

БРАЧ Владислав Альбертович

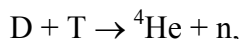
## ВОДОРОДНАЯ БОМБА

Элементарные физические основы

### Часть первая

Действие водородной бомбы основано на выделении энергии при реакциях термоядерного синтеза. Реакции термоядерного синтеза более массивных химических элементов из менее массивных служат причиной свечения звёзд, в том числе, и нашего Солнца. Термоядерные реакции синтеза есть ядерные реакции между лёгкими атомными ядрами, протекающие при очень высоких температурах (порядка  $10^7$  K и выше). Высокие температуры, то есть достаточно большие относительные энергии сталкивающихся ядер, необходимы для преодоления электростатического барьера, обусловленного взаимным отталкиванием ядер (как одноимённо заряженных частиц). Без этого невозможно сближение ядер на расстояние порядка радиуса действия ядерных сил, а, следовательно, и преобразование ядер, происходящее при термоядерных реакциях. Поэтому термоядерные реакции в природных условиях протекают лишь в недрах звёзд, а для их осуществления на Земле необходимо сильно разогреть вещество ядерным взрывом, мощным газовым разрядом, гигантским импульсом лазерного излучения или бомбардировкой интенсивным пучком частиц.

Термоядерные реакции синтеза, как правило, представляют собой процессы образования сильно связанных ядер из ядер с меньшей энергией связи и потому сопровождаются выделением энергии (точнее, выделением в продуктах реакции избыточной кинетической энергии, равной увеличению энергии связи). При этом сам механизм этого сдвига с выделением энергии к средней части периодической системы элементов Менделеева здесь противоположен тому, который имеет место при делении тяжёлых ядер: почти все практически интересные термоядерные реакции — это реакции слияния (синтеза) лёгких ядер в более тяжёлые. Бомба названа водородной, потому что в ней во время термоядерных реакций синтеза происходит возникновение ядер гелия при соединении ядер изотопов водорода. Если объединить тяжёлые изотопы водорода - тритий и дейтерий в реакции



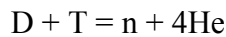
то выделится 17,6 МэВ энергии. Приращение массы покоя частиц, участвующих в реакции  $c^2 \cdot (M_{\text{He}} - M_D - M_T) = -E$ ,  $E = 17,6$  МэВ. Около 80% выделяющейся энергии уносят нейтроны – 14.1 МэВ. Остальные 20% энергии приходятся на альфа-частицы с энергией 3,5 МэВ. При равных весовых количествах реагирующих веществ в реакции синтеза дейтерия и трития выделяется в четыре раза больше энергии, чем при делении ядра атома урана. Трудности осуществления реакции синтеза процесса связаны с тем, что силы электростатического отталкивания между положительно заряженными ядрами препятствуют их сближению. Для сближения изотопов водорода на расстояние  $10^{-12}$  см необходимо затратить энергию  $k \cdot e^2 / r \sim 0,2$  МэВ, что существенно меньше энергии, получаемой в результате синтеза. Основной величиной, характеризующей вероятность термоядерной реакции, есть её максимальное эффективное поперечное сечение, соответствующей энергии налетающей (в формуле реакции — первой слева) частицы. Сечение реакции дейтерия с тритием достигает максимальной величины (5 барн), когда взаимодействующие частицы имеют энергию относительного сближения порядка 108 кэВ. Это явление называется резонансом. Для процесса выделения энергии очень важна скорость термоядерных реакций. Термоядерные реакции происходят в результате парных столкновений между ядрами, поэтому число их в единице объёма в единицу времени равно  $n_1 \cdot n_2 \cdot \langle v \cdot s(v) \rangle$ , где  $n_1$ ,  $n_2$  — концентрации ядер 1-го и 2-го сортов (если ядра одного сорта, то  $n_1 \cdot n_2$  следует заменить на  $n^2/2$ ),  $v$  — относительная скорость сталкивающихся ядер, угловые скобки означают усреднение по скоростям ядер реагентов  $v$ , распределение

которых в дальнейшем принимается максвелловским. Температурная зависимость скорости термоядерных реакций определяется множителем  $\langle v \cdot s(v) \rangle$ . В практически важном случае «не очень высоких» температур  $T < (10^7, 10^8) \text{ K}$ , достижимых при ядерном взрыве, она может быть приближённо выражена в виде, одинаковом для всех термоядерных реакций. В этом случае относительные энергии  $E$  сталкивающихся ядер, как правило, значительно ниже высоты кулоновского барьера (последняя даже для комбинации ядер с наименьшим зарядом  $z = 1$  составляет 200 КэВ, что соответствует, по соотношению  $E = k \cdot T$ ,  $T = 2 \cdot 10^9 \text{ K}$  и, следовательно, вид  $s(v)$  определяется в основном вероятностью «туннельного» прохождения сквозь барьер, а не собственно ядерным взаимодействием. Результат имеет вид:

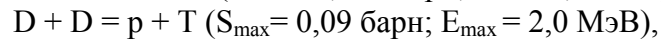
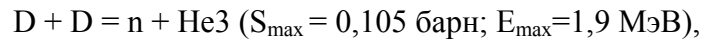
$$\langle v \cdot s(v) \rangle = \text{const} \cdot T^{-\frac{2}{3}} \cdot e^{-\frac{3}{2} \cdot (4\pi^2 Z_1^2 Z_2^2 \cdot e^4 \frac{m}{h^2 k T})^{\frac{1}{3}}}$$

где const — постоянная, характерная для данной реакции,  $Z_1, Z_2$  — заряды сталкивающихся ядер,  $m = m_1 \cdot m_2 / (m_1 + m_2)$  - их приведённая масса,  $e$  — заряд электрона,  $h$  — постоянная Планка,  $k$  — постоянная Больцмана.

