрация делящегося нуклида (иногда количество замедлителя), в то же время при использовании безопасного параметра никаких ограничений на концентрацию (или по количеству замедлителя) не накладывается.

2 КРИТИЧЕСКАЯ МАССА

Будет или не будет развиваться цепная реакция, зависит от результата соревнования четырех процессов:

- (1) Вылет нейтронов из урана,
- (2) захват нейтронов ураном без деления,
- (3) захват нейтронов примесями.
- (4) захват нейтронов ураном с делением.

Если потеря нейтронов в первых трех процессах меньше количества нейтронов, освобождаемых в четвертом, то цепная реакция происходит; в противном случае она невозможна. Очевидно, что если из первых трёх процессов весьма вероятен, то избыток нейтронов, освобождаемых при делении, не сможет обеспечить продолжение реакции. Например, в том случае, когда вероятность процесса (2) (захват ураном без деления) намного больше вероятности захвата с делением, цепная реакция невозможна. Дополнительную трудность вносит изотопный природного урана: он состоит из трех изотопов: ^{234}U , ^{235}U и ^{238}U , вклады которых 0,006, 0,7 и 99,3% соответственно. Важно, что вероятности процессов (2) и (4) различны для разных изотопов и по-разному зависят от энергии нейтронов.

Для оценки конкуренции различных процессов с точки зрения развития в веществе цепного процесса деления ядер вводится понятие «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.

Критическая масса - минимальное количество делящегося вещества, необходимое для начала самоподдерживающейся цепной реакции деления. Коэффициент размножения нейтронов в таком количестве вещества равен единице.

Критическая масса - масса делящегося вещества реактора, находящегося в критическом состоянии.

Критические размеры ядерного реактора - наименьшие размеры активной зоны реактора, при которых ещё может осуществляться самоподдерживающаяся реакция деления ядерного горючего. Обычно под критическим размером принимают критический объём активной зоны.

Критический объём ядерного реактора - объём активной зоны реактора в критическом состоянии.

Относительное количество нейтронов, которые вылетают из урана, может быть уменьшено изменением размеров и формы. В сфере поверхностные эффекты пропорциональны квадрату, а объёмные - кубу радиуса. Вылет нейтронов из урана является поверхностным эффектом, зависящим от величины поверхности; захват с делением происходит во всем объеме, занимаемом материалом, и поэтому является

объемным эффектом. Чем больше количество урана, тем меньше вероятность того, что вылет нейтронов из объема урана будет преобладать над захватами с делением и препятствовать цепной реакции. Потеря нейтронов на захваты без деления является объемным эффектом, подобно освобождению нейтронов при захвате с делением, так что увеличение размеров не изменяет их относительной важности.

Критические размеры устройства, содержащего уран, можно определить как размеры, при которых количество освобождаемых при делении нейтронов в точности равно их потере вследствие вылета и захватов, не сопровождающихся делением. Другими словами, если размеры меньше критических, то, по определению, цепная реакция не может развиваться.

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).

В природном уране цепная реакция деления не может развиваться ни при каком количестве урана, однако, в таких изотопах, как ^{235}U и ^{239}Pu цепной процесс достигается сравнительно легко. При наличии замедлителя нейтронов, цепная реакция идёт и в природном уране.

Необходимым условием для осуществления цепной реакции является наличие достаточно большого количества делящегося вещества, 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. Этот нейтрон либо вызовет деление, либо бесполезно поглотится веществом, либо, продиффундив, 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 $\sigma=10^{-24}$ см² (барн). Если N - число ядер в кубическом сантиметре, то комбинация $L=1/N\sigma$ даёт среднюю длину пробега нейтрона по отношению к ядерной реакции. Длина пробега нейтрона – 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 радиуса куска делящегося материала к длине пробега в нем нейтронов. Если принять, что безразмерное число порядка единицы, а длина пробега при типичном значении $N=10^{23}$, $L=10$ 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 $1,895 \cdot 10^4$ кг/м³ радиус шара такой массы равен примерно 8,5 см, что на удивление хорошо совпадает с нашей оценкой $R=L=10$ см).

Выведем теперь более строгую формулу для расчета 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:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \Delta C + \beta C \quad (2)$$

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 уравнения (1), удовлетворяющее краевому условию: $C(R, t) = 0$.

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

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial t} e^{\beta t} + \beta e^{\beta t} v = D \Delta v e^{\beta t} + \beta v e^{\beta t} \quad (3)$$

Получили классическое уравнение теплопроводности:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = D \Delta v \quad (4)$$

Решение этого уравнения хорошо известно

$$v(r,t) = \frac{1}{r} \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin \frac{\pi n}{R} r e^{-\frac{\pi^2 n^2}{R^2} D t} \quad (5)$$

значит

$$C(r,t) = \frac{1}{r} \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin \frac{\pi n}{R} r e^{\left(\beta - \frac{\pi^2 n^2}{R^2} D \right) t} \quad (6)$$

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

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, $n=1$:

$$R = \pi \sqrt{\frac{D}{\beta}} \quad (7)$$

Критическая масса:

$$M = \rho V = \rho \frac{4}{3} R^3 \quad (8)$$

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:

$$M_{кр} = \rho \pi^3 \frac{4}{3} \left(\frac{D}{\beta} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (9)$$

Величина критической массы зависит от формы образца, 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 импловзивной схемы атомной бомбы). Для пушечной схемы 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% ^{235}U ; 6,5% ^{238}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.

Величина критической массы зависит от свойств вещества (таких, как сечения деления и радиационного захвата), от плотности, количества примесей, формы изделия, а также от окружения. Например, наличие отражателей нейтронов может сильно уменьшить критическую массу. Для конкретного делящегося вещества количество материала, которое составляет критическую массу, может изменяться в широком диапазоне и зависит от плотности, характеристик (вид материала и толщина) отражателя, а также от природы и процентного содержания любых присутствующих инертных разбавителей (таких как кислород в оксиде урана, ^{238}U в частично обогащенном ^{235}U или химические примеси).

В целях сравнения, приведём критические массы шаров без отражателя для нескольких видов материалов с некоторой стандартной плотностью.

Для сравнения приведем следующие примеры критических масс: 10 кг ^{239}Pu , металл в альфа-фазе (плотность $19,86 \text{ г/см}^3$); 52 кг 94%-го ^{235}U (6% ^{238}U), металл (плотность $18,72 \text{ г/см}^3$); 110 кг UO_2 (94% ^{235}U) при плотности в кристаллическом виде 11 г/см^3 ; 35 кг PuO_2 (94% ^{239}Pu) при плотности в кристаллическом виде $11,4 \text{ г/см}^3$. Наименьшей критической массой обладают растворы солей чистых делящихся нуклидов в воде с водяным отражателем нейтронов. Для ^{235}U Критическая масса равна 0,8 кг, для ^{239}Pu - 0,5 кг, для ^{251}Cf - 10 г.

Критическая масса M связана с критической длиной l : $M \sim l^x$, где x зависит от формы образца и лежит в пределах от 2 до 3. Зависимость от формы связана с утечкой нейтронов через поверхность: чем больше поверхность, тем больше критическая масса. Образец с минимальной критической массой имеет форму шара.

Табл. 5. Основные оценочные характеристики чистых изотопов способных к ядерному делению

Изотоп	Получение (источник)	Период полураспада $T_{1/2}$	Критическая масса	Плотность г/см^3	Температура плавления $^\circ\text{C}$	Тепловыделение Вт/кг	Нейтроны спонтанного деления $10^5(\text{кг}\cdot\text{сек})$
^{231}Pa	Реактор	32760 лет	750±180 кг	15,37	1572		
^{232}U	Реактор на быстрых нейтронах	68,9 лет		19,04	1134	8097	
^{233}U	Реактор	159200 лет	15 кг	19,04	1134		
^{235}U	Природный уран	$7,038 \times 10^8$ лет	45 кг	19,04	1134		
^{236}U	Реактор	$2,3416 \times 10^7$ лет	? кг	19,04	1134		
^{237}Np	Реактор	$2,14 \times 10^7$ лет	57 кг	20,25	637	0,022	0
^{236}Pu	Реактор	2,9 лет	6-8 кг	19,84	639,7	18500	349
^{238}Pu	Реактор	87,7 лет	9,6-9,8 кг	19,84	639,7	568	26,6
^{239}Pu	Реактор	24100 лет	8 кг	19,84	639,7	1,92	
^{240}Pu	Реактор	6500 лет	36,9 кг	19,84	639,7	7,1	9,1
^{241}Pu	Реактор	14,4 лет	13 кг	19,84	639,7	3,2	0
^{242}Pu	Реактор	380000 лет	83,4 кг	19,84	639,7	0,113	16,9
^{241}Am	Реактор	432 года	60 кг	13,67	1180	114	0,012
$^{242\text{m}}\text{Am}$	Реактор	152 года	3,78 кг	13,67	1180		
$^{243\text{m}}\text{Am}$	Реактор	141 год	9,1 кг	13,67	1180	3,84	1,49
^{243}Am	Реактор	7400 лет	208,8 кг	13,67	1180	6,4	0,03
^{243}Cm	Реактор	28,5 лет	8,6 кг	13,51	1340	1900	0
^{244}Cm	Реактор	18,1 лет	27 кг	13,51	1340	2830	1,11
^{245}Cm	Реактор	8500 лет	9,2 кг	13,51	1340	5,7	0
^{246}Cm	Реактор	4730 лет	39-70,1 кг	13,51	1340		
^{247}Cm	Реактор	$1,56 \times 10^7$ лет	6,94-7,06 кг	13,51	1340		
^{248}Cm	Реактор	340000 лет		13,51	1340		
^{249}Cf	Реактор	351 год	5,9 кг	15,1			
^{250}Cf	Реактор	13,08 лет		15,1			
^{251}Cf	Реактор	898 лет	1,94 кг	15,1			
^{252}Cf	Реактор	2,638 года	2,73 кг	15,1			

Остановимся несколько подробнее на критических параметрах изотопов некоторых элементов. Начнём с урана.

