

C.350

B-245

1550 / 4-78

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



ЛЯП

P2 - 11072

В.С.Барашенков

ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ
ЭЛЕКТРОЯДЕРНОГО МЕТОДА.

Часть II

1977

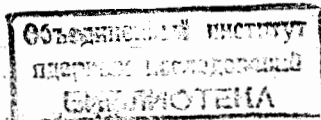
P2 - 11072

В.С.Барашенков

ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ
ЭЛЕКТРОЯДЕРНОГО МЕТОДА.

Часть II

Направлено в ЭЧАЯ



Барашенков В.С.

P2 - 11072

Ядерно-физические аспекты электроядерного метода. Часть II.

Дан обзор современного состояния проблемы применения реакций расщепления для переработки ^{238}U и ^{232}Th в легко делящиеся изотопы ^{239}Pu и ^{233}U . Оценки показывают перспективность этого метода, который наряду с цепной реакцией деления в атомных реакторах и реакцией нуклеосинтеза в термоядерных установках может стать третьим направлением промышленного получения атомной энергии.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Barashenkov V.S.

P2 - 11072

Nuclear-Physical Aspects of Electronuclear Method.
Part II

Uptodate state of the problem of application of a splitting reaction to the conversion of ^{238}U and ^{232}Th to easily fissionable isotopes is presented. Estimates point to the prospectiveness of this method which together with a chain fission reaction in nuclear reactors and a nucleosynthesis reaction in thermonuclear installations might be the third direction for industrial production of atomic energy.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

I. Введение

За семь лет, прошедших после опубликования обзорной статьи /1/, получено много новых экспериментальных и теоретических данных, касающихся накопления легко делящихся изотопов в блоках из U^{238} и Th^{232} . Настоящая работа является обзором этих данных.

Следует еще раз подчеркнуть, что, несмотря на достаточно хорошее согласие расчетов с известными экспериментальными данными, к абсолютным значениям теоретических величин следует относиться с должной осторожностью, рассматривая их как оценки. Для более надежных выводов требуется "отладка" теоретических моделей по значительно большему числу экспериментальных данных, чем это имеется пока в нашем распоряжении.

Работа является продолжением обзора /2/.

II. Угловые и энергетические распределения нейтронов

На рис. I и 2 показаны угловые распределения нейтронов, вылетающих из уранового блока с диаметром $d \approx 1,5 \lambda_{\text{я.н.}}$. Высокоэнергетические частицы резко коллимированы по направлению первичного пучка протонов, однако уже при $\epsilon \approx 50$ МэВ частицы вылетают практически изотропно. Такой характер угловые распределения имеют и внутри блока независимо от его состава и геометрии. Это является простым следствием кинематики каскадной лавины частиц. Отклонения (в сторону увеличения анизотропии) наблюдаются лишь для очень тонких мишеней.

Из гистограмм рис. 3 видно, что подавляющее число нейтронов обладает энергией, меньшей, чем 10 МэВ, с максимумом в районе нескольких сотен КэВ. По сравнению с медленными нейтронами число высокоэнергетических частиц совершенно незначительно.

На рис.3 спектр вылетающих из блока нейтронов сравнивается со спектром нейтронов, образующихся в упругих и неупругих ядерных реакциях при $T > 10,5$ МэВ (аналогичные спектры для других размеров блоков изображены на рис.8 в ^{/2/}). В свинцовой мишени эти спектры имеют практически одинаковую форму и различаются только по абсолютной величине; в урановом блоке благодаря процессам деления спектр вылетающих нейтронов резко сдвинут в области меньших энергий.

Форма энергетических спектров медленных частиц внутри мишени, $N=N(T, z, r)$, слабо зависит от энергии первичных протонов, хотя благодаря вкладу быстрых каскадных частиц суммарные спектры всех образующихся в блоке нейтронов с ростом T медленно сдвигаются в область больших энергий. Средняя энергия вторичных частей в широком интервале значений T остается величиной порядка 1 МэВ.

Насколько согласуются между собой расчеты дифференциальных распределений dN/dT и $d^2N/dTd\Omega$, выполненные различными авторами, видно из рис.4 и 5. В целом результаты вычислений близки между собой. Некоторые расхождения в спектрах вылетающих частиц связаны, главным образом, со способом расчета нейтронов, испускаемых осколками деления, который более последователен в работе ^{/3/}, а также с различием в использованных системах групповых констант для описания поведения низкоэнергетических частиц в блоке. Двойные дифференциальные распределения на рис.5 хорошо согласуются с экспериментом при $T < 10$ МэВ; при больших энергиях теоретические значения (близкие между собой) оказываются несколько ниже экспериментальных. Следует, однако, иметь в виду, что в этой области энергий опытные данные не очень точны и, как отмечают сами авторы работы ^{/5/}, являются пока лишь предварительными.

В целом теоретические и экспериментальные данные хорошо согласуются при измерении величины энергии T на четыре порядка.

На рис.6 показаны расчетные энергетические спектры вылетающих из мишени γ -квантов. В эти спектры включены лишь те γ -кванты, которые образуются в результате ядерных (n, γ) -реакций. Как видно, значительная часть этого излучения поглощается мишенью (выход γ -квантов уменьшается при переходе к малым углам). В среднем из мишени с размером 10×10 см вылетает лишь около 3% рождающихся γ -квантов. Кроме этого, в результате распада

частиц ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ и др.) в мишени образуются высокоэнергетические γ -кванты, для которых мишень более прозрачна; однако интенсивность такого излучения значительно меньше интенсивности γ -лучей от (n, γ) -реакций и становится существенной лишь при очень высоких энергиях.

III. Снижение ионизационных потерь

Как уже отмечалось в ^{/2/}, энергия каскадных частиц, а следовательно, и потоки вторичных частиц в блоке чрезвычайно сильно зависят от величины ионизационных потерь. Эти потери можно снизить (и тем самым увеличить выход нейтронов), если вместо протонов использовать пучки ускоренных ядер, где с самого начала имеются неионизирующие частицы - нейтроны. Такие ядра будут взаимодействовать с веществом, грубо говоря, как пучок, состоящий из смеси протонов и нейтронов.