Зная выделение энергии в единичной реакции, а для взрыва нужную энергию, время и объём, можно вычислить скорость реакции, концентрации и потребную температуру. Какие ядерные реакции синтеза и способы их реализации были использованы для достижения современного уровня развития техники оружейного ядерного синтеза? Что можно ожидать в будущем при увеличении КПД оружия с получением больших сжатий и температур в неуправляемом термоядерном синтезе? Основная реакция



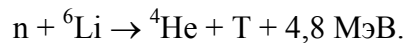
имеет наибольшее сечение  $S_{\max} = 5$  барн в резонансе при энергии дейтронов  $E_{\max} = 108 \text{ КэВ}$ , по сравнению с реакциями:



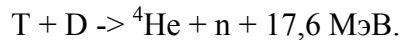
а также с реакцией  ${}^3\text{He} + D = p + {}^4\text{He}$  ( $S_{\max} = 0,7$  барн;  $(E_D)_{\max} = 0,4 \text{ МэВ}$ ). В первой реакции дейтронов выделяется 3,25 МэВ, во второй 4,03 МэВ, а в последней реакции выделяется 18,4 МэВ энергии. В реакциях  $T(d, n){}^4\text{He}$  и  ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$  резонансы довольно узкие. А в реакциях  $D(d, n){}^3\text{He}$  и  $D(d, p)T$  имеем очень широкие резонансы со сравнительно с предыдущими, большими значениями сечений в области от 1 до 10 МэВ и линейным ростом сечения от 0,1 МэВ до 1 МэВ. В чистом дейтерии в процессе реакций появляются ядра  ${}^3\text{He}$  и  $T$ , что может приводить к вторичным реакциям  $T(d, n){}^4\text{He}$ ;  ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ , правда идущим с разными скоростями. В ядерной физике под резонансом реакции понимается максимум её сечения соответствующий определённым энергиям реагентов. Для эффективного использования этих реакций в процессе взрыва необходимо сообщить реагентам необходимую энергию и существенно повысить плотность среды реакций, увеличив их скорость. Потребные реакциям энергии реагентов – ядер изотопов водорода соответствуют десяткам и сотням миллионов градусов и достигаются в ускорителях ионов. Прямое использование ускорителей ионов для возбуждения реакции нецелесообразно в процессе получения энергии ввиду того, что выход реакции невелик, масштаба  $10^{-6}$  ядерных реакций на один разогнанный ион, так как ионы преимущественно замедляются на холодных электронах мишени. Поэтому в водородных бомбах применяются технологии с использованием энергии взрыва атомных бомб для создания условий эффективного протекания термоядерных реакций. Взрыв водородной бомбы – неуправляемый термоядерный синтез, что делает его непригодным для энергетических целей, но весьма эффективным для целей разрушения. С позиции относительной энергии реагентов реакция  $T(d, n){}^4\text{He}$  предпочтительнее других, так как энергия дейтрона 108 КэВ минимальна по сравнению с другими возможными реакциями, а сечение и выделяемая энергия велики сравнительно с другими реакциями. Соответственно, в первых проектах

водородной бомбы предполагалось использовать дейтерий и тритий. Так был реализован первый американский проект. Тритий – это форма радиоактивного водорода, атомное ядро которого состоит из двух нейтронов и протона. Как правило, у водорода нет нейтронов, тогда как у дейтерия, стабильного изотопа водорода, один нейтрон. Химическое поведение всех трех изотопов водорода практически одинаково. Поэтому тритий (Т) может замещать водород, образуя тритиевую воду (т.е. НТО или Т<sub>2</sub>О). Распад трития происходит за счет излучения бета-частицы и, таким образом, тритий превращается в стабильный изотоп гелия (<sup>3</sup>He). При относительно коротком периоде полураспада, который составляет 12,3 года, тритий является высокордиоактивным изотопом. Тритий весьма радиотоксичен и опасен при попадании внутрь организма. Короткий период полураспада быстро снижает эффективность бомбы.

Получают тритий в ядерных реакторах, облучая потоком тепловых нейтронов ампулы с дейтеридом лития (<sup>6</sup>LiD). Характерные свойства кристаллической структуры такого соединения хорошо известны на примере гидрида лития, - аналогичного соединения атомов лития с атомами водорода, и они не могут зависеть от изотопического состава ядер лития и водорода. Свойства этого соединения хорошо известны: удельный вес LiH при 20° С составляет 0,86 г/см<sup>3</sup> из них 0,14 г/см<sup>3</sup> приходится на водород; для <sup>6</sup>LiD соответственно 0,88 г/см<sup>3</sup> и 0,28 г/см<sup>3</sup>. Высокое содержание водорода в гидриде лития, а оно в два раза превышает количество водорода, замороженного в баллоне при самой низкой температуре. Действительно, если используемый литий обогащен стабильным изотопом <sup>6</sup>Li ( можно использовать и природный литий, поскольку в нем содержится 7% <sup>6</sup>Li), то под действием тепловых нейтронов атомного реактора пойдет следующая ядерная реакция:



Сечение реакции зависит от скорости нейтрона  $v$  по закону  $\sigma \sim 1/v$ , достигает 940 барн для тепловых нейтронов, т.е. нейтронов имеющих энергию 0,0253 электрон-вольта. В результате этой реакции, возникают «горячие» ядра трития. Пробег ядра трития с энергией 3 МэВ в LiD равен 0,4 мм. Энергии ядра отдачи трития (порядка 3 МэВ) вполне достаточно для протекания реакции взаимодействия трития с находящимся в дейтериде лития дейтерием:



Мы рассмотрим процесс синтеза лёгких ядер инициированный внешним пучком нейтронов на ядрах лития-6 в дейтериде лития (<sup>6</sup>LiD). Такой процесс образования ядер трития из лития-6 при облучении нейтронами, лежащий в основе водородной бомбы, как **теперь доподлинно установлено, был предложен в 1949 г. гениальным сержантом срочной службы Олегом Александровичем Лаврентьевым**, проходившим службу на Сахалине. Тот же процесс образования ядер трития происходит и при облучении ядер лития-6 пучком нейтронов. Несмотря на превращение под действием нейтрона ядра лития-6 в ядро трития и альфа-частицу вся остальная кристаллическая структура не может измениться за короткое ядерное время и сохраняет характерную компактную упаковку водорода (дейтрона), что должно проявиться на повышенной вероятности слияния ядер трития и дейтерия. А если уплотнить среду дейтерида лития-6 быстрым и большим давлением, одновременно подвергнув эту среду весьма плотному облучению потоком нейтронов? С помощью ядерного взрыва? В первом советском проекте пошли таким путём. В центре водородной бомбы имеется ядерная бомба деления – триггер или зажигалка на жаргоне разработчиков, которая окружена оболочкой из комбинированного термоядерного горючего - из твердого дейтерида лития, молекулы которого состоят из атомов дейтерия и атомов <sup>6</sup>Li. Это среда для развития термоядерной реакции. Необходим, по меньшей мере, 12 - см слой дейтерида лития, чтобы полностью утилизировать все поступающие от первичного атомного заряда нейтроны. Реакция распада лития, кроме производства трития, еще больше повышала температуру, помогая начаться синтезу. Захват всех нейтронов создаст выделение энергии примерно в 2.5% от мощности триггера. И все это

тепло поступит непосредственно в горючие. Бомба деления служит запалом и во время ее взрыва создается высокая температура, примерно  $10^7 K$ , достаточная для зажигания реакции  $D(T, n)^4He$ , и возникают весьма плотные нейтронные потоки. Далее процесс носит цепной характер, нейтроны вызывают реакцию  ${}^6Li(n, T)^4He$ , нагретые до высоких температур ядра дейтерия и трития вступают в реакции  $T(D, n)^4He$  и  $D(T, n)^4He$ , в результате которых выделяется энергия и образуются нейтроны 14,1 МэВ, и так далее. Цепной процесс прекращается тогда, когда термоядерное горючее разлетается на расстояния, при которых концентрация ядер горючего становится недостаточной для протекания цепного термоядерного процесса. Для задержки разлёта применяется толстая массивная оболочка из урана 238 – отхода производства урана 235.

Урановая оболочка, окружающая термоядерное топливо, первоначально являются теплоизолятором, не давая энергии выйти за пределы капсулы с топливом. Без неё, среда термоядерной реакции, состоящая из легких элементов и поэтому полностью ионизированная, было бы абсолютно прозрачно для нагревающего излучения, и не прогрелось бы до высоких температур. Непрозрачный уран, поглощая и отражая энергию излучения, возвращает часть ее обратно в топливо. Кроме того, массивная оболочка увеличивают сжатие среды термоядерного горения путем сдерживания её теплового расширения. Вторая, более значительная роль этой оболочки в усилении энергии взрыва за счёт реакции деления термоядерными нейтронами с энергией 14,1 МэВ. Это настолько усиливает энергетический выход, что схема становится актуальной для реализации. Физическая суть предлагаемого явления состоит в следующем:

На этапе термоядерных реакций, ядра урана 238 подвергаются воздействию потока нейтронов, возникших при синтезе  ${}^4He$ . Часть потока нейтронов с энергией около 14,1 МэВ вызывает затухающую цепную реакцию деления ядер урана 238. В делении с разной вероятностью участвуют и другие нейтроны с энергией выше 1,4 МэВ и гамма – кванты с энергией выше порога деления. В результате деления части оболочки из урана 238 происходит существенное увеличение энергии взрыва. Оценим дополнительное выделение энергии на оболочке из урана 238 толщиной 20 см.

Примем, как исходные, значения сечений взаимодействия нейтронов для  ${}^{238}U$  (и для сравнения  $U235$ ) как в среднем по обычному спектру деления, так и для высоких энергий:

Значения сечений для нейтронных процессов (барн):

Средние по спектру деления						
	$\sigma_t$	$\sigma_{el}$	$\sigma_{in}$	$\sigma_g$	$\sigma_f$	$\sigma_{n,2n}$
${}^{235}U$	6.5701	3.4480	1.0311	.0200	1.6489	0.4509
${}^{238}U$	6.6208	3.4683	1.4525	.0143	.8877	0.8139
Для энергий от 12 до 14,5 МэВ						
	$\sigma_t$	$\sigma_{el}$	$\sigma_{in}$	$\sigma_g$	$\sigma_f$	$\sigma_{n,2n}$
${}^{235}U$	5,8118	2,7838	0,4484	0,0014	1,9330	0,6273
${}^{238}U$	5,8772	2,7656	0,6509	0,0013	1,0567	1,1234

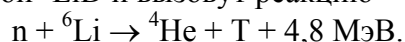
Здесь  $\sigma_{el}$  - сечение упругого рассеяния,  $\sigma_{in}$  - сечение неупругого рассеяния,  $\sigma_g$  - сечение захвата с испусканием гамма-кванта,  $\sigma_f$  - сечение деления,  $\sigma_{n,2n}$  - сечение реакции захвата нейтрона с последующим испусканием двух нейтронов.