Как уже неоднократно упоминалось, ^{235}U (кларк 0,72%) имеет особо важное значение, поскольку делится под действием тепловых нейтронов ($\sigma_f=583$ барн), выделяя при этом «тепловой нергетический эквивалент» 2×10^7 кВт×ч/кг. Поскольку помимо α -распада ^{235}U ещё и спонтанно делится ($T_{1/2}=3,5 \times 10^{17}$ лет), то в массе урана всегда присутствуют нейтроны, а значит возможно создание условий для возникновения самоподдерживающейся цепной реакции деления. Для металлического урана с обогащением 93,5 % критическая масса равна: 51 кг без отражателя; 8,9 кг с отражателем из оксида бериллия; 21,8 кг с полным водяным отражателем. Критические параметры гомогенных смесей урана и его соединений приведены в **Табл. 6**.

Критические параметры изотопов плутония: ^{239}Pu : $M_{кр}=9,6$ кг, ^{241}Pu : $M_{кр}=6,2$ кг, ^{238}Pu : $M_{кр}$ = от 12 до 7,45 кг. Наибольший интерес представляют смеси изотопов: ^{238}Pu , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu . Большое удельное энерговыделение ^{238}Pu приводит к окислению металла в воздухе, поэтому наиболее вероятно его использование в виде оксидов. При получении ^{238}Pu сопутствующим изотопом является ^{239}Pu . Соотношение этих изотопов в смеси определяет как значение критических параметров, так и их зависимость при изменении содержания замедлителя. Различные оценки критической массы для голой металлической сферы из ^{238}Pu дают значения от 12 до 7,45 кг по сравнению с критической массой для ^{239}Pu , равной 9,6 кг. Так как ядро ^{239}Pu содержит нечетное число нейтронов, то критическая масса при добавлении в систему воды будет уменьшаться. Критическая масса ^{238}Pu при добавлении воды увеличивается. Для смеси этих изотопов суммарный эффект добавления воды зависит от соотношения изотопов. При массовом содержании ^{239}Pu , равном 37% или меньше, критическая масса смеси изотопов ^{239}Pu и ^{238}Pu не уменьшается при добавлении в систему воды. В этом случае допустимое количество диоксидов ^{239}Pu — ^{238}Pu составляет 8 кг. При других соотношениях диоксидов ^{238}Pu и ^{239}Pu минимальное значение критической массы изменяется от 500 г для чистого ^{239}Pu до 24,6 кг для чистого ^{238}Pu .

Табл. 6. Зависимость критической массы и критического объёма урана от обогащения по ^{235}U .

Обогащение урана, %	Минимальная критическая масса урана, кг				Минимальный критический объем, л			
	I	II	III	IV	I	II	III	IV
95	0,79	0,79	0,8	0,83	1,27	4,5	6,3	6,9
40	2,2	2,2	2,2	2,3	5,8	8,0	8,8	10,3
20	4,9	4,9	5,1	5,6	8,9	10,2	12,0	14,7
10	11,3	11,7	12,3	16	12,2	14,5	17,5	26
6,5	21	—	—	—	15,7	—	—	—
6	—	—	—	42	—	—	—	50
5	—	32,5	36	65	—	24,5	34	68
4	47	—	52	117	25	—	41	110
3	—	88	95	270	—	45	65	260
2,5	—	—	—	800	—	—	—	660
2	230	230	285	—	74	95	155	—

Примечание. I - гомогенная смесь металлического урана и воды; II - гомогенная смесь диоксида урана и воды; III - раствор уранилфторида в воде; IV - раствор уранилнитрата в воде. * Данные, полученные с помощью графической интерполяции.

Другим изотопом с нечетным числом нейтронов является ^{241}Pu . Минимальное значение критической массы для ^{241}Pu достигается в водных растворах при концентрации 30 г/л и составляет 232 кг. При получении ^{241}Pu из облученного горючего ему всегда сопутствует ^{240}Pu , который по содержанию не превосходит его. При равном отношении нуклидов в смеси изотопов минимальная критическая масса ^{241}Pu превышает критическую массу ^{239}Pu . Следовательно, по отношению к минимальной критической массе изотоп ^{241}Pu при оценке ядерной безопасности можно заменить ^{239}Pu , если в смеси изотопов находятся равные количества ^{241}Pu и ^{240}Pu .

Табл. 7. Минимальные критические параметры урана с обогащением 100% по ^{233}U .

Параметр	Полный водяной отражатель	Без отражателя
Металл плотностью 18660 кг/м³		
Масса сферы, кг	7,6	17
Диаметр бесконечного цилиндра, см	5,1	8,1
Толщина бесконечной пластины, см	0,63	4,6
Объем сферы, л	0,407	0,84
Растворы		
Масса сферы, кг	0,57	1,2
Диаметр бесконечного цилиндра, см	11,9	19,0
Толщина бесконечной пластины, см	3,2	10,2
Объем сферы, л	3,7	8,7
Концентрация в водных растворах, г/л	11,2 ± 0,1	
Количество урана на единицу площади, г/см ²	0,367	0,474

Рассмотрим теперь критические характеристики изотопов америция. Присутствие в смеси изотопов ^{241}Am и ^{243}Am увеличивает критическую массу ^{242m}Am . Для водных растворов существует такое соотношение изотопов, при котором система всегда подкритична. При массовом содержании ^{242m}Am в смеси ^{241}Am и ^{242m}Am менее 5% система остается подкритической вплоть до концентрации америция в растворах и механических смесях диоксида с водой, равной 2500 г/л. ^{243}Am в смеси с ^{242m}Am также увеличивает критическую массу смеси, но в меньшей степени, так как сечение захвата тепловых нейтронов для ^{243}Am на порядок ниже, чем у ^{241}Am .

Табл. 8. Критические параметры гомогенных плутониевых ($^{239}\text{Pu}+^{240}\text{Pu}$) сферических сборок.

Состав активной зоны	Содержание ^{243}Pu , %	Концентрация Pu, c_{Pu} , кг/л	$R_{сф}$, см
Металл без отражателя	5,9	17,35	5,59
	19,98	15,73	66,8
Металл, отражатель — вода	5,18	19,74	4,12

Табл. 9. Зависимость критических массы и объема для соединений плутония* от изотопного состава плутония

Содержание ^{240}Pu , %	Минимальная критическая масса плутония, кг				Минимальный критический объем смеси или раствора, л			
	I	II	III	IV	I	II	III	IV
0	0,57	0,57	0,58	0,59	0,29	1,15	5,9	8,0
5	0,70	0,7	0,7	0,72	0,31	1,25	9,6	11,3
10	0,83	0,83	0,83	0,85	0,33	1,4	12,5	13,7
20	1,25	1,25	1,25	1,27	0,36	1,5	19,2	20,2
30	2	—	—	—	0,4	—	—	—
40	3,95	—	—	—	0,46	—	—	—
50	10,7	—	—	—	0,52	—	—	—

* Основной нуклид ^{239}Pu .

Примечание. I - гомогенная смесь металлического плутония и воды; II - гомогенная смесь диоксида плутония и воды; III - гомогенная смесь оксалата плутония и воды; IV - раствор нитрата плутония в воде.

Табл. 10. Зависимость минимальной критической массы ^{242m}Am от его содержания в смеси ^{242m}Am и ^{241}Am (критическая масса рассчитана для $\text{AmO}_2+\text{H}_2\text{O}$ в сферической геометрии с водяным отражателем):

Содержание ^{242m}Am , %	Критическая масса ^{242m}Am , г
100	17
20	40
10	160
8	420
6,25	>2000

В случае кюрия наибольший интерес представляет смесь ^{244}Cm с ^{245}Cm .

Табл. 11. Влияние содержания ^{244}Cm на минимальную критическую массу ^{245}Cm в смеси $\text{CmO}_2 + \text{H}_2\text{O}$ в зависимости от массового содержания.