Многими авторами (см., например, работы ^{/6,7/} и обзор ^{/1/}, где приведена библиография) обращалось внимание на перспективность применения пучков ускоренных дейтронов. Это подтверждалось как соображениями общего характера, так и непосредственными экспериментальными данными по выходу нейтронов из облученных дейтронами урановых и свинцовых мишеней. Детальный количественный анализ взаимодействий высокоэнергетических дейтронов с тяжелыми средами стал возможен после разработки каскадной модели дейтрон-ядерных взаимодействий ^{/8-10/}.

Расчет неупругого столкновения дейтрона с ядром в этой модели сводится к рассмотрению совокупности двух каскадов, порожденных в ядре-мишени нуклонами налетающего дейтрона. В области энергий $T < 1$ ГэВ эти каскады с хорошей точностью можно считать независимыми ^{/8/}; однако если $T > 1$ ГэВ, то необходимо уже учитывать изменение числа нуклонов ядра-мишени по мере развития в нем ливня каскадных частиц ^{/9/}. Распад возбужденного ядра, остающегося после каскадной стадии процесса, осуществляется путем конкурирующих между собой процессов испарения и деления ^{/10/}.

Хотя экспериментальных данных о взаимодействии пучков дейтронов с делящимися средами в настоящее время очень мало, хорошее согласие теории и опыта для дейтрон-ядерных взаимодействий и согласие расчетных и измеренных выходов нейтронов из облученных

блоков (см. ниже) дает определенную уверенность в правильности также и других теоретических результатов ^{/4/ ж).}

Как видно из таблицы I, замена пучка протонов дейтронами действительно приводит к значительному увеличению числа быстрых частиц, а, следовательно, должна приводить к увеличению и других характеристик, определяющих интенсивность процесса размножения частиц в облучаемом блоке. Однако с ростом энергии преимущество дейтронного пучка постепенно утрачивается. При $T=2$ ГэВ использование пучка дейтронов увеличивает поток быстрых частиц в блоке всего лишь на 6% против 40% при $T=0,3$ ГэВ. Для повышения эффективности электроядерного метода наиболее перспективной представляется область энергий $T \approx 0,7 + 1$ ГэВ ~~жж).~~

Таблица I.

Отношение средних чисел неупругих взаимодействий частиц с энергиями $T > 10,5$ МэВ в практически бесконечном урановом блоке, облученном дейтронами и протонами с энергией T ^{/7/}.

T, ГэВ	$N_{in}(d+U) / N_{in}(p+U)$
0,3	1,4
0,66	1,26
1,0	1,17
2,0	1,06

Это подтверждается также данными таблицы 2 и рис.7, где приведены расчетные значения полного выхода нейтронов ~~жжж).~~

ж) Вместе с тем для уточнения теории, которая разработана пока еще хуже, чем в случае нуклон-ядерных взаимодействий, важно иметь более подробную экспериментальную информацию о взаимодействиях высокоэнергетических дейтронов, в частности данные по сечениям упругих и неупругих столкновений дейтронов с ядрами, спектральные распределения низкоэнергетических частиц из взаимодействий дейтронов с тяжелыми ядрами и т.д.

жж) Использование пучков ядер снова становится выгодным при очень высоких энергиях $T \gtrsim 10$ ГэВ/нукл.; см. § V.

жжж) Как и в случае протонов, предполагалось, что точечный источник дейтронов, излучающий вдоль оси z , расположен внутри блока на глубине $z_0 = 26$ см (см. ^{/2/}).

Так же как и в случае протонного пучка, величина n быстро увеличивается с ростом энергии первичной частицы, особенно при $T < 1$ ГэВ. В области больших энергий степень роста несколько снижается и при $T \gtrsim 2-3$ ГэВ становится такой же, как для протонов. (Для сравнения в последней колонке таблицы указаны отношения полных выходов нейтронов в случае дейтронного и протонного облучений при одной и той же энергии T).

В таблице 2 указан также выход нейтронов, образующихся в ядерных реакциях при $T > 10,5$ МэВ. По сравнению с протонным облучением этот выход увеличивается в той же пропорции, что и полный выход $n(T)$.

Таблица 2.

Выход нейтронов в практически бесконечном блоке из естественной смеси изотопов урана, облучаемом дейтронами с энергией T (нейтронов на первичный дейтрон) ^{/7/}.

T, ГэВ	n	$n(T < 10,5 \text{ МэВ})$	$n(d+U)/n(p+U)$
0,3	19	11,2	1,5
0,4	34	19,5	1,4
0,5	51	29	1,3
0,6	66	38	1,3
0,7	83	46	1,3
0,8	99	55	1,3
0,9	113	63	1,3
1,0	127	70	1,3
1,25	156	88	1,2
1,5	180	104	1,1
1,75	204	119	1,1
2,0	233	139	1,1

О пропорциональности величин n , $n(T > 10,5 \text{ МэВ})$ и энергии T в случае дейтронов можно говорить лишь в грубом приближении — для небольших интервалов ΔT .

На рис.8 приведены данные по выходу нейтронов из свинцовый мишени. Теоретические и экспериментальные данные хорошо согласуются, однако для этого потребовалось достаточно детально промоделировать условия эксперимента: учесть разброс энергии пучка

дейтронов, пространственное размытие этого пучка и пр. При замене пучка протонов дейтронами величина $n_{\text{вкл}}$ несколько возрастает, однако различие невелико.

На рис.13 в ^{12/} дано сравнение распределений плотностей нейтронов, образующихся в свинцовой и урановой мишенях под действием пучка дейтронов и протонов различных энергий. В случае дейтронного пучка нейтроны распределяются с более узким максимумом и их число медленнее уменьшается с ростом "глубины" z , что обусловлено меньшим ядерным пробегом дейтронов и довольно значительным вкладом в неупругие столкновения при больших z нейтронов, образовавшихся в реакциях стрипинга. Поскольку, однако, большая часть нейтронов вылетает из блока через боковую поверхность (ср., например, распределения $N_1(r)$ и $N_2(z)$ на рис.9 или рис.10 в ^{12/} при максимальных значениях r и z), где вклад стрипинговых нейтронов мал, то величина отношения $n_{\text{вкл}}/n$ мало изменяется.

Можно было бы еще более снизить "непроизводительные" ионизационные потери, если использовать пучки ядер трития. Расчеты взаимодействий с урановыми блоками ядер трития показывают, что при $T = 0,3, 1$ и 2 ГэВ отношение $n(t+u) / n(d+u) = 1,54, 1,40, 1,23$ (см. также рис.7)*.