Будем считать, что за одно упругое столкновение энергия нейтрона изменяется незначительно. То есть нейтрон после этого столкновения может вызвать деление следующего ядра или им поглотиться с реакцией  $(n,2n)$ , находясь в том же энергетическом диапазоне. Так мы исключим упругое столкновение из общего сечения в расчётах. А при неупругом столкновении нейтрон выходит из быстрой группы и не участвует в дальнейшем рассмотрении, т.к. сечение деления для  ${}^{238}U$  падает на три порядка при приближении энергии нейтрона к порогу деления (1,4МэВ). Исходя из этих предпосылок, примем суммарное сечение взаимодействия 14 МэВ нейтронов с ядрами урана 238 равным  $1,0567+1,1254+0,6509+0,013=2,8323$ . Поскольку порог реакции  $(n,2n)$  для  ${}^{238}U$  равен 6,7 МэВ, то в среднем один из двух новых  $(n, 2n)$ -нейтронов может участвовать в

последующем делении. Далее, для 14-МэВ-ных нейтронов, производящих деление, средняя энергия нейтронов деления в первом поколении равна 7,1 МэВ, поэтому приблизительно 0,8124 из родившихся нейтронов деления пригодны для дальнейшего деления (имеют энергию выше 1,4МэВ). Число нейтронов, рождаемых от деления урана 238 нейтроном, оценивается по формуле

$$\nu = 2,4 + 0,15 \cdot E,$$

где энергия  $E$  выражена в [МэВ], то есть в нашем случае  $\nu = 4,515$ . Оценим длину цепи реакции деления  $^{238}\text{U}$  на быстрых нейтронах, основываясь на данных о спектре деления с учетом сдвига его в быструю область. От одного первичного нейтрона с энергией 14 МэВ получается в среднем 2,4 быстрых нейтрона с энергией около 7 МэВ. Каждый из них порождает в среднем еще 1,5 быстрых нейтрона с энергией около 4,5 МэВ. В свою очередь, эти нейтроны дают еще 1,1 нейтронов с энергией в окрестности пика спектра деления, после чего (в четвертом поколении) количество вторичных нейтронов, способных вызвать деление  $^{238}\text{U}$ , становится меньше 1 и цепная реакция затухает. С учетом уменьшения сечения деления вблизи порога получается приблизительно 3 поколения нейтронов деления с выделением 180 МэВ на деление. Это возможно в весьма толстом или весьма сжатом слое урана-238. Плотность урана 238  $\rho = 19,4 \text{ г/см}^3$ . Концентрация атомов урана (См. «Атомная бомба»)  $C = 19,4 \cdot 6,02 \cdot 10^{23} / 238 = 0,049 \cdot 10^{24}$ . Тогда длина свободного пробега нейтрона  $L = 1/C\sigma_t = 1/(0,049 \cdot 2,8323) = 7,21 \text{ см}$ . Тогда поглощённая доля нейтронов в слое толщиной  $x$  есть  $(N_0 - N(x))/N_0 = 1 - \exp(-x/L)$ . При  $x = 20 \text{ см}$  получим  $1 - \exp(-20/7,21) = 0,94$ . То есть 6% термоядерных нейтронов покинут бомбу, а 94% прореагируют в оболочке из урана 238. Из этих нейтронов, вступивших в реакцию,  $1,0567/2,8323 = 0,373$  вызовут деление ядер урана 238,  $1,1234/2,8323 = 0,397$  вызовут удвоение ( $n, 2n$ ). Итого реакцию деления вызовут 35,06%, а реакцию удвоения 37,327% термоядерных нейтронов, попавших в оболочку. С учётом деления от нейтронов реакции удвоения, исходя из сказанного выше, примерно 2,2 вторичных нейтрона каждого деления вызовут следующие деления. Общее число делений ядер урана 238 по отношению к числу попавших в оболочку термоядерным нейтронам, приблизительно равно 1, или 100% использования. Результат получен в весьма грубом приближении к реальным процессам, без учёта уплотнения урана 238 при взрыве триггера, которое увеличивающим вероятность реакций деления. Выход усиления энергии синтеза в (180 МэВ/17,6 МэВ) – в 10,2 раза на каждый, вошедший в оболочку, термоядерный нейтрон. Часть нейтронов деления вернётся обратно в слой  $^6\text{LiD}$  и вызовут реакцию



Такая бомба называется на жаргоне разработчиков – «слойка». У этой схемы возможны вариации. Одна из них - схема «однократной циркуляции». Здесь нейтроны, вылетающие из зоны деления обратно в среду термоядерной реакции, производят тритий, тритий и дейтерий вступают в реакцию синтеза, а термоядерные нейтроны синтеза делят уран из оболочек. Выделение энергии может быть повышено за счет увеличения толщины слоёв  $^6\text{LiD}$  и урана. В этом случае, достаточно вторичных нейтронов поставляется делением уранового корпуса обратно в слой дейтерида лития, рождая второе поколение атомов трития. Таким образом, устанавливается сложная цепная реакция: деление ядра урана 238 в оболочке → образование трития → термоядерный синтез → реакция деления ядра урана в оболочке. Процесс прекращается тогда, когда увеличившаяся в размерах оболочка начнет терять слишком много нейтронов. Преимущество «однократной» схемы состоит в небольшой массе готового изделия. Недостаток - в использовании в ней большого количества дорогих материалов. Максимальная мощность бомбы определяется начальной мощностью триггера и находится где-то в районе 1 Мт тротилового эквивалента – ТЭ. В СССР, для первой советской водородной бомбы создавалась несколько другая вариация, нежели «однократная» схема. В итоге получилось довольно массивное, но дешевое в производстве, многослойное изделие. В конструкцию можно ввести изначально небольшое количество трития, тогда некоторые нейтроны не расходуются на его