Содержание ^{245}Cm , %	Критическая масса ^{245}Cm , г
100	36
10	41
5	46
2,5	54
1,25	68

При малой массовой доле ^{245}Cm нужно учитывать, что ^{244}Cm также имеет конечную критическую массу в системах без замедлителей. Другие изотопы кюрия с нечетным числом нейтронов имеют минимальную критическую массу в несколько раз большую, чем ^{245}Cm . В смеси $\text{CmO}_2 + \text{H}_2\text{O}$ изотоп ^{243}Cm имеет минимальную критическую массу порядка 108 г, а ^{247}Cm - порядка 1170 г. По отношению к критической массе можно считать, что 1 г ^{245}Cm эквивалентен 3 г ^{243}Cm или 30 г ^{247}Cm . Минимальная критическая масса ^{245}Cm , г, в зависимости от содержания ^{245}Cm в смеси изотопов ^{244}Cm и ^{245}Cm для $\text{CmO}_2 + \text{H}_2\text{O}$ достаточно хорошо описывается формулой

$$M_{кр} = 35,5 + \frac{0,5}{\xi + 0,003}, \quad (10)$$

где ξ — массовая доля ^{245}Cm в смеси изотопов кюрия.

Критическая масса зависит от сечения реакции деления. При создании оружия, всяческими ухищрениями можно уменьшить требуемую для взрыва критическую массу. Так, для создания атомной бомбы необходимо 8 кг урана-235 (при имплозивной схеме и в случае чистого урана-235; при использовании же 90% урана-235 и при ствольной схеме атомной бомбы требуется не менее 45 кг оружейного урана). Критическую массу можно существенно уменьшить, окружив образец делящегося вещества слоем материала, отражающего нейтроны, например, бериллия или природного урана. 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 уменьшают критическую массу. Особенно эффективен бериллий, обеспечивающий критическую массу в 1/3 от стандартной критической массы. Система на тепловых нейтронах имеет самый большой критический объем и минимальную критическую массу.

Важную роль играет степень обогащения по делящемуся нуклиду. Природный уран с содержанием ^{235}U 0,7% не может быть использован для изготовления атомного оружия, поскольку остальной уран (^{238}U) интенсивно поглощает нейтроны, препятствуя развитию цепного процесса. Поэтому изотопы урана необходимо разделить, что представляет собой сложную и трудоёмкую задачу. Разделение приходится вести до степеней обогащения по ^{235}U выше 95%. Попутно необходимо избавляться от примесей элементов с высоким сечением захвата нейтронов.

Замечание. При приготовлении оружейного урана, не просто избавляются от ненужных примесей, а замещают их на другие примеси, способствующие цепному процессу, например, вводят элементы – размножители нейтронов.

Уровень обогащения урана оказывает существенное влияние на величину критической массы. 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 (то есть в ~15 раз больше, чем критическая масса 94%-го урана). Аналогичные коэффициенты зависимости от уровня обогащения применимы и к оксиду урана.

Критическая масса обратно пропорциональна квадрату плотности материала, $M_{кр} \sim 1/\rho^2$. Так, критическая масса металлического плутония в дельта-фазе (плотность 15,6 г/см³) составляет 16 кг. Это обстоятельство учитывается при конструировании компактной атомной бомбы. Поскольку вероятность захвата нейтронов пропорциональна концентрации ядер, увеличение плотности образца, например, в результате его сжатия, способно привести к возникновению в образце критического состояния. В ядерных взрывных устройствах масса делящегося вещества, находящаяся в безопасном подкритическом состоянии переводится во взрывное 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.

Задача. Оценим, возможно ли сжатие твёрдого тела. Жесткость твердого материала определяется межатомной связью, которая, в свою очередь, связана со скоростью распространения звука – c в этом материале. Величина c^2 выражает энергию связи $\varepsilon \sim c^2 = 10^{11}$ эрг/г. Отсюда следует оценка давления, способного вызвать заметное сжатие $p = \rho c^2$ ($\rho \approx 10^6$ атм). Калорийность взрывчатого вещества $q \approx 5 \cdot 10^{10}$ эрг/г. 50 кг взрывчатых веществ способны сжать 5 кг металла в 2 - 2,5 раза.

Описанный способ перевода через критическое состояние называется «имплозия» или «взрыв внутрь». Он уже использовался уже в первой плутониевой американской (бомба «Голстяк» сброшена на Нагасаки) и советской (1949) бомбах. Характерная скорость сжатия составляет в приведенном примере 3 км/сек, а радиус сжатого плутония – 3 см. В время сжатия 10^{-5} сек, а время пребывания в надкритическом состоянии – $5 \cdot 10^{-6}$ с. При длине пробега нейтрона до деления 10 см и скорости нейтрона 10^9 см/сек, время между делениями $\tau \approx 10^{-8}$ сек. Цепная реакция лавинообразно нарастает, число нейтронов следует закону $N \sim e^{t/\tau}$, где τ – некая усредненная константа (скорость размножения нейтронов $1/\tau$ равна нулю в критическом состоянии и достигает величины 10^8 в момент максимального сжатия, комбинация $\Lambda(t) = t/\tau$ называется числом поколений нейтронов).

Замечание. Критическая масса отнюдь не мировая константа. Приведённые выше значения носят 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 7). Важно и агрегатное состояние заряда (твёрдое тело, раствор, расплав), а также используемая интенсивность сжатия. В результате, реальные критические массы намного меньше приводимых в учебной литературе: вышеприведённые значения смело можно уменьшать в разы, а то и на порядок.

В ядерной энергетике параметр критической массы является определяющим при конструировании и расчётах самых разнообразных устройств, использующих различные изотопы элементов, способные с выделением большого количества энергии. Например, при проектировании мощных радиоизотопных генераторов, в которых используются в качестве топлива уран и ряд трансурановых элементов, параметр критической массы ограничивает мощность такого устройства. При создании ядерного и термоядерного оружия параметр критической массы влияет как на конструкцию взрывного устройства, так и на его стоимость и сроки хранения. В случае проектирования атомного реактора, параметры критической массы также ограничивают как минимальные, так и максимальные размеры будущего реактора.

3. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В АТОМНОЙ БОМБЕ

Делящихся нуклидов, пригодных для изготовления атомного оружия много, но почти всё оружие работает на двух изотопах: ^{235}U и ^{239}Pu . При этом следует понимать, что уран хорошо пригоден для использования в атомной энергетике, т.к. позволяет управлять своей цепной реакцией, но он не эффективен для осуществления неуправляемой цепной реакции - атомного взрыва: у него меньшая скорость самопроизвольного деления ядер и больше критическая масса. Плутоний, наоборот, более пригоден для ядерного оружия: у него большая скорость самопроизвольного деления ядер и гораздо меньше критическая масса. ^{239}Pu не позволяет надёжно управлять своей цепной реакцией и поэтому мало применяется в атомной энергетике.

3.1 Урановый заряд

Для получения эффективного взрыва необходимо, чтобы цепная реакция развивалась чрезвычайно быстро; в противном случае лишь незначительное количество ядерной энергии будет использовано до того, как бомба разлетится на части и реакция прекратится. Необходимо предотвратить и преждевременный взрыв. Эта проблема полной "детонации" была и всё ещё остается одной из самых трудных проблем при создании высокоэффективной атомной бомбы.

Если все атомы килограмма ^{235}U подвергнутся делению, то освобожденная при этом энергия эквивалентна энергии, получающейся при взрыве 20000 тонн тринитротолуола. Для оценки эффективности атомной бомбы необходимо знать: 1) какой процент способных к делению ядер успеет испытать деление прежде, чем реакция закончится. т.е. какова будет эффективность взрыва, 2) каково действие столь мощной концентрации освобождаемой энергии?

Задача. Определить массу нуклида ^{235}U , подвергшуюся делению при взрыве атомной бомбы с тротильным эквивалентом $E_{\text{тр}} = 30$ кт, если тепловой эквивалент тротила $q_{\text{тр}} = 4,1$ кДж/г.

Решение. Масса нуклида ^{235}U , испытавшего деление, составит

$$M_U = \frac{E_{mp} q_{mp}}{W(m)} = \frac{3 \cdot 10^6 \cdot 4,1 \cdot 10^6}{8,2 \cdot 10^{13}} = 1,5 \text{ кг}$$

Поскольку, масса заряда 52 кг, а прореагировало только 1,5 кг, то эффективность урановой атомной бомбы не очень высока.

3.1.1 Делящиеся изотопы урана

Ядерно-физические свойства изотопов урана.

Известно 33 радиоактивных изотопа урана. Природный уран состоит из трёх радиоактивных изотопов: ^{238}U (99,2739%, $T=4.47 \cdot 10^9$ лет, α -излучатель, родоначальник радиоактивного ряда $(4n+2)$), ^{235}U (0.7205%, $T=7,04 \cdot 10^8$ лет, родоначальник радиоактивного ряда $(4n+3)$) и ^{234}U (0.0056%, $T=2.48 \cdot 10^5$ лет, α -излучатель). Последний изотоп является не первичным, а радиогенным, он входит в состав радиоактивного ряда ^{238}U . Атомная масса природного урана 238,0289. Поперечное сечение захвата тепловых нейтронов ^{233}U $4,6 \cdot 10^{-27} \text{ м}^2$, ^{235}U $9,8 \cdot 10^{-27} \text{ м}^2$, ^{238}U $2,7 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$; сечение деления ^{233}U $5,27 \cdot 10^{-26} \text{ м}^2$, ^{235}U $5,84 \cdot 10^{-26} \text{ м}^2$, природной смеси изотопов $4,2 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$.