В последние годы были разработаны каскадные модели, позволяющие с хорошей точностью рассчитывать столкновения различных пар легких и тяжелых ядер с учетом процессов испарения, деления и предкомпаундного распада ^{11-13/}. Однако никаких расчетов распространения пучков высокоэнергетических ядер в средах пока не выполнено. Экспериментально этот вопрос также еще не исследовался.

Некоторые авторы предлагали уменьшить влияние ионизационных процессов путем введения перед блоком урана слоя веществ (например, Be^9) с большим выходом реакций типа (p, xn) . К сожалению, экспериментальные исследования показали ^{14/}, что этот путь не дает положительных результатов: выход нейтронов оказывается все же меньшим, чем при непосредственном облучении урана.

Если на длине ионизационного пробега в облучаемый урановый блок ввести гомогенную примесь легкого вещества, то по мере увеличения этой примеси ионизационный пробег заряженных частиц будет возрастать быстрее их ядерного пробега $\lambda_{\text{я.н.}}$, благодаря чему

* Я благодарен С.Е.Чигринову за проведенные расчеты этих величин.

можно было бы, вообще говоря, надеяться на более полное использование пучка первичных протонов ^{16/}. Детальное рассмотрение нескольких вариантов показало, однако, что на этом пути также, по-видимому, нельзя получить выигрыша.

Реальная возможность уменьшения ионизационных потерь в настоящее время связана с использованием пучков ускоренных ядер и переходом в область очень высоких энергий, где все заряженные частицы становятся слабо ионизирующими ^{ж)}.

IV. Тепловыделение в облучаемых блоках

Величина тепловой энергии, выделяющейся в облучаемом веществе, складывается из ионизационных потерь, энергии, которая освобождается при делении и испарении ядер, и энергии отделения частиц. В урановых и ториевых блоках основной вклад дает энергия деления. В толстых блоках эта энергия значительно превосходит энергию первичных протонов (см. таблицу 3). В области $T \approx 1-2$ ГэВ на каждый ГэВ энергии, внесенный первичным протоном в мишень из U^{238} , в последней выделяется 3-4 ГэВ дополнительной энергии.

Распределение тепловыделения в целевой среде (рис.9) близко к распределению числа актов деления, при этом наиболее важным оказывается низкоэнергетическое деление, особенно деление ядер U^{235} . Это хорошо видно из сопоставления расчетных данных на рис. 10 и в таблице 4, (ν^5 и ν^8 - число актов деления ядер U^{235} и U^{238} , $\nu = \nu^5 + \nu^8$ - полное число делений). Например, при $T \approx 660$ МэВ по сравнению с блоком из чистого U^{238} в мишени из естественной смеси изотопов урана число делений возрастает более чем наполовину; приблизительно в такой же пропорции увеличивается и тепловыделение: с 2,7 до 3,9 ГэВ.

^{ж)} При высоких энергиях налетающего ядра становится существенной доля энергии, уносимой электромагнитными каскадами, инициируемыми распадом L^0 -мезонов.

Таблица 3.

Тепловыделение в практически бесконечном блоке из естественной смеси изотопов урана, облученном протонами и дейтронами с энергией T (в расчете на одну первичную частицу; статистическая ошибка расчета q и n - около 5%; в значениях Q/n ошибка - 10%) ^{77/}.

T, ГэВ	Q, ГэВ			Q/n, $\frac{\text{МэВ}}{\text{нейтрон}}$	
	p	d	d/p	p	d
0,3	1,0	1,3	1,3	77	68
0,66	3,9	4,7	1,2	67	62
1,0	6,3	7,5	1,2	62	59
2,0	15,1	13,9	0,9	70	61

В мишени с внутренним источником протонов максимальное тепловыделение происходит на расстоянии от источника $z-z_0 \approx \lambda_{\text{я,н}2}$ (напомним, что аналогичный характер имеют приведенные в предыдущем разделе распределения числа взаимодействий вторичных частиц в блоке).

Для мишеней, облучаемых внешним пучком протонов, основная часть тепла (η , соответственно, числа делений ν) сосредоточена в начале мишени и быстро уменьшается при переходе к более глубоким ее слоям.

Форма распределений $\nu(z, r)$ и $Q(z, r)$ слабо зависит от энергии первичных частиц и лишь несколько смещается при уменьшении этой энергии к точке входа пучка из-за увеличения относительного вклада ионизационных потерь.

Полное тепловыделение в блоке Q растет пропорционально энергии протонов T , причем тепловая энергия, выделяющаяся в расчете на один нейтрон, Q/n , остается практически постоянной при $T \geq 0,7$ -1 ГэВ, составляя около 65 МэВ в бесконечной среде из естественной смеси изотопов урана и примерно 60 МэВ в среде из ^{238}U - намного меньше, чем для других способов генерации

ТАБЛИЦА 4.

Число актов деления в блоке из естественной смеси изотопов урана под действием протонов и дейтронов с энергией T (в расчете на одну первичную частицу; практически бесконечный блок) ^{77/}.

T, ГэВ	Q, ГэВ					
	0,3		0,66		1,0	
	p	d	p	d	p	d
$\nu(T > 10,5 \text{ МэВ})$	0,92	1,2	3,7(3,6)	4,4	6,4	7,0
$\nu(T < 10,5 \text{ МэВ})$	2,2	3,3	9,7(7,4)	11,9	17,7	21,2
$\nu(T < 10,5 \text{ МэВ})$	0,66	0,95	3,1(-)	3,9	5,0	7,2
ν	3,8	5,45	16,5(10,5)	20,2	29,1	35,4
					12,6	13,1
					36,5	38,3
					11,0	11,7
					60,1	63,1

* В скобках указаны значения для блока из чистого ^{238}U .

нейтронов (исключение составляют лишь термоядерные источники, см. таблицу 5). Относительно низкое "тепловое сопровождение" вторичных нейтронов - замечательная особенность электроядерного метода, основанного на использовании протонов и более тяжелых частиц.

Таблица 5.