образование (ведь он уже есть), а непосредственно делят уран-238 оболочки. Создается увеличение выхода энергии, так как появились термоядерные нейтроны, родившиеся при реакции внесённого трития и дейтерия. В слоеке использовалось интересное предложение (1949) А.Д.Сахарова. В состав атомного заряда включались слои из несущего водород материала (LiD) для усиления деления по схеме «деление-синтез-деление». Исходно плотности легких и тяжелых слоев отличались в десятки раз. При взрыве, когда материал разогревался и ионизировался, происходило сильное сжатие легких слоев со стороны тяжелых, что способствовало резкому возрастанию скорости термоядерных реакций. Возрастание интенсивности термоядерного синтеза, в свою очередь, способствовало реакции деления урана, причем не только урана-235, но и урана-238. Схема Сахарова предусматривала использование в качестве эффективного ядерного материала дешевого урана-238, который рассматривался при производстве атомной бомбы как мусор. Цена килотонны ТЭ энергии рабочего вещества во много раз уменьшается. Явление ионизационного сжатия термоядерного горючего, ставшее основой первой советской водородной бомбы, до сих пор называют «сахаризацией». Идею «слойки», выдвинули сначала Теллер, потом в 1948 А. Д. Сахаров, затем британские ученые. Но, будучи тупиковой ветвью развития термоядерных систем, она отмерла в СССР после американских тестов Ivy Mike и Castle Bravo. По схеме «слойка» в Советском Союзе создана бомба РДС-6с. Испытана 12 августа 1953, 400 кт. Бомба с тритиевым усилением: 40 кт - триггер, 60-80 кт синтез, остальное - деление урановых оболочек; 250 кт без трития. В Англии этот способ вылился в Orange Herald (31 мая 1957, 720 кт: 300 кт - триггер), но это, вероятно, почти потолок для этой схемы.

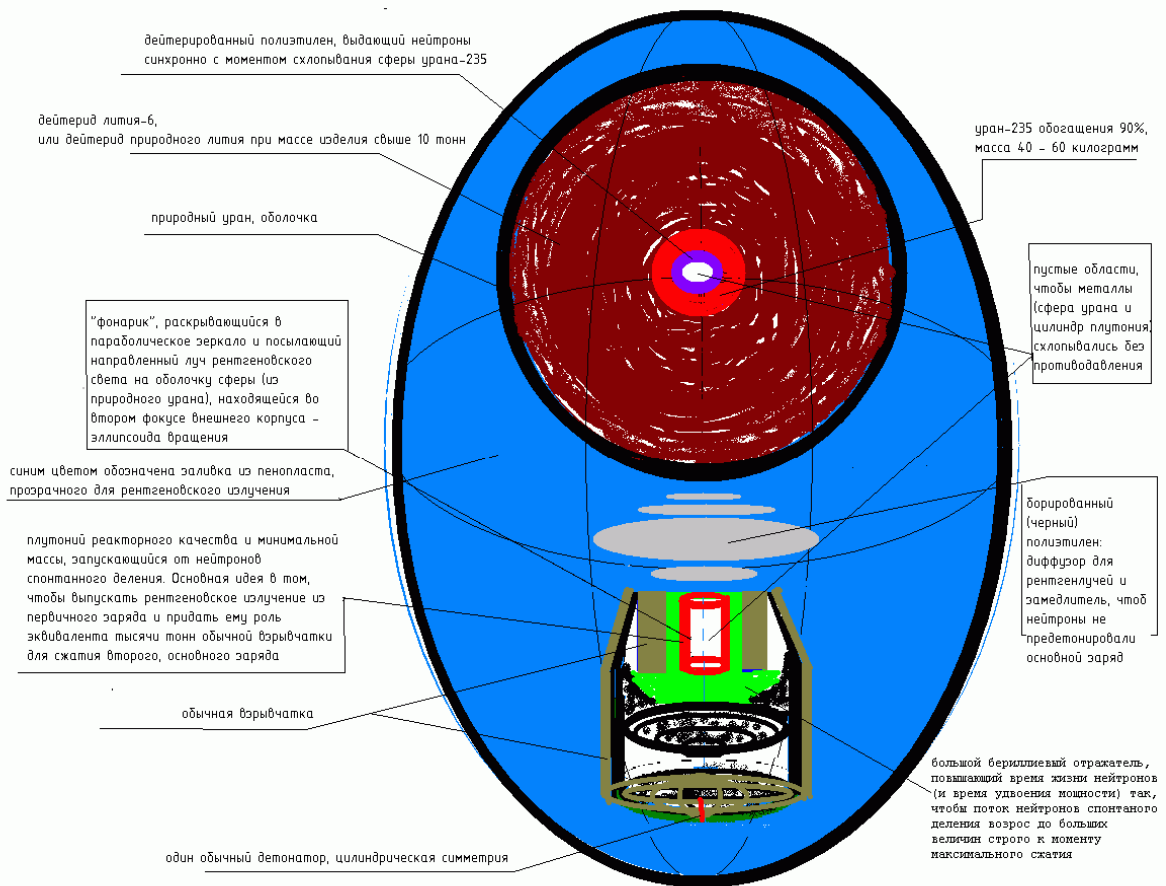
## **Часть вторая**

Далее развитие термоядерных взрывных систем пошло прогрессивному пути использования радиационной имплозии и созданию двойных систем. В основе его используют замечательный факт, что при обычном атомном взрыве 80% энергии, в начале его развития, выделяется в виде мягких рентгеновских лучей, а не в виде осколков деления. Происходит это по причине весьма высокой плотности выделения энергии в зоне взрыва и, соответственно, полной ионизации вещества в зоне взрыва. Естественно, рентгеновские лучи намного опережают расширяющиеся (со скоростью около 1000 км/с) продукты деления и остатки плутония. Это позволяет использовать рентгеновское излучение ядерной бомбы для сжатия и поджога конструктивно расположенной отдельно от неё емкости с термоядерным горючим (LiD), путем обжатия излучением, до того, как расширяющийся первичный ядерный взрыв разрушит эту ёмкость. Ёмкость с термоядерным горючим называется второй ступенью и содержит в себе ядерный заряд, инициируемый радиационной имплозией рентгеновского излучения. Этот заряд служит для разогрева и дополнительного сжатия термоядерного горючего и инициации в нем термоядерных реакций.