Изотопы урана, как правило, α -излучатели, но ^{233}U , ^{238}U и ^{239}U помимо альфа- испытывают и другой тип распада – **спонтанное деление**, хотя вероятность деления намного меньше вероятности α -распада.

Табл. 12. Особенности спонтанного деления изотопов урана и плутония.

Ядро	Период полураспада	Вероятность деления на распад (%)	Число нейтронов на одно деление	Интенсивность, нейтроны/г-сек
^{235}U	7.04×10^8 лет	7.0×10^{-9}	1.86	1.0×10^{-5}
^{238}U	4.47×10^9 лет	5.4×10^{-5}	2.07	0.0136
^{239}Pu	2.41×10^4 лет	4.4×10^{-10}	2.16	2.2×10^{-2}
^{240}Pu	6569 лет	5.0×10^{-6}	2.21	920
^{252}Cf	2.638 лет	3.09	3.73	2.3×10^{12}

Некоторые изотопы урана способны к **вынужденному делению** под действием нейтронов.

С точки зрения практических приложений важно, что изотопы ^{233}U и ^{235}U делятся под действием как тепловых, так и быстрых нейтронов, а ядра ^{238}U способны к делению только при захвате нейтронов с энергией более 1 МэВ. При захвате нейтронов с меньшей энергией ядра ^{238}U превращаются сначала в ядра ^{239}U , которые далее испытывают β -распад и переходят сначала в ^{239}Np , а затем - в ^{239}Pu . Эффективные сечения захвата тепловых нейтронов ядер ^{234}U , ^{235}U и ^{238}U равны $98 \cdot 10^{-28}$, $683 \cdot 10^{-28}$ и $2,7 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ соответственно. Полное деление ^{235}U приводит к выделению «теплого энергетического эквивалента» $2 \cdot 10^7$ кВт.ч/кг.

Табл. 13. Ядерно-физические свойства ^{239}Pu и ^{235}U .

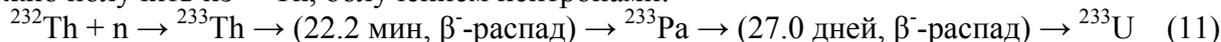
Изотоп	$\sigma_{\text{тепл}}$ (барн)	$\sigma_{\text{быстр}}$ (барн)	Число нейтронов на акт деления
^{239}Pu	742,5	1,8	2,871
^{235}U	582,2	2,0	2,418

Табл. 14. Эффективность захвата нейтронов изотопами урана ^{235}U и ^{238}U

	^{238}U	^{235}U
Скорость нейтронов	^{238}U	^{235}U
Быстрые нейтроны, энергия (>1 МэВ)	Происходит деление, захват маловероятен	Происходит деление, захват маловероятен
Промежуточные нейтроны, энергия (<10 эВ)	Происходит захват $^{238}\text{U} + n \rightarrow ^{239}\text{U}$	Захват маловероятен
Тепловые нейтроны, энергия (< 0.5 эВ)	Захват происходит очень редко (если происходит, образуется ^{239}U)	Происходит захват, ведущий к делению

Уран-233 - α -излучатель, $T=1,585 \cdot 10^5$ лет, материнские нуклиды $^{237}\text{Pu}(\alpha)$ $^{233}\text{Np}(\beta^+)$ $^{233}\text{Pa}(\beta^-)$, дочерний нуклид ^{229}Th . ^{233}U получается в атомных реакторах из тория: ^{232}Th захватывает нейтрон и превращается в ^{233}Th , который распадается на ^{233}Pa , а затем в ^{233}U . Ядра ^{233}U способны как к спонтанному делению, так и к делению под действием нейтронов любых энергий, что делает его пригодным к производству как атомного оружия, так и реакторного топлива (возможно расширенное воспроизводство ядерного горючего). Эффективное сечение деления быстрыми нейтронами 533 барн, период полураспада 1585000 лет, в природе не встречается. Критическая масса ^{233}U в три раза меньше критической массы ^{235}U (около 16 кг). ^{233}U имеет интенсивность спонтанного деления равную 720 делений/с-кг.

^{235}U можно получить из ^{232}Th , облучением нейтронами:



При поглощении нейтрона, ядро ^{233}U обычно делится, но изредка захватывает нейтрон, переходя в ^{234}U (этот процесс существенно менее вероятен, чем деление). Доля процессов неделения меньше, чем в других делящихся топливах (^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu). Она остаётся малой при всех энергиях нейтронов. Нароботка ^{233}U из сырья для ториевой промышленности - долгосрочная стратегия развития ядерной индустрии Индии, имеющей существенные запасы тория. Вне Индии, интерес к топливному циклу на основе тория не слишком велик, хотя мировые запасы тория в три раза превосходят запасы урана. ^{233}U можно использовать как топливо в атомном реакторе, так и в оружейном заряде. В 1955 США проверили оружейные качества ^{233}U , взорвав бомбу на его основе в операции Teapot. С оружейной точки зрения ^{233}U , сравним с ^{239}Pu : его радиоактивность – 1/7 ($T=159200$ лет против 24100 лет у плутония), его критическая масса на 60% выше (16 кг против 10 кг), а скорость спонтанного деления выше в 20 раз ($6 \cdot 10^{-9}$ против $3 \cdot 10^{-10}$). Однако, так как его удельная радиоактивность ниже, то нейтронная плотность ^{233}U в три раза выше, чем у ^{239}Pu . Создание ядерного заряда на основе ^{233}U требует больших усилий, чем на плутонии: наличие в ^{233}U примеси ^{232}U затрудняет работы и позволяет легко обнаружить готовое оружие. Содержание ^{232}U в оружейном ^{233}U не должно превышать 5 частей на миллион (0.0005%). В коммерческом ядерном топливном цикле наличие ^{232}U не представляет собой большого недостатка, даже желательно, поскольку это снижает возможность распространения урана для оружейных целей.

Удельная радиоактивность ^{233}U 9.636 милликюри/г, его α -активность (и радиотоксичность) составляет 15% от ^{239}Pu . Всего 1% ^{232}U увеличивает радиоактивность до 212 милликюри/г. Цепочка распада ^{233}U относится к нептуниевому ряду. Один из продуктов распада ^{233}U – ^{213}Bi . Висмут 213 применяют в терапии некоторых типов рака, включая острую миелоидную лейкемию и раковые образования поджелудочной железы, почек и других органов.

Уран-235 – изотоп, способный давать быстроразвивающуюся цепную реакцию деления. Это – первый изотоп, на котором была открыта реакция вынужденного деления ядер под действием нейтронов. Поглощая нейтрон, ^{235}U переходит в ^{236}U , который делится на две части, выделяя энергию и испуская несколько нейтронов. Интенсивность спонтанного деления ^{235}U 0.16 делений/с.кг. При делении одного ядра ^{235}U выделяется 200 МэВ энергии= $3,2 \cdot 10^{-11}$ Дж, т.е. 18 ТДж/моль= 77 ТДж/кг. Однако 5% этой энергии уносится недектируемыми нейтронами. Ядерное сечение тепловыми нейтронами составляет 1000 барн, а быстрыми нейтронами – 1 барн. 60-кг ^{235}U производит всего 9.6 делений/с, что упрощает изготовление атомной бомбы по пушечной схеме. ^{238}U создает в 35 раз больше нейтронов на килограмм, так что даже маленький процент этого изотопа увеличивает излучение в несколько раз, что крайне нежелательно. ^{234}U создает в 22 раза больше нейтронов, чем ^{235}U и даёт похожий на ^{238}U вредный эффект. Удельная активность ^{235}U всего 2.1 микрокюри/г; загрязнение его 0.8% ^{234}U поднимают ее до 51 микрокюри/г. Критическая масса оружейного урана. (93,5% ^{235}U) в водных растворах составляет менее 1 кг, для открытого шара – около 50 кг, для шара с отражателем – 15 – 23 кг.

Замечание. Уран с содержанием ^{235}U более 85% называется оружейным ураном, с содержанием более 20% и менее 85% - ураном, годным к оружейному применению, поскольку из него можно приготовить «плохую» (неэффективную бомбу). Но из него можно изготовить и «хорошую» бомбу, если применить имплозию, нейтронные отражатели и некоторые дополненные ухищрения. К счастью, реализовать такие ухищрения на практике пока могут только 2-3 страны в мире. Сейчас, бомбы из урана, по-видимому, нигде не производятся (плутоний вытеснил уран из ядерного оружия), но перспективы урана-235 сохраняются благодаря простоте пушечной схемы урановой бомбы и возможности расширенного производства таких бомб при неожиданно возникшей необходимости.