Тепловыделение в мишени при различных способах генерации нейтронов /16/

№	Используемая реакция	Тепловыделение, МэВ/нейтрон	Выход нейтронов на один мегаватт
1.	$t(d,n)He^4$ ($T=250$ КэВ)	2500	$2,4 \cdot 10^{15}$
2.	$U(e,\gamma;xn)$ ($T=35$ МэВ)	2000	$3 \cdot 10^{15}$
3.	$Be^9(d,n)B^{10}$	1200	$5 \cdot 10^{15}$
4.	Деление	190	$3 \cdot 10^{16}$
5.	$U(p,xn)$ ($T=1$ ГэВ)	60	10^{17}
6.	$Bi(p,xn)$ ($T=1$ ГэВ)	30	$2 \cdot 10^{17}$
7.	Термоядерная реакция с d,t	3	$2 \cdot 10^{18}$

Еще меньшей величиной тепловыделения характеризуются мишени из свинца, висмута и других, более легких элементов (рис. II, I2)*). При $T \approx 1$ ГэВ отношение Q/n для свинцовой мишени с диаметром $D = 10$ см приблизительно в два раза меньше, чем для мишени из U^{238} . Это связано с тем, что деление ядер свинца происходит лишь под действием высокоэнергетических частиц и несравненно

*) Сопоставление с данными других авторов показывает, что данные рис. II для тория несколько завышены.

реже, чем для ядер урана (рис. 4,5 в /2/) и основной вклад в тепловыделение происходит от ионизационных процессов.

По этой же причине на рис. I2 различие тепловыделения в тяжелой свинцовой и легкой бериллиевой мишенях $Q(Pb) - Q(Be)$ во много раз меньше разности $Q(U) - Q(Be)$.

В области $T \lesssim 0,5$ ГэВ различие "удельного тепловыделения" для делящихся и неделящихся мишеней быстро уменьшается; при $T \approx 0,2$ ГэВ $(Q/n)_U \approx (Q/n)_{Pb}$, а при еще меньших энергиях величина Q/n в урановой мишени становится даже несколько меньшей, чем в мишени из свинца.

В таблицах 3, 4 и на рис. I3 приведены расчетные данные для урановых мишеней, облученных высокоэнергетическими дейтронами. В области $T \approx 0,3-1$ ГэВ тепловыделение для дейтронов на 20-30% больше, чем для протонов, однако рассчитанное на один нейтрон выделение тепла под действием дейтронного пучка, Q/n , в пределах статистической точности расчетов оказывается таким же, как и в случае протонов.

Величина Q/n не изменяется и при переходе к ядрам трития: для $T = 0,3; 0,66; 1$ и 2 ГэВ отношение Q/n в этом случае, по оценкам С.Е. Чигринова*, составляет соответственно 71,63, 61 и 61 МэВ.

При энергиях, больших, чем несколько ГэВ, не зависящей от типа первичной частицы, становится и величина тепловыделения Q **).

Форма пространственных распределений $\psi(z,r)$ и $Q(z,r)$ также мало изменяется при замене протонного пучка дейтронами.

В случае свинца и более легких ядер тепловыделение оказывается не зависящим от типа первичной частицы даже при энергиях $T \approx 0,3$ ГэВ.

Следует подчеркнуть, что, несмотря на сравнительно малую величину отношения Q/n , суммарное тепловыделение в облучаемых блоках очень велико. Например, в электроядерной установке с энергией протонов $T=1$ ГэВ, током 100 мА и мишенью из U^{238} выделяемая тепловая мощность составляет 430 мВт. (Это значение хорошо

*) см. стр. 8.

**) В таблице 3 величина Q для дейтронов при $T=2$ ГэВ несколько меньше, чем для протонов. Следует, однако, иметь в виду, что статистические ошибки расчетов составляют около 5%, т.е. $\Delta Q \approx \pm 1$ ГэВ при $T \approx 2$ ГэВ.

согласуется с оценкой канадских физиков: $Q \approx 1200$ мВт при токе протонов 300 мА, который предполагается в проектируемой электро-ядерной установке по производству 1 т плутония в год ^(33/). При использовании необходимого природного урана мощность тепло-выделения составит 630 мВт. Для дейтронного пучка указанные числа возрастут в полтора раза.

Понятно, что если не использовать сильно расфокусированных пучков частиц и не применять эффективного теплоотвода, то выделение таких количеств тепла приведет практически к мгновенному, взрывообразному разрушению части мишени.

С другой стороны, облучаемая высокоэнергетическими частицами мишень, подобно атомному реактору, может служить мощным источником тепла. Под действием 100 мА пучка протонов тепловыделение в мишени из U^{238} за год (300 суток) составит около $3,1 \cdot 10^6$ мВт·ч. Использование необходимого урана повысит эту величину до $4,5 \cdot 10^6$ мВт·ч.

Если k_{II} — к.п.д. преобразования электроэнергии, затраченной на питание ускорителя; в энергию пучка ускоренных частиц, а $k_{эл}$ — к.п.д. обратного преобразования тепловой энергии в электрическую, то отношение возвращенной и затраченной электроэнергии

$$k_{тепл} = \frac{E_{возвр}}{E_{затр}} = \frac{Q(T)k_{эл}}{T/k_{II}} = \frac{Q(T)}{T} k_{II} k_{эл} \quad (I)$$

Хотя для современных ускорителей, используемых в исследованиях по физике частиц и ядер, коэффициент k_{II} еще невелик ($\sim 1-0,01\%$ ^(20,21/)), быстрый прогресс ускорительной техники и теоретические разработки указывают на возможность создания установок с очень высокой эффективностью преобразования затрачиваемой энергии в мощность пучка. Сейчас имеются реальные технические возможности для создания сильноточных ускорителей с коэффициентом $k_{II} = 60-80\%$. Можно предполагать, что в будущих установках, специализированных на производстве энергии, величина k_{II} будет еще больше ^(22/ *).

*) Я благодарен В.П. Дмитриевскому и А.П. Федотову за обсуждение этого вопроса.

Что касается коэффициента $k_{эл}$, то его можно выбрать таким же, как для существующих атомных электростанций: $k_{эл} \approx 30\%$.