Первично эта идея воплотилась в широко известной схеме Улама – Теллера. Я не буду приводить подробное описание этой схемы, оно есть во многих источниках, в том числе и в Интернете. Приведу лишь результаты: Двухступенчатая схема Теллера-Улама позволяет создавать столь мощные заряды, на сколько хватит мощности триггера для сверхбыстрого обжатия большого количества горючего. Для дальнейшего увеличения величины заряда можно использовать энергию второй ступени для сжатия третьей. Вообще, на каждой стадии в таких устройствах возможно усиление мощности в 10 - 100 раз. Эта схема используется например в боеголовках ракеты МХ энергией 450 килотонн ТЭ и усилением из прокладок урана - 238.

Рассмотрим более прогрессивную последнюю российскую двухступенчатую схему.

В материале идея воплощается следующим образом:



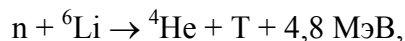
Пояснения к рисунку и описание основных моментов работы изделия. За основу взят эллипсоид вращения из природного урана или урана 238. В одном фокусе расположена плутониевая зажигалка для создания рентгеновского излучения. Зажигалка оригинальной конструкции на реакторном плутонии цилиндрической, полой внутри, формы с цилиндрической имплозией, с толстым бериллиевым отражателем с цилиндрической поверхности и заднего торца. В этом случае под толстым понимается размер порядка длины свободного пробега нейтрона. Примем за критерий то, что если в начальный момент времени имеется один нейтрон, с которого начинается цепная реакция, для выделения 20 килотонн ТЭ должно прореагировать  $2,8 \cdot 10^{24}$  ядер, примерно 2 в степени 80. Значит, реакция при отношении числа нейтронов в соседних поколениях «2», требует на развитие время  $79 \cdot (\text{время удвоения мощности примерно равно } 6,33 \cdot 10^{-9})$ , примерно половину микросекунды. При этом, если в цилиндрической имплозии ударная волна проходит по радиусу 2 сантиметра при скорости 10 километров в секунду, время схлопывания всего 2 микросекунды. Величины близкие, приводящие к следующему качественному выводу: если взять массивный бериллиевый отражатель и минимум делящегося материала, то в схеме цилиндрической имплозии полого внутри цилиндра никакой преждевременной детонации нет даже при условии, что дополнительный источник нейтронов включен всегда, без синхронизации с моментом подрыва. Этот дополнительный источник может быть просто примесью плутония-240, от самопроизвольного деления ядер которого возникает значительный нейтронный фон, в плутонии из энергетических реакторов на лёгкой воде. Далее, при цилиндрической имплозии с минимальным зарядом обычного взрывчатого вещества плутониевый цилиндр схлопывается, и получается выход энергии в несколько килотонн. Физический смысл явления заключается в том, что мы конструктивно снижаем коэффициент размножения нейтронов, их скорость и энергию. Действительно, если средний  $k=1,45$  (это достигается отсутствием торцевого отражателя в направлении второго фокуса эллипсоида вращения), то для умножения потока нейтронов в  $10^{24}$  раз требуется 150 поколений нейтронов. Если

плутония порядка 8 кг, цилиндрическая ударная волна должна пройти 4 см, на что при скорости ее даже всего 2 км/сек (т.е. небольшой массе обычной взрывчатки) требуется 20 микросекунд времени. Делим 20 микросекунд на 150 поколений, получаем требуемое время жизни поколения нейтронов 130 наносекунд. Это всего в 10 раз выше минимального времени в чистом бесконечном плутонии. А увеличивается оно (время) в бериллиевом отражателе, как снижением энергии нейтронов (и скорости), так и тем, что среднестатистический нейтрон с энергией 2 МэВ быстро летит из плутония до половины толщины бериллиевого отражателя и по кривому пути с уменьшенной скоростью обратно. Оценочно, средняя энергия смягченного бериллием спектра нейтронов в диапазоне 30-50 кэВ, что выше энергии резонансов сечения плутония, которое при этих энергиях 2,5 барн вместо 1,8 на быстрых нейтронах. Получается развивающаяся цепная реакция на промежуточных нейтронах.

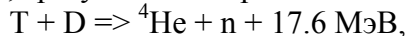
Во втором фокусе находится основной заряд - шар из  ${}^6\text{LiD}$  в достаточно толстой, равной тройному Росселандово среднему, оболочке из природного урана, чтобы по возможности более полно утилизировать энергию рентгеновского излучения в сжатие. В центре шара установлена сферическая греющая зажигалка из урана 235 - полая сфера из  ${}^{235}\text{U}$  с облицовкой изнутри в 100 грамм дейтерированного полиэтилена  $(\text{CD}_2)^n$ , как синхронного с максимальным сжатием, дополнительного источника нейтронов по реакции  $\text{D} + \text{D} = \text{n} + {}^3\text{He}$ , и пустой полостью, частично компенсирующей сжатие. Радиационная рентгеновская имплозия превосходит имплозию с помощью взрывчатых веществ по развиваемой мощности и энергии на три с лишним порядка. Поэтому от второй - греющей зажигалки на уране 235 вполне можно ожидать высокого КПД - высокого выгорания делящегося вещества и выделения энергии в сотни килотонн ТЭ. Остальное пространство внутри эллипсоида заполнено пенопластом, прозрачным для рентгеновского излучения. Между фокусами на оси вращения расположен ряд линз из полиэтилена с добавкой бора 10. Это диффузор для рентгеновских лучей и модератор для нейтронов плутониевой зажигалки, чтобы не было преждевременной детонации греющей зажигалки.