Будучи более легким, ^{234}U пропорционально обогащается даже ещё в большей степени, чем ^{235}U во всех процессах разделения природных изотопов урана, основанных на разнице в массах, что представляет определённую проблему при производстве зарядов атомных бомб. Высокообогащенный ^{235}U обычно содержит 1.5-2.0% ^{234}U .

Деление ^{235}U используется в атомном оружии, для производства энергии и для синтеза важных актинидов. Уран природного состава используется в ядерных реакторах для производства нейтронов. Цепная реакция поддерживается благодаря избытку нейтронов, образующихся при делении ^{235}U , в то же время избыточные нейтроны, невостребованные цепной реакцией, захватываются другим природным изотопом, ^{238}U , что приводит к получению плутония, также способного делиться под действием нейтронов.

Уран-238 - делящийся нейтронами высоких энергий (более 1 МэВ), способный к самопроизвольному делению, составляет основу природного урана (99,27%), α -излучатель, $T=4,468 \cdot 10^9$ лет, непосредственно распадается на ^{234}Th , образует ряд генетически связанных радионуклидов, и через 18 продуктов превращается в ^{206}Pb . Постоянная скорость распада ряда даёт возможность использования отношения концентраций материнского нуклида к дочернему в радиометрическом датировании. Период полураспада ^{238}U по спонтанному делению точно не установлен, но он очень большой – порядка 10^{16} лет, так что вероятность

деления по отношению к основному процессу - испусканию α -частицы - составляет всего 10^{-7} . Один килограмм урана дает всего 10 спонтанных делений в секунду, а за это же время α -частицы излучают 20 миллионов ядер. Материнские нуклиды: $^{242}\text{Pu}(\alpha)$, $^{238}\text{Pa}(\beta^-)$, ^{234}Th , дочерний - ^{234}Th .

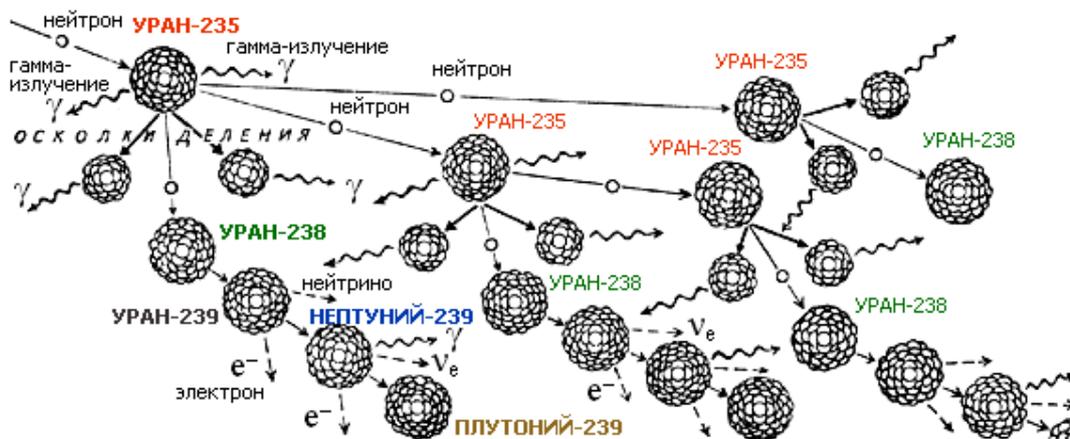


Рис. 2. Ядерные процессы при цепном делении урана.

Хотя ^{238}U не может быть использован как первичный делящийся материал, из-за высокой энергии нейтронов, необходимых для его деления, он занимает важное место в ядерной отрасли. Имея высокую плотность и атомный вес, ^{238}U пригоден для изготовления из него оболочек заряда/рефлектора в атомной и водородной бомбах. Тот факт, что он делится быстрыми нейтронами, увеличивает энерговыход заряда: косвенно, размножением отраженных нейтронов или непосредственно при делении ядер оболочки заряда быстрыми нейтронами (при синтезе). Примерно 40% нейтронов, образованных при делении и все нейтроны синтеза обладают достаточными для деления ^{238}U энергиями. ^{238}U имеет интенсивность спонтанного деления в 35 раз более высокую, чем ^{235}U , 5.51 делений/с·кг. Это делает невозможным применение его в качестве оболочки заряда/рефлектора в бомбах пушечной схемы, ибо подходящая его масса (200-300 кг) создаст слишком высокий нейтронный фон. Чистый ^{238}U имеет удельную радиоактивность 0.333 микрокюри/г. Важная область применения этого изотопа урана - производство ^{239}Pu . Плутоний образуется в ходе нескольких реакций, начинающихся после захвата атомом ^{238}U нейтрона. Любое реакторное топливо, содержащее природный или частично обогащенный по 235-му изотопу уран, после окончания топливного цикла содержит в себе определенную долю плутония.

Уран, получаемый из переработанного уранового топлива, помимо ^{238}U содержит довольно большие количества ^{236}U и все изотопы от ^{232}U до ^{238}U за исключением ^{237}U .

3.1.2 Устройство и принцип работы урановой атомной бомбы

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.

Бомба Little boy, "Малыш", сброшена на Хиросиму. Пушечная схема. Размеры 3 м в длину на 0.7 м в диаметре, делящийся материал - уран. Внутри укороченного гладкоствольного калибра 76.2 мм морского орудия подкритический снаряд из урана-235 поджигался у подкритической мишени из урана-235. В качестве метательного взрывчатого вещества используется бездымный порох. В момент столкновения образовывалась масса, превосходившая критическую, что запускало цепную ядерную реакцию. Ствол орудия и мощная оболочка придавали бомбе вес свыше 4-х тонн. Подкритический материал - сплав ораллой. Делящиеся материалы имели геометрическую форму, позволяющую выдержать силу выстрела в орудийном стволе, а затем резкую остановку в точке цели, и удерживаться вместе достаточно долго для детонации. Бомба свободного падения, подрыв воздушный.

Замечание. Во время Манхэттенского проекта природный уран получил название "tuballoy" (сокращенно "Tu") из-за подразделения проекта "Tube Alloy Division", это название все еще иногда встречается в отношении природного или обедненного урана. Кодовое имя высокообогащенного урана (особенно оружейного обогащения) - "oralloy".

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 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 даёт 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. Для предотвращения случайного возникновения цепной реакции в мишени содержится боровая заглушка, а снаряд вложен в боровую оболочку. Бор является хорошим поглотителем нейтронов. Он увеличивает безопасность при перевозке и хранении снаряженного боеприпаса. Когда снаряд достигает цели, его оболочка отлетает, а заглушка в мишени выбрасывается из нее. Собранный оболочка бомбы состоит из корпуса из карбида вольфрама (служащим отражателем нейтронов), окруженного стальной рубашкой диаметром 60 см. Общая масса такой конструкции - 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.

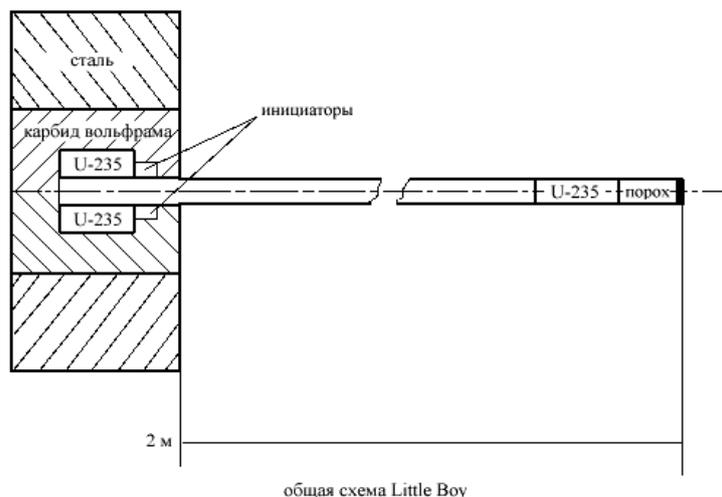


Рис. 3. Пушечная схема атомной бомбы (Little Boy).

3.2 Плутониевый заряд

Первая плутониевая бомба была взорвана на полигоне в 1945, т. е. через четыре года после его открытия как химического элемента и открытия деления его изотопа ^{239}Pu . Для этого потребовалось сначала построить урановый атомный реактор, наработать плутоний в этом реакторе из ^{238}U , затем выделить его из облученного урана, хорошо изучить его свойства, изготовить бомбу. Химическое отделение плутония от урана оказалось более практичным, чем разделение изотопов ^{235}U и ^{238}U физическими методами.

Простая пушечная схема, приемлемая для урана, для плутония не подходит: ядерная реакция начнётся преждевременно, и взрывной эквивалент окажется мизерным. Кроме того, пушечная схема требует большого количества плутония. Оружейный плутоний взрывают по имплозионным схемам: взрыв во внутрь из не критической создаёт критическую массу путём увеличения плотности плутония внешним сжатием. Мощность и коэффициент использования материала в имплозивных бомбах выше, чем в ствольных на два порядка. Схема эта сложна, требует точной организации обжима заряда.