Из рис. 14, где приведены расчетные значения коэффициента возврата (при $k_{II} = 0,5$), видно, что в мишени из обедненного урана $k_{тепл} < 100\%$, в то же время небольшая примесь U^{235} или плутония может сделать электроядерный метод "самоокупающимся" уже только за счет перевода тепловой энергии в электрическую, не считая энергии, запасенной в ядрах Pu^{239} (см. § V), и возможности дальнейшего промышленного и бытового использования значительной части оставшегося тепла.

Коэффициент $k_{тепл}$ будет возрастать по мере того, как в мишени будет накапливаться Pu^{239} .

В случае дейтронного пучка $k_{тепл} > 100\%$ уже при $T \approx 600$ МэВ (если $k_{II} = 0,5$).

У. Электроядерный брилинг

Вследствие радиационного захвата нейтронов ядрами U^{238} и последующего β -распада в облучаемом блоке образуется изотоп Pu^{239} . Распределение числа захватов, совпадающее с распределением ядер плутония $N_{зах}(z, r) \equiv N(Pu^{239}; z, r)$, показано на рис. 14. Интегральные величины приведены в таблице 6, там же указаны расчетные данные для ядер U^{235} , $N_{зах} \equiv N(U^{236})$, и соответствующие результаты расчетов для дейтронного пучка.

Ядра плутония концентрируются, в основном, в той же зоне $(z - z_0) \approx \lambda_{я.н} / 2$, где происходит наибольшее число взаимодействий и реализуется максимум тепловыделения. Именно эта часть мишени должна в первую очередь направляться для химического выделения плутония.

По сравнению с распределениями выделяющегося тепла и числа делений пространственное распределение образующихся ядер плутония является значительно более пологим и, следовательно, более чувствительным к форме и размерам мишени.

В области $T \sim 1$ ГэВ увеличение энергии первичных частиц на ΔT МэВ дает прирост приблизительно в $120 \cdot \Delta T$ ядер плутония. Близкая величина ΔN (Pu^{239}) получается и для других значений T : энергетическая зависимость числа образующихся ядер плутония почти линейная. Выход плутония при $T \sim 1$ ГэВ увеличивается почти на треть, если вместо протонов использовать пучок дейтронов

(величина $N(\text{Pu}^{239}) \approx 63$ из таблицы 4 для 700-МэВ пучка дейтронов, бомбардирующего мишень из обедненного U^{238} , хорошо согласуется со значением $N(\text{Pu}^{239}) \approx 65$, приведенным в работе /23/).

Накопление плутония резко возрастает даже при очень малых добавках U^{235} . Например, при $T \approx 1$ ГэВ 0,7%-я примесь ядер U^{235} в природном уране увеличивает выход плутония на 20-25%. Аналогичный результат дает примесь самих ядер Pu^{239} .

Таблица 6.

Число ядер U^{236} и Pu^{239} , образующихся в практически бесконечном блоке из естественной смеси изотопов урана под действием пучка протонов или дейтронов с энергией T (в расчете на одну первичную частицу) /7/.

T, ГэВ	Протоны		Дейтроны		$\frac{N(\text{Pu}^{239})_d}{N(\text{Pu}^{239})_p}$
	$N(\text{U}^{236})$	$N(\text{Pu}^{239})$	$N(\text{U}^{236})$	$N(\text{Pu}^{239})$	
0,3	0,19	12	0,21	18	1,5
0,4	0,35	23	0,38	32	1,4
0,5	0,49	36	0,54	48	1,3
0,6	0,62	47	0,70	62	1,3
0,7	0,76	60	0,88	78	1,3
0,8	0,90	71	1,1	93	1,3
0,9	1,05	84	1,2	106	1,3
1,0	1,2	96	1,4	119	1,2
1,25	1,5	124	1,7	146	1,2
1,5	1,9	151	2,0	169	1,1
1,75	2,5	178	2,2	202	1,1
2,0	2,6	203	2,6	219	1,1

Из данных таблицы 6 следует, что годовая производительность (300 суток) электроядерной установки, полностью использующей пучок протонов с энергией $T=1$ ГэВ, интенсивностью 100 мА и мишень из U^{238} , могла бы составить около 470 кг плутония (1,6 кг/сутки). Использование естественного, обедненного урана позволяет увеличить эту производительность до 570 кг/год (1,9 кг-сутки), а переход к пучку дейтронов даст выход около 750 кг плутония в год (2,5 кг/сутки, для обедненного урана).

Следует, однако, подчеркнуть, что приведенные значения относятся к идеализированному случаю практически бесконечного блока из чистого урана без учета теплоносителя и конструктивных материалов, которые, понятно, будут несколько снижать эффективность установки. Так, проработка канадскими физиками проекта электроядерной установки "ING" на основе ускорителя протонов с энергией $T \approx 1$ ГэВ и током 300 мА дала оценку производительности, примерно, в 1 т плутония в год /19,24/. В практически бесконечном блоке из чистого U^{238} при этих условиях следовало бы ожидать выработки около 1,4 т плутония в год. Приблизительно так же соотносятся выходы плутония в практически бесконечной и более реальной проектной мишенях, облучаемых пучком 500-МэВ дейтронов: при токе 320 мА годовая выработка плутония в бесконечном блоке из чистого U^{238} составляет около 800 кг, оценка для мишени в американском проекте MTA равна 576 кг /23,25/.

С другой стороны, скорость образования ядер плутония будет быстро возрастать по мере их накопления в мишени. Это может не только скомпенсировать снижение выхода плутония, обусловленное влиянием теплоносителя и конструктивных элементов мишени, но и значительно превысит расчетные данные для блоков чистого U^{238} . Отсюда видно, насколько важное значение имеет рассмотрение реальных мишеней; данные для мишеней с неизменным компонентным составом имеют лишь ориентировочное значение.

Важной особенностью электроядерного бридинга является то, что скорость выработки плутония в этом случае несравненно больше скорости "размножения" реакторов на быстрых нейтронах. Из сопоставления таблиц 4 и 6 видно, что в бесконечной мишени из естественного урана на каждое разделившееся ядро урана образуется примерно 3,3 ядра плутония. По расчетам канадских физиков проектируемая ими промышленная установка при условии полного обеспечения энергетических нужд замкнутого электроядерного цикла за счет сжигания части образующегося плутония будет выдавать около 1 г плутония на каждые 2 г затраченного уранового сырья, в то время как в реакторах это соотношение составляет приблизительно 1:200. Такая электроядерная установка способна снабжать плутонием десяток реакторов мощностью 1000 мВт /19,24/.