Принцип действия заключается в том, что первая (плутониевая с цилиндрической имплозией и мягким бериллиевым спектром нейтронов) зажигалка сжимает рентгеновским излучением холодный  ${}^6\text{LiD}$  и запускает вторую зажигалку, а вторая, урановая, большой энергии, на жестком спектре нейтронов – нагревает. Потому что для сжатия ферми - электронного газа в  ${}^6\text{LiD}$  от 880 кг/кубометр в 10000 раз требуется порядка 1% энергии, необходимой для нагрева той же массы  ${}^6\text{LiD}$  до температуры эффективного выделения энергии в реакции термоядерного синтеза. В этой схеме вторая зажигалка (мощная) включается и прогревает дейтерид лития тогда, когда тот уже сжат порядка 10000 раз по объему первой зажигалкой до энергии Ферми порядка кило электрон - вольт. В изделии из-за неустойчивостей Релея - Тейлора и других, не должно быть изначальных перепадов плотности, и только ради этого может понадобиться отражатель из тяжелых атомов, например из вольфрама или даже  $\text{UO}_2$  обогащенного, ради уменьшения скачков плотности между ураном (18,9) и дейтеридом лития (0,88). Так логически обосновывается применение двух зажигалок в изделии много мегатонного класса: первая – маломощная (порядка 20 килотонн) цилиндрической симметрии, запускающаяся от одного обычного детонатора и выполняющая сжатие холодной термоядерной ступени. Вторая зажигалка – урановая, сферической симметрии и имплозии, высокой энергии (килотонн 300 - 400) для нагрева сжатого  $\text{LiD}$  и зажигания реакций  $\text{DD}$  и  $\text{DT}$ . Высокий КПД этой зажигалки порядка 50% для 50 кг урана 235 обеспечивает высокая мощность рентгеновской эмиссии. Кроме использования этого факта, для показанной на рисунке конструкции можно считать, что при 400 килотоннах мгновенного выделения энергии урановая зажигалка выдает порядка 100 грамм нейтронов прямо в  $\text{LiD}$ , в котором нарабатывается 300 грамм «горячего» трития уже в начальный момент взрыва. Реакция:





где энергия ядра трития 3 МэВ, сразу вызывает реакцию:

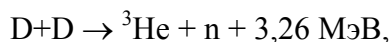


где энергия нейтрона 14,1 МэВ. Этот нейтрон либо уйдёт в толстую оболочку из природного урана, и вызовет там реакции, описанные ранее, либо вступит в реакцию с литием-6, либо вернётся в зону деления урана-235. Слой дейтерида лития получит дополнительный подогрев.

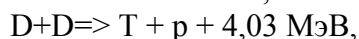
Возможны два варианта предлагаемого изделия:

- малобюджетный, много мегатонного класса с оболочкой из дейтерида природного лития LiD, массивный.
- более дорогой, с оболочкой из дейтерида лития-6, Li<sub>6</sub>D, оптимизированный по габаритам, массе, энергии.

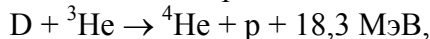
Как показывают расчеты, греющая зажигалка при энергии 300 кт ТЭ способна нагреть дейтерид лития при 10000 сжатии до  $1,2 \cdot 10^8 \text{ К}$ , при энергии 400 кт ТЭ, соответственно, до  $1,4 \cdot 10^8 \text{ К}$ . При таких температурах и давлениях интенсивно пойдут реакции:



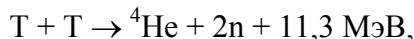
с сечением 0,16 барна при E столкновения = 2 МэВ, а также



с сечением 0,09 барна. Нейтроны первой реакции с энергией 2 МэВ активно вступят в реакцию с литием-6, а «горячие» ядра трития второй реакции (1 МэВ) – в реакцию с дейтерием. Происходит само нагрев зоны сжатого дейтерида лития. По мере развития СЦР в греющей зажигалке, деления урана-238 и урана-235 в оболочке сферы дейтерида лития вступает в действие эффект «сахаризации» - ионизационный нагрев сферы дейтерида лития. Происходит также ускорение реакции от нагрева вещества ею же выделенной энергией. При достаточной наработке компонентов в пике развития процессов нагрева перед разлётом возможны реакции:



с сечением 0,8 барна;



с сечением 0,1 барна.

Но вклад этих реакций в общий выход энергии пока не значителен. Требуется температура  $5 \cdot 10^8 \text{ К}$ . Всё это – реальные пути повышения выхода энергии, применяемые опционально. Реальные изделия с такой схемой дают выход энергии от 150 килотонн до многих мегатонн ТЭ. Приведённые ниже результаты расчетов относятся к первому варианту изделия и взяты из исследовательской работы Николая Александрова.

Дейтерий при полном выгорании, если сгорает образовавшийся тритий, но не сгорает гелий-3, выделяет 50 килотонн на килограмм, при малом выгорании (до 10%) - 21 кт/кг. Зная массу LiD в заряде (из которой масса дейтерия 2/9), легко оценить границу допустимости не учета выгорания дейтерия:  $(21 \text{ кт/кг}) \cdot (10\%) \cdot (2/9) = 0,5 \text{ килотонны на килограмм LiD}$ .