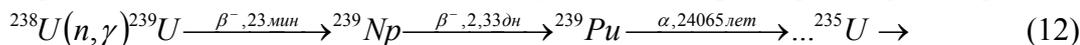
При использовании в качестве делящегося материала плутония для вызова цепной ядерной реакции применялся принцип имплозии, «взрыва во внутрь». С помощью системы специальных линз расходящиеся взрывные волны преобразовывались в сходящуюся сферически симметричную ударную волну, резко сжимающую шарик из делящегося 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" (Fat Man), сброшенная на японский город Нагасаки.

Замечание. Принцип имплозии, «взрыва во внутрь», успешно реализуется в плутониевых атомных бомбах. Но он может быть использован и для урановых зарядов. Так, применение схемы имплозии к урану позволило создать компактное тактическое оружие – артиллерийские снаряды, мины и т.п. Для создания имплозивного ядерного боеприпаса требуется менее 15 кг оружейного урана (обогащение 90%). В принципе, схема имплозии позволяет создать ядерное оружие на не слишком сильно обогащённом уране.

Практически самый важный - изотоп ^{239}Pu с периодом полураспада $T_{1/2}=2.44 \cdot 10^4$ лет, испускающий α -частицы (5,15 (69%), 5,453 (24%) и 5,351(0,15%) МэВ и слабое γ -излучение, поперечное сечение захвата тепловых нейтронов $\sigma=2,71 \cdot 10^{-26}$ м². Скорость самопроизвольного деления 36 делений на 1 г/час, период

полураспада по делению $5,5 \cdot 10^{15}$ лет. 1 кг ^{239}Pu эквивалентен 22 миллионам киловатт час тепловой энергии. Взрыв 1 кг плутония равен взрыву 20000 тонн тротила. Единственный изотоп плутония, используемый в атомном оружии.

Этот изотоп делится под действием тепловых нейтронов и используется в ядерных реакторах в качестве горючего, а в атомных бомбах, как взрывчатка. Он - первый искусственный элемент, производство которого началось в промышленных масштабах. ^{239}Pu получается в ядерных реакторах по реакции:



Поперечное сечение реакции около 455 барн.

Отделение плутония от урана, проводимое химическими методами, представляет относительно более простую задачу, чем разделение изотопов урана. Вследствие этого стоимость плутония вдвое ниже стоимости ^{235}U . Когда ядро ^{239}Pu делится нейтронами на два осколка примерно равной массы, выделяется около 200 МэВ энергии.

^{239}Pu имеет большие сечения рассеивания и поглощения, чем уран и большее число нейтронов в расчете на одно деление (3,03 нейтрона на один акт деления по сравнению с 2,47 у ^{235}U), и, соответственно, меньшую критическую массу (для высокообогащенного урана значение критической массы составляет 52 кг, для оружейного плутония - 11 кг при пушечной схеме атомной бомбы, при имплозивной схеме, критические массы, естественно, намного меньше (для ^{239}Pu не более 6 кг). Чистый ^{239}Pu имеет среднюю величину испускания нейтронов от спонтанного деления примерно 30 нейтронов/с·кг (~10 делений/с·кг). Сечение деления тепловыми нейтронами изотопа ^{239}Pu весьма велико (738 барн), причем один акт деления приводит к испусканию трёх нейтронов. Из-за сильной α -радиоактивности доля включения легких элементов в плутониевом заряде атомной бомбы не должна превышать нескольких частиц к миллиону (чтобы избежать реакций (α, n)).

Табл. 15. Сечения деления σ_f и захвата σ_c изотопов урана и ^{239}Pu тепловых и быстрых нейтронов

0,025 эВ		1 МэВ					
σ_f барн	σ_c барн	ν	η	σ_f барн	σ_c барн	ν	η
738	290	2,9	2,1	2	0,1	3	3
530	60	2,5	2,3	2	0,1	2,5	2,5
580	110	2,5	2,1	1,3	0,1	2,5	2,5
0	2,7	0	0	0,5	0,15	-	-
3,9	3,5	2,5	1,3	0,01	0,15	2,5	0,2

Здесь ν - число нейтронов, возникающих при одном акте деления, η - число нейтронов, идущих на деление.

Табл. 16. Минимальные критические массы изотопов плутония

Нуклид	Критическая масса	Условия, в которых находится критическая масса
^{238}Pu	7,8 кг	Металлический, полностью экранированный шар
^{238}Pu	15,0 кг	Металлический, неэкранированный шар
^{239}Pu	509 г	Раствор (33 г Pu/л H ₂ O) в шарообразном сосуде диаметром 30,48 см, экранированный
^{239}Pu	531—547 г	Раствор плутония, полностью экранированный
^{239}Pu	905 г	Раствор Pu(NO ₃) ₄ в шарообразном сосуде из высококачественной стали (толщина стенок 0,317 см), не экранированный
^{239}Pu	5,425 кг	Металлический шар, полностью экранированный водой
^{241}Pu	260 г	Раствор плутония (32 г Pu/л H ₂ O), полностью экранированный

Относительно короткий период полураспада ^{239}Pu (по сравнению с ^{235}U) подразумевает значительное выделение энергии при радиоактивном распаде. ^{239}Pu производит 1.92 Вт/кг. На ощупь плутоний достаточно теплый. Если кусок плутония хорошо теплоизолировать, он разогреется до температуры свыше 100° за два часа и вскоре до точки перехода альфа в бета фазу. Такой разогрев представляет проблему для конструирования оружия из-за изменения объема, фазовых переходов нестабилизированного плутония. Удельная активность ^{239}Pu 61.5 мКи/г. Принадлежащие к одному радиоактивному семейству ^{239}Pu и ^{235}U , близки по характеру протекания процесса деления: Оба нуклида содержат четное число протонов и нечетное число нейтронов, и оба сильно возбуждаются при присоединении к ним нейтрона. Параметр деления $\frac{Z^2}{A}$ для ^{239}Pu больше, чем для ^{235}U . Поэтому ^{239}Pu легко делится тепловыми нейтронами. Делящийся изотоп

^{239}Pu при полном распаде дает тепловую энергию, эквивалентную 25000000 квт-час/кг, что открывает возможность использования ^{239}Pu в качестве ядерного горючего.

Сильные потоки нейтронов (возникающие при наличии примеси ^{240}Pu) делают сложным сжатие ядра бомбы, содержащего несколько килограммов плутония, в надкритичное состояние. Не успев его достигнуть, заряд разрушался с большим, но отнюдь не с максимально возможным энерговыходом (КПД – первых бомб – не выше 10%). Сейчас прибегают к использованию смешанных зарядов, включающих урановую (^{235}U) и плутониевую компоненты, причём содержание плутония существенно меньше, чем урана. Окончательно проблема примесного ^{240}Pu была снята с переходом на водородные бомбы: усиление за счет синтеза гарантировала высокое выделение энергии (высокий КПД), даже при маломощных начальных зарядах деления.

Толстяк (Fat Man) - кодовое имя атомной бомбы, разработанной в рамках Манхэттенского проекта, сброшенной 9 августа 1945 года на японский город Нагасаки спустя 3 дня после бомбардировки Хиросимы. Плутониевое ядро этой бомбы окружено массивной оболочкой из ^{238}U - тампером, которая служит для инерционного сдерживания раздувающегося в процессе цепной реакции ядра, чтобы как можно большая часть плутония успела прореагировать. Кроме того, тампер - отражатель нейтронов, покидающих активную зону реакции. В процессе соударений с ядрами ^{238}U нейтроны теряют энергию, замедляются, становятся тепловыми. Такие нейтроны с низкими энергиями наиболее эффективно поглощаются ядрами плутония. Тампер окружен обжимающей оболочкой из алюминия. Она обеспечивала равномерность сжатия ядерного заряда ударной волной, одновременно предохраняя внутренние части заряда от непосредственного контакта со взрывчаткой и раскалёнными продуктами её разложения. В бомбе имелся нейтронный инициатор - «ёжик» (урчин). «Ёжик» - шарик диаметром порядка 2 см из бериллия, покрытый тонким слоем сплава иттрия с полонием или металлического полония-210. «Ёжик» располагается внутри полого плутониевого ядра. Это - первичный источник нейтронов. Он срабатывает в момент перевода заряда в сверхкритическое состояние. При сжатии ядерного заряда бомбы взрывной волной ядра полония и бериллия в «ёжике» сближаются, и испускаемые радиоактивным ^{210}Po α -частицы выбивают из бериллия нейтроны. Дальше они пролетают сквозь основной заряд, инициируя при столкновениях с ядрами ^{239}Pu цепную ядерную реакцию. Те нейтроны, что выскакивают за пределы основного заряда, либо тормозятся в тампере, превращая там ^{238}U в новые ядра ^{239}Pu , либо отражаются назад в основной заряд. Эта схема всё же была признана малоэффективной, и неуправляемый тип нейтронного инициирования почти не применялся в дальнейшем.