Электроядерный бридинг позволит получать очень большие количества плутония, особенно, если учесть, что к 1980 году все энергетические реакторы, имеющиеся в мире, будут производить всего лишь около 90 кг плутония в сутки /26/.

На рис.14 приведена относительная величина возврата электроэнергии за счет использования тепловыделения в блоке и сжигания образующихся ядер плутония

$$k_{\text{возвр}} = \frac{E_{\text{ПОЛН ВОЗВ}}}{E_{\text{затр}}} = k_{\text{тепл}} + q \frac{k_{\text{п}} k_{\text{эл}} \sigma_f}{T \sigma_a + \sigma_f} \cdot \frac{N(\text{Pu}^{239})}{1-KB} \quad (2)$$

где коэффициент $k_{\text{тепл}}$ определяется соотношением (1), $k_{\text{п}} = 0,5$, $k_{\text{эл}} = 0,3$ (см. § IV), $q \approx 190$ МэВ - энергия деления ядра Pu^{239} (не считая 5% энергии, уносимой нейтрино), $\sigma_f = 742 \delta$ и $\sigma_a = 1028 \delta$ - сечения деления и захвата нейтрона ядром Pu^{239} , KB - коэффициент воспроизводства, определяющий число новых ядер Pu^{239} , образующихся (и сгорающих) в атомном реакторе при сжигании одного ядра плутония. Для легководных реакторов KB = 0,6; это значение и использовалось при расчете кривых рис.14 *).

При $T \gg 1$ ГэВ таким образом можно получить трех-четырекратный выигрыш по сравнению с полной затраченной энергией $E_{\text{затр}}$. Около 60-70% этого выигрыша обязано энергии деления плутония. Использование дейтронного пучка на треть увеличивает выигрыш в энергии при $T \approx 1$ ГэВ и практически не сказывается на величине $k_{\text{возвр}}$ при энергии, большей, чем несколько ГэВ.

С ростом энергии T доля возвращаемой энергии стремится к постоянному пределу. Однако этот вывод не учитывает "эффекта разгонки", связанного с вовлечением в электроядерный процесс образующихся ядер плутония.

В самом ускорителе выделяется тепловая энергия

$$Q_{\text{ускор}} = E_{\text{затр}} - T = T(1 - k_{\text{п}}) / k_{\text{п}} \ll Q_{\text{полн}}$$

Даже при малых значениях коэффициента $k_{\text{п}}$ на поддержание самого ускорителя требуется лишь очень небольшая доля получаемой электрической энергии. В наиболее разработанном к настоящему времени

*) Для тяжеловодных реакторов KB $\approx 0,9$. Я благодарен В.В.Орлову за обсуждение вопросов, касающихся экономики реакторов и расчета коэффициента $k_{\text{возвр}}$.

канадском проекте электроядерной установки для этого необходимо всего только около 2% электрической мощности /19/.

Баланс энергий в электроядерном бридлинге анализировался также в работе В.А.Давиденко /27/, где был сделан вывод о том, что на этом пути принципиально нельзя получить никакого выигрыша в энергии. Однако оценки работы /27/ проведены в наименее благоприятном случае - для ядер Th^{232} и мишени, в которой выход нейтронов вдвое меньше, чем в толстом ("практически бесконечном") блоке, не учитывался коэффициент воспроизводства KB и не учитывалась возможность утилизации тепловыделения в мишени. Как мы видели выше, можно указать условия, когда электроядерный бридлинг дает значительный энергетический выигрыш.

Не может служить возражением против электроядерного метода и то обстоятельство, что расходы на собственные нужды в этом случае выше, чем в реакторах-бридерах, где они составляют не более 10%. Это было бы существенным соображением, если бы реакторы-бридеры действительно могли обеспечить удовлетворительную скорость наработки делящихся веществ.

Вывод В.А.Давиденко о том, что изложенные в его статье соображения "делают идею электроядерного бридлинга неприемлемой в самой основе" (см. /27/, стр.161), совершенно несостоятелен.

В ряде работ предлагалось использовать в качестве мишени подкритическую систему, т.е. объединить воедино ускоритель и реактор на быстрых нейтронах /14,28,29/. Это позволило бы получить очень высокий коэффициент воспроизводства делящегося вещества и в то же время - что особенно важно - использовать ускоритель с меньшей интенсивностью пучка. Образно говоря, электроядерная часть такой системы становится в какой-то мере аналогом диффузионных заводов, на которых делящийся материал отделяется от неиспользуемого U^{238} ; пучок ускоренных частиц дает возможность переработать весь добываемый уран в ядерное горючее /1/. Можно думать, что это - одно из наиболее интересных направлений развития электроядерного метода.

Что касается стоимости производства делящихся веществ электроядерным методом, то в настоящее время здесь можно сделать лишь грубо-ориентировочные расчеты. На рис.16 приведены результаты таких оценочных расчетов, выполненных канадскими физиками. Как видно, стоимость сильно зависит от планируемой производительности установки и при выходе 4 кг плутония в сутки составляет

около 40 \$/г (в ценах 1974 года). Это пока еще значительно выше стоимости производства U^{235} методом диффузионного разделения естественной смеси изотопов урана (≈ 25 \$/г *), в связи с истощением удобных для эксплуатации месторождений цены на урановое сырье быстро возрастает и в 1990-2000 гг. достигнут, по-видимому, уровня, когда электроядерный способ производства может стать более экономичным **.

Когда обсуждается электроядерный метод, то, как правило, имеют в виду сильноточные ускорители с энергией частиц, не превышающей нескольких ГэВ, поскольку переход к очень высоким энергиям, хотя и позволяет, благодаря возрастанию потоков вторичных частиц в мишени, снизить интенсивность пучка ускоренных частиц, тем не менее в целом приводит к значительному усложнению и удорожанию системы. Однако этот вопрос требует более тщательного изучения, и не исключено, что именно "высокоэнергетическое направление" окажется наиболее выгодным для электроядерного бридинга ***).

ж) Стоимость диффузионного выделения U^{235} (при условии извлечения из каждого кг естественного урана 5 г U^{235} с 93%-й концентрацией) составляет в настоящее время 15 \$/г. Стоимость 1 кг U_3O_8 в 1976 году составляла 40-50 \$. Ожидается, что в 1980 году эта стоимость поднимется до 84 \$, а к 1985 году - до 100 \$ /30,31/.