Масса LiD, килограмм	Выделение энергии первичными реакциями D+D при полном выгорании, Мт
10	0,05
40	0,2
160	0,8
640	3
2500	12
10000	50

В таблице приводятся результаты расчета для оптимальной энергии греющей зажигалки:

Для учета только первичных реакций D + D полное сгорание дает обозначенные в таблице выходы энергии, для учета же идущей на нарабатанном тритии реакции  $\text{D}(\text{T}, \text{n}){}^4\text{He} + 17,6 \text{ МэВ}$

надо умножить все цифры на 2,5. Причина такой высокой добавки выделяемой энергии состоит в «тритиевой добавке», получаемой от  ${}^7\text{Li}$ , составляющего большую часть

природного лития. Ожидалось, что данный изотоп будет достаточно инертным, но в действительности сечение реакции с ним для быстрых нейтронов, производимых тритиево-дейтериевым синтезом, значительно. При поглощении такого нейтрона ядро  ${}^7\text{Li}$  разделяется на тритий и гелий по реакции:



Надо отметить, что полное выгорание в бомбах – состояние не достижимое, но приблизиться к нему стремятся все разработчики изделий высоких энергий.

Цифры сечений реакции  $\text{D} + \text{D}$  и характерные величины располагаемых зажигалок (десятки - ближние сотни килотонн) приводят к тому, что в модели предварительного равномерного нагрева всего  $\text{LiD}$  энергией зажигалки, начиная с единиц тонн  $\text{LiD}$  – выход энергии уменьшается. Однако очевидна и мысль: имея в изделии 10 тонн  $\text{LiD}$ , можно энергией делящейся зажигалки греть только тонну, т.е. получать максимум выхода энергии и остальные 9 тонн греть уже энергией которую выделит тонна  $\text{LiD}$ .

Если рисунок термоядерного заряда, размещённый выше, назвать двухступенчатой схемой, то возникает мысль о трехступенчатой. Первый вариант - рисунок двухступенчатой схемы вложен в один из фокусов внешнего, большего по размерам, эллипсоида вращения, и использован там, как зажигалка. Другой вариант – используя мегатонны энергии второй ступени, добиться сверхвысокого сжатия в третьей ступени, попытавшись достичь появления цепных реакций синтеза благодаря высокой энергией Ферми. Этот вопрос требует отдельного рассмотрения. Что может происходить с увеличением плотностей или температур в изделиях будущего? Один из возможных процессов – это цепные реакции синтеза на ядрах отдачи. Легче всего продемонстрировать эту идею на примере реакции  $\text{DT}$ , в которой образуется быстрый (14 МэВ) нейтрон. Когда такой нейтрон сталкивается с ядрами  $\text{D}$  или  $\text{T}$ , то возникают ядра отдачи. Если энергия нейтрона уменьшается от 14 до 0,2 МэВ, то возникают ядра отдачи с энергией порядка  $7 - 0,2 \text{ МэВ}$  в количестве порядка  $n = 1/e \cdot \ln(14/0,2)$ , где  $e$  – средняя логарифмическая потеря энергии при столкновении нейтрона с ядром;  $e = 0,63$  для 50% смеси  $\text{DT}$  и  $n = 6,7$ . Ядра отдачи, обладая энергией превышающей порог реакций, вступят в реакции с другими ядрами  $\text{D}$  и  $\text{T}$ , появятся новые нейтроны с энергией 14,1 МэВ и так далее.

Цепной процесс будет иметь место, если есть достаточно времени для развития длинной цепи событий, если плотность достаточна для того, чтобы нейтрон совершил в среде  $\text{LiD}$  несколько (порядка  $n$ ) соударений, а электроны были подогреты до энергий порядка 20кэВ. Таким образом, вредный для сжатия  $\text{LiD}$  процесс образования «хвостов» быстрых электронов является полезным эффектом в «холодном» синтезе с учетом цепных реакций, которые идут при больших плотностях или при «горячих» электронах. Температуры порядка 20 кэВ характерны для стадии термоядерного горения. Даже малая доля трития в  $\text{DD}$  – плазме приводит к значительному усилению горения  $\text{DD}$  – компоненты за счет ядер отдачи от  $\text{DT}$  – нейтронов. При концентрации трития около 3-4%, постоянно присутствующего в результате наработки в  $\text{DD}$  – реакции, скорость  $\text{DD}$  – реакции в бесконечной среде в 2 – 3 раза превышает максвелловскую, а для 50% трития усиление  $\text{DD}$  – реакции достигает 20 раз.

Как я уже упоминал, основой второй части этой статьи послужила работа Николая Александрова. Рассмотренная в его работе упрощенная модель счета выхода энергии говорит об оправданности трехступенчатой конструкции, при количестве  $\text{LiD}$  начиная с нескольких тонн. Общая масса изделия при этом может быть в районе 10 –20 тонн, учитывая массу в бомбе вспомогательных устройств и оболочек из природного или обогащенного урана. Подобные изделия требуют специальных средств доставки и способны решать задачи планетарного масштаба. Например: создание гигантской волны, способной смыть восточное побережье США, разрушение опасного для Земли астероида.

Различные вариации двухступенчатой схемы лежат в основе изделий ядерных сил СССР - России. Урановый эллипсоид вращения заключён в корпус из двух, соединённых

основаниями, слегка усечённых защитных пирамид. Под ними находятся системы электропитания и блоки управления наведением и взрывом. Минимальное изделие имеет вес 150 кг и размер 130 см. Его энергия 150 килотонн ТЭ. Ракета ПИОНЕР (SS-20) средней дальности с радиусом полёта до 5500 километров, шахтного и мобильного наземного базирования была способна нести три таких изделия и наводила ужас на Европейских членов НАТО.