Основная трудность при создании имплозивного заряда - обеспечить сферически симметричную сходящуюся ударную волну. Оболочка химического взрывчатого вещества (ВВ), окружавшего плутониевое ядро, разделена на отдельные блоки-линзы со своими взрывателями. В Толстяка было 32 такие линзы. Общая масса ВВ достигала 2300 кг, т. е. половину общей массы бомбы. Баллистический корпус имел эллиптическую форму и напоминал дыню. Чтобы противостоять осколкам зенитных снарядов, он был выполнен из броневой стали толщиной 9,5 мм. Масса корпуса тоже составляла почти половину массы бомбы. Размеры боеприпаса: диаметр 1520 мм, длина 3250 мм. Полная масса "Толстяка" составляла 4680 кг. Ядро бомбы Толстяк представляет собой набор вложенных друг в друга сфер: 1 - взрывчатая оболочка - 65 см, 2 -

"толкатель"/поглотитель нейтронов - 23 см, 2 - урановый корпус/отражатель нейтронов - 11.5 см, 3 - плутониевое ядро - 4.5 см, 4 - бериллиево-полониевый нейтронный инициатор - 1 см.

Первая ступень - нейтронный инициатор, Урчин (Urchin-ёжик), представлял собой бериллиевую сферическую оболочку, диаметром 2 см и толщиной 0.6 см. Внутри нее находился бериллиевый вкладыш диаметром 0.8 см. Общий вес конструкции составляет около 7 граммов. На внутренней поверхности оболочки проделано 15 клиновидных щелей, глубиной 2.09 мм. Сама оболочка получена горячим прессованием в атмосфере карбонильного никеля, поверхность ее и внутренней сферы покрыта слоем никеля и золота. На внутренней сфере и щелях в оболочке осаждено 50 кюри ^{210}Po (11 мг). Слои золота и никеля предохраняют бериллий от альфа-частиц, испускаемых полонием либо окружающим инициатор плутонием.

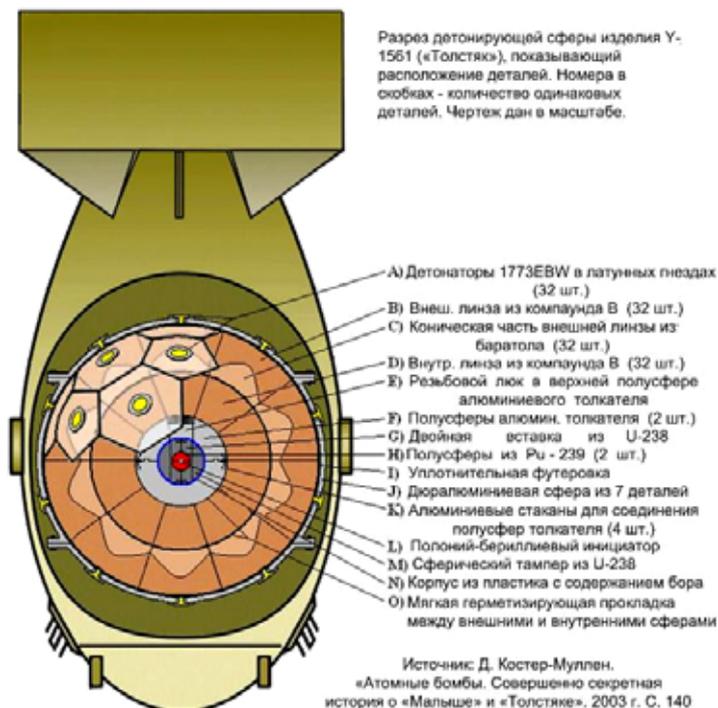


Рис. 4. Плутониевая атомная бомба.

Инициатор закреплен на кронштейне внутри полости диаметром 2.5 см в плутониевом ядре. Урчин активизируется при достижении ударной волны центра заряда. Когда ударная волна достигает стенок внутренней полости в плутонии, ударная волна из испарившегося плутония воздействует на инициатор, сминая щели с полонием и создавая эффект Манро - сильные струи вещества быстро смешивают полоний и бериллий из внешней и внутренней сфер. α -частицы, испускаемые ^{210}Po , поглощаются атомами бериллия, которые в свою очередь и испускают нейтроны.

Плутониевый заряд - девятисантиметровая сфера, с полостью в центре размером 2.5 см для нейтронного инициатора. Плутоний в ядре стабилизирован в дельта-фазе с низкой плотностью (плотность 15.9) при помощи сплавления его с 3% галлия по количеству вещества (0.8% по массе). Преимущества использования дельта-фазы по сравнению с более плотной альфа-фазой (плотность 19.2) состоят в том, что дельта-фаза ковкая и податливая, в то время как альфа-фаза ломкая и хрупкая, кроме того, стабилизация плутония в дельта-фазе позволяет избежать усадки при охлаждении и деформации заготовки после литья или горячей обработки.

Рис. 5. Первые американские бомбы «Малыш» (Хиросима) и «Толстяк» (Нагасаки).



Плутониевый заряд окружен корпусом из природного урана массой 120 кг и диаметром 23 см. Этот корпус образует 7 см слой вокруг плутония. Толщина урана обусловлена задачей сохранения нейтронов, так, слоя в несколько сантиметров достаточно для обеспечения торможения нейтронов. Более толстый корпус (превышающий по толщине 10 см) дополнительно обеспечивает значительное сохранение нейтронов для всей конструкции, однако, эффект "временного поглощения" присущий быстрым, экспоненциально развивающимся цепным реакциям уменьшает выгоды от использования более толстого отражателя. 20% энергии бомбы

выделяется за счет быстрого деления уранового корпуса. Ядро и корпус образуют вместе минимально подкритическую систему. Когда при помощи имплозионного взрыва происходит сжатие сборки до 2.5 раз по сравнению с обычной плотностью, ядро начинает содержать около четырех-пяти критических масс.

Окружающий уран слой алюминия, толщиной ("толкатель" уменьшает действие тейлоровой волны, быстро понижая давление, происходящего позади детонационного фронта. Эта волна имеет тенденцию возрастать при имплозии, вызывая быстрое падение давления при сжатии детонационного фронта в одну точку. Частичное отражение ударной волны происходящее на границе раздела взрывчатки отправляет вторичный фронт обратно во взрывчатку, подавляя тейлорову волну. Это усиливает давление прошедшей волны, увеличивая сжатие в центре ядра. Алюминиевый "толкатель" содержит бор. Так как сам по себе бор хрупкое неметаллическое вещество, трудное в применении, то он содержится в форме удобного в обработке сплава с алюминием, называемого боракс (35-50% бора). Бор играет роль поглотителя нейтронов, предотвращая попадание обратно в плутониево-урановую сборку вылетающих оттуда нейтронов, замедлившихся в алюминии и взрывчатке до тепловых скоростей.

Уже в 1945 были ясны основные недостатки созданных на тот момент ядерных устройств: низкой боеготовности, невозможности хранения в снаряженном состоянии, опасность несанкционированного срабатывания, низкая эффективности использования дорогостоящих делящихся материалов, большого веса и габаритов. Вскоре были сделаны существенные усовершенствования, позволившие увеличить мощность ядерных бомб при одновременном уменьшении их размеров и количества делящихся материалов. Вот главные из них: 1) полоний-бериллиевый нейтронный запал, срабатывающий при его механическом сжатии, был заменен на импульсный нейтронный источник, управляемый электрическим импульсом и способный выдать нужный поток нейтронов в момент наибольшего сжатия ядра из делящихся материалов; 2) применение технологии "левитирующего ядра" при которой тампер отделяется от ядра воздушным или вакуумным зазором; при этом к моменту соприкосновения с ядром тампер успевает набрать кинетическую энергию и возникает эффект "молотка", обеспечивающий значительно большую степень сжатия ядра; 3) "бустирование", т.е. усиление заряда путем заполнения полого ядра из делящихся материалов смесью дейтерия и трития - при сжатии ядра термоядерные реакции дают дополнительные нейтроны, увеличивающие степень выгорания делящихся материалов и мощность бомбы; 4) применение композитного ядра, состоящего из слоев высокообогащенного урана ^{235}U и плутония.

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 расплывает 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.

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.

Нейтронное оружие - **термоядерные заряды** сравнительно небольшой мощности, с высоким коэффициентом термоядерности, тротилловым эквивалентом в пределах 1–10 килотонн и повышенным выходом нейтронного излучения. При взрыве такого заряда за счет особой его конструкции достигается уменьшение доли энергии, преобразуемой в ударную волну и световое излучение, зато возрастает количество энергии, выделяемой в виде потока нейтронов высокой энергии (порядка 14 МэВ).

Замечание. Принципиальное отличие устройства N-бомбы заключается в скорости выделения энергии. В нейтронной бомбе выделение энергии происходит гораздо медленнее, чем в водородной бомбе.