Заметим, что в 1954 году стоимость производства плутония на упоминавшейся выше американской установке с использованием пучка 500-МэВ дейтронов и суточной производительностью, равной 576 кг, оценивалась в 250 \$/г (в пересчете на цены 1974 года) /23,24/.

жж) Для выводов о возможности эффективного практического осуществления этого способа требуется еще проработка многих инженерно-экономических вопросов.

жжж) Я благодарен К.Д.Толстову за многократные обсуждения этих вопросов, а также за прочтение рукописи и многочисленные замечания. Сходные соображения изложены в недавней работе Р.Р.Вильсона /21/.

Действительно, после того как заряженные частицы инжектированы и ускорены до энергий $T \approx 10$ ГэВ, их дальнейшее ускорение происходит уже почти без потерь. Ограничения, связанные с пространственным зарядом и бетатронными колебаниями, по мере увеличения энергии становятся все менее важными; это улучшает эмиттанс пучка и позволяет использовать ускоряющее кольцо с уменьшающейся апертурой и, соответственно, снизить затраты на охлаждение сверхпроводников или, наоборот, использовать ускоряющее кольцо с постоянной апертурой, но существенно увеличить за счет этого число инжектированных и захваченных для ускорения частиц.

Особенно заманчивым представляется использовать пучки высокоэнергетических тяжелых ядер. Это эквивалентно увеличению на один-два порядка интенсивности пучка протонов, позволяет снизить потери энергии на электромагнитные ливни в мишени, а с точки зрения ускорительной техники не вызывает принципиальных затруднений.

При переходе в область энергий $T \gg 10$ ГэВ требования к интенсивности пучка настолько снижаются, что уже строящиеся и проектируемые в настоящее время для исследований по физике элементарных частиц ускорители оказываются по своим параметрам близки к тому, что необходимо для осуществления электроядерного бридинга. Это можно проиллюстрировать на примере создаваемого в Батавии сверхпроводящего ускорителя ("Energy Dabler") на 1000 ГэВ /21/.

Если считать, что число образующихся в урановой мишени ядер плутония и тепловыделение приблизительно пропорциональны энергии протонов, то коэффициент возврата энергии

$$k_{\text{возв}} = k_{\text{эл}} N_p T \cdot [\gamma + q \alpha \sigma_f / (\sigma_a + \sigma_f)] / (E_0 + \beta N_p T),$$

где N_p - число первичных протонов, $\alpha \approx 100/(1-KB)$ - коэффициент мультипликации, $\gamma \approx 7$ (см. таблицы 5 и 6), $\beta N_p T$ - мощность радиочастотной системы (коэффициент $\beta \approx 2$ и может быть доведен до 1,5 /18/), $E_0 \approx 20$ мВт - холостая мощность ускорителя, когда не ускоряется ни одного протона.

Баланс энергии будет положительным ($k_{\text{возвр.}} > 1$), если интенсивность пучка (прот./с)

$$N_p > N_0 \equiv E_0 / [k_{\text{эл}} T (\gamma + q \alpha \sigma_f / (\sigma_a + \sigma_f)) - \beta / k_{\text{эл}}] \approx 2 \cdot 10^{16} / T (\text{ГэВ}),$$

т.е. $N_p > 2 \cdot 10^{13}$ прот./с при $T = 10^3$ ГэВ. Это всего лишь в несколько десятков раз больше интенсивности $N_p \approx 10^{12}$ прот./с, которая запланирована для строящегося ускорителя.

Интенсивность N_0 можно снизить, по крайней мере, на порядок, если в мишени использовать естественный, необедненный или слегка обогащенный уран.*

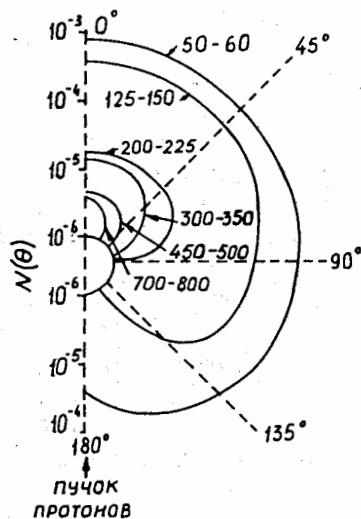


Рис.1. Расчетные угловые распределения нейтронов в различных энергетических интервалах (в единицах нейтрон/первичный протон \cdot МэВ \cdot ср) $^{1/4}$.

Нейтроны вылетают из цилиндрического уранового блока длиной 30 и диаметром 15 см. Возле кривых указаны значения ΔT в МэВ. Энергия первичных протонов $T = 800$ МэВ.

*) Оценочная стоимость высокоэнергетического ускорителя, необходимого для снабжения плутонием реактора с мощностью 100 мВт, составляет около 200 млн. \$ /21/. Стоимость сверхточного ускорителя с энергией $T \sim 1$ ГэВ в канадском проекте электроядерного бриддинга оценивается более чем в 250 \$ /19/. К этим оценкам следует добавить стоимость мишени: 400 млн. \$ /19/. Изготовление такой мишени представляет собой сложную техническую задачу.

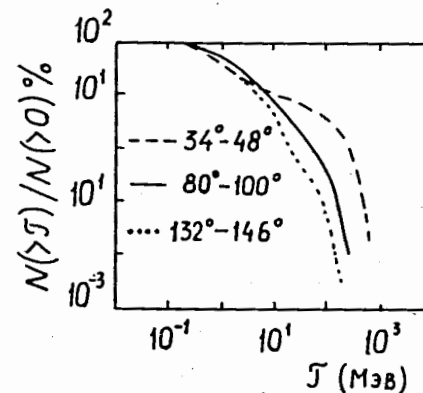


Рис.2. Доля нейтронов (в %) с энергией больше T для трех угловых интервалов (расчет) /4/. Энергия протонов $T = 800$ МэВ; все остальные данные те же, что и для рис.1.