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). При срабатывании заряда на каждую килотонну мощности выделяется 10^{24} нейтронов. Взрыв такого заряда сопровождается также выделением значительного количества гамма-квантов, которые усиливают его поражающее действие.

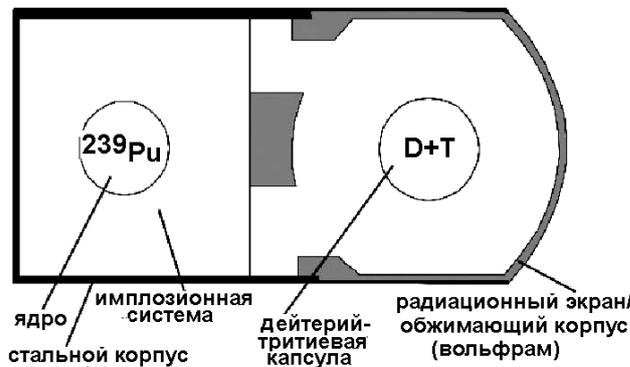
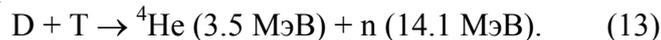


Рис. 6. Схема N-бомбы.

Нейтронное оружие строится на принципе водородной бомбы, но во многих аспектах существенно отличается от неё. Для инициирования атомного взрыва используется не ^{239}Pu , а короткоживущие активно делящиеся актиниды с малой критической массой, термоядерную реакцию ведут не на дейтериде лития, а на тритии, оболочка бомбы выполняется из материала, не поглощающего нейтроны, существенно улучшены отражатели нейтронов, все материалы

подвергаются глубокой очистке.

Сильные потоки высокоэнергетических нейтронов возникают в ходе термоядерных реакций, например, горения дейтерий-тритиевой плазмы:



Примером является боеголовка W-70-mod-0, с максимальным энерговыходом 1 кт, из которых 75% образуется за счет реакций синтеза, 25% - деления. Отношение (3:1) означает, что на одну реакцию деления (~180 МэВ) приходится 31 реакция синтеза (~540 МэВ) D+T, что подразумевает беспрепятственный выход 97% нейтронов синтеза, т.е. без их взаимодействия с ураном пускового заряда. Поэтому синтез должен происходить в физически отделенной от первичного заряда капсуле.

Отметим, что при температуре, развиваемой 250-тонным взрывом и нормальной плотности дейтериево - тритиевая смесь не будет гореть с высоким КПД. Термоядерное горючее должно быть предварительно сжато в 10 раз, чтобы реакция прошла достаточно быстро. Поэтому в нейтронных зарядах используется схема имплозии. В отличие от классических термоядерных зарядов, где в качестве термоядерного топлива находится дейтерид лития, вышеприведенная реакция имеет свои преимущества: 1) несмотря на дороговизну и нетехнологичность трития эту реакция легко поджечь; 2) большинство энергии, 80% - выходит в виде высокоэнергетических нейтронов 14.1 MeV, и только 20% - в виде тепла и гама- и рентгеновского излучения. Из особенностей конструкции стоит отметить отсутствие плутониевого запального стержня. Из-за малого

количества термоядерного топлива и низкой температуры начала реакции необходимость в нем отсутствует. Зажигание реакции происходит в центре капсулы, где в результате схождения ударной волны развивается высокое давление и температура. Общее количество делящихся материалов для 1-кт нейтронной бомбы 10 кг. 750-тонный энергетический выход синтеза обеспечивают 10 граммов дейтерий-тритиевой смеси. Газ можно сжать до плотности 0.25 г/см^3 , т.о. объем капсулы 40 см^3 (шарик 5-6 см в диаметре).

Удельный выход нейтронов K в процессе деления составляет:

$$N_n \approx \left[(\varrho - 1) = \frac{\sigma_c}{\sigma_f} \right] N_f \equiv KN_f, \quad (14)$$

где ν - число вторичных нейтронов, образующихся в одном акте деления; σ_f и σ_c и - эффективные сечения деления ядер и нейтронного захвата в делящейся среде, N_n - число наработанных нейтронов; N_f - число делений.

Удельный выход $K = N_n/N_f$ - верхняя характеристика возможностей чисто ядерных зарядов, поскольку определенная часть нейтронов, выходящая из делящейся среды, будет энергетически ослаблена и поглощена во внешних частях бомбы. При использовании конкретных данных можно оценить $K = 2$ для ^{239}Pu и $K = 1,5$ для ^{235}U . Принимая условно среднее значение $K = 1,75$, получим, что удельный выход нейтронов из чисто ядерных зарядов не превышает $2,65 \cdot 10^{23}$ н/кт. При этом нейтронный спектр не будет жестче спектра деления ядер, и средняя энергия нейтронов не превосходит $E_n = 2,1$ МэВ. Для термоядерного горючего в виде ДТ-смеси в условиях, когда роль термоядерных реакций дейтерий+ дейтерий мала, все определяется процессом $\text{T}+\text{D} = \text{n} + \text{He-4} + 17,6$ МэВ. При этом энергия термоядерного нейтрона составляет $E_n = 14,1$ МэВ, а остальные 3,5 МэВ приходятся на энергию ядер ^4He . Удельный выход нейтронов в данном процессе составляет $N_n = 1,48 \cdot 10^{24}$ н/кт при учете собственной энергии нейтронов. По сравнению с чисто ядерным процессом, термоядерный процесс дает выигрыш в удельном выходе нейтронов 6 - 30 раз, и при этом энергия нейтрона в 6,7 раз выше. Это - верхние оценки, поскольку часть нейтронов будет замедлена и поглощена внутри N-бомбы.

Проблема создания автономного термоядерного заряда ("чистой бомбы") до сих пор не решена и поэтому "нейтронная бомба", использующая термоядерное горение, по определению представляет собой двухстадийный ядерный заряд, в котором энерговыделение первичного модуля основано на процессе деления, а энерговыделение вторичного модуля основано на термоядерном горении. Таким образом, при фиксированном общем энерговыделении двух ядерных зарядов удельный выход нейтронов термоядерного заряда уменьшен по сравнению с предельными характеристиками, из-за вклада в общее энерговыделение доли ядерного первичного модуля.

Пусть энерговыделение первичного и вторичного модулей одинаково, и термоядерное энерговыделение дает половину общего энерговыделения термоядерной реакции в 17,6 МэВ. Тогда удельный выход нейтронов N-бомбы $1,65 \cdot 10^{24}$ н/кт. Поэтому переход от чисто ядерных зарядов к нейтронной бомбе позволяет при равном энерговыделении увеличить выход нейтронов в шесть раз.

Зона разрушений при взрыве мала, тогда как зона полного уничтожения всего живого может достигать радиуса 2 км - за счет биологического действия сверхбыстрых нейтронов с энергией 10^{14} - 10^{17} эВ. На расстоянии 900 м от центра взрыва доза нейтронного облучения может равняться 80000 рад, 1400 м - 650 рад, 1700 м - 150 рад, 2,3 км - 1,5 рад. Быстрые нейтроны обладают в 7 раз большей биологической эффективностью, чем гамма-лучи. Заметим, что нейтронный взрыв вовсе не оставляет материальные ценности невредимыми: зона сильных разрушений ударной волной для 1 кт заряда имеет радиус 1 км.

При движении в атмосфере в результате столкновений нейтронов и γ -квантов с атомами газов они постепенно теряют свою энергию. Степень их ослабления при этом характеризуется длиной релаксации - расстоянием, на котором их поток ослабевает в e -раз. Чем больше длина релаксации, тем медленнее происходит ослабление излучения в воздухе. Для нейтронов и гамма-излучения длина релаксации в воздухе у поверхности земли составляет 235 и 350 м соответственно. В силу разных значений длины релаксации нейтронов и γ -квантов с увеличением расстояния от эпицентра взрыва постепенно меняется их соотношение между собой в общем потоке излучения. На сравнительно недалеких расстояниях от места взрыва доля нейтронов значительно преобладает над долей γ -квантов, но по мере удаления от него это соотношение постепенно изменяется и для заряда мощностью в 1 кт их потоки сравниваются на расстоянии около 1500 м, а затем гамма-излучение будет преобладать.

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, 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.

Табл. 17. Распределение энергии взрыва по поражающим факторам, %

Поражающие факторы	Нейтронный боеприпас	Ядерный боеприпас
Ударная волна	40	50
Световое излучение	25	35
Проникающая радиация	30	4
Радиоактивное заражение местности	5	10
Электромагнитный импульс	-	1

Ударная волна - область резкого сжатия воздуха, распределяющаяся во все стороны от эпицентра. *Световое излучение* - электромагнитное излучение в УФ, видимой и ИК областях спектра. *Проникающая радиация* - поток гамма-излучения и нейтронов, испускаемых из зоны и облака ядерного взрыва. *Радиоактивное заражение* - заражение поверхности земли, атмосферы, водоемов, предметов РВ, выпавшими из облака. *Электромагнитный импульс* - мощное электромагнитное излучение, сопровождающее ядерный взрыв.