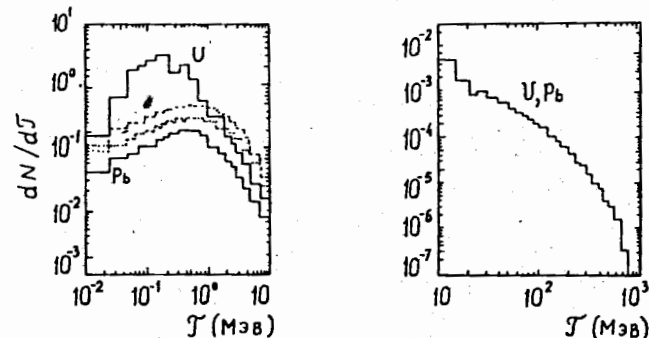


Рис.3. Спектры нейтронов, образующихся в цилиндрических блоках из U^{238} и Pb^{207} длиной 30 и диаметром 15 см под действием пучка 800-МэВ протонов, параллельного оси цилиндра (в единицах нейтрон/первичный протон \cdot МэВ) — — нейтроны, вылетающие из блока; - - - и ... — нейтроны из ядерных реакций при $T > 10,5$ МэВ соответственно для уранового и свинцового блоков.

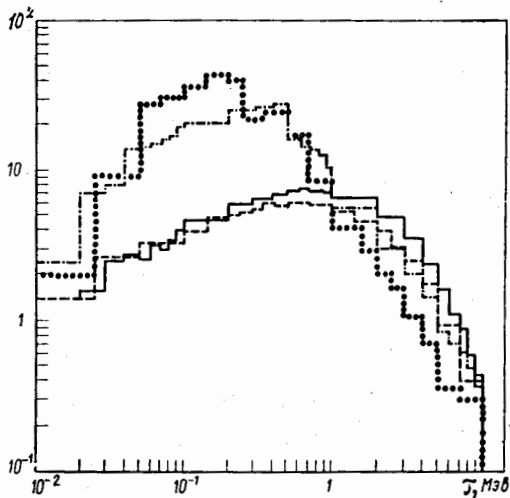


Рис.4.
Спектры нейтронов, образующихся в цилиндрической мишени из U^{238} с размерами 30×15 см под действием пучка 800-МэВ протонов, параллельного оси цилиндра (в единицах нейтрон/первичный протон \cdot МэВ \cdot ср).
— нейтроны из ядерных реакций при $T > 10,5$ МэВ;^{3/}
- - - вылетающие из блока нейтроны^{3/}; — и ... — соответствующие данные работы^{4/}.

Рис.5.
Энергетические спектры нейтронов под углом θ к направлению пучка первичных протонов с энергией $T = 750$ МэВ, бомбардирующих цилиндрический блок из U^{238} размером 30×15 см параллельно его оси. Сплошные гистограммы — расчет работы^{3/}, пунктир — расчет^{4/}. Экспериментальные точки, полученные четырьмя различными методами, взяты из работы^{5/}. Все данные выражены в единицах нейтрон/первичный протон \cdot МэВ \cdot ср.

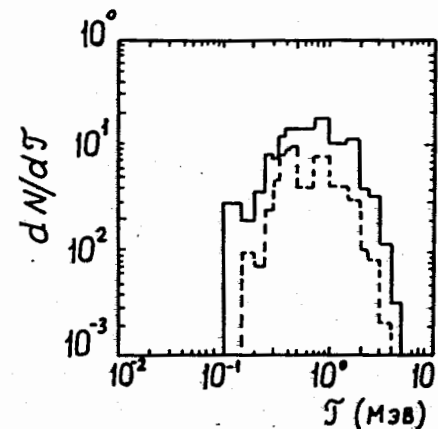
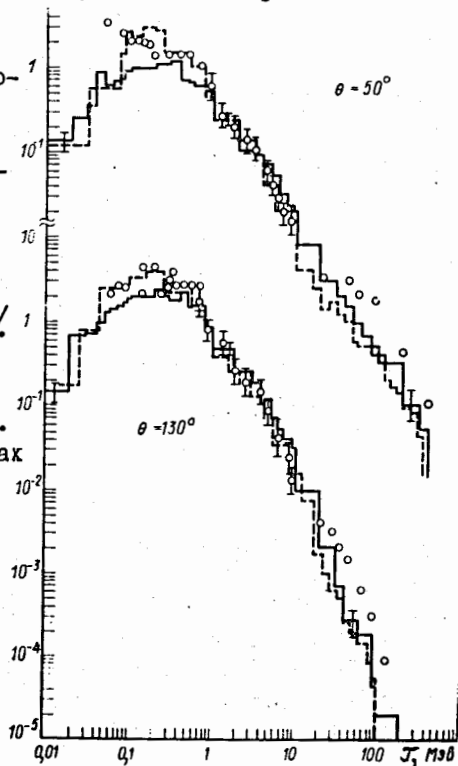


Рис.6. Спектр γ -излучения цилиндрической мишени из U^{238} длиной 30 и диаметром 10 см, облучаемой пучком протонов с энергией $T = 800$ МэВ вдоль оси цилиндра (в единицах число γ -квантов/первичный протон \cdot МэВ \cdot ср)^{4/}.
— — излучение в интервале $\Delta \theta = 33,56^\circ + 48,19^\circ$;
- - - — излучение в интервале $\Delta \theta = 131,81^\circ + 146,44^\circ$.
 θ — угол по отношению к направлению пучка протонов.

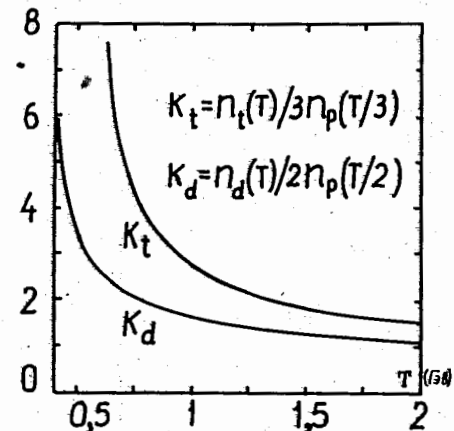


Рис.7. Отношение полного выхода нейтронов в практически бесконечном блоке из естественной смеси изотопов урана, облучаемом дейтронами или ядрами трития с энергией T , к выходу нейтронов, порожденному, соответственно, двумя и тремя протонами с энергией $T/2$ и $T/3$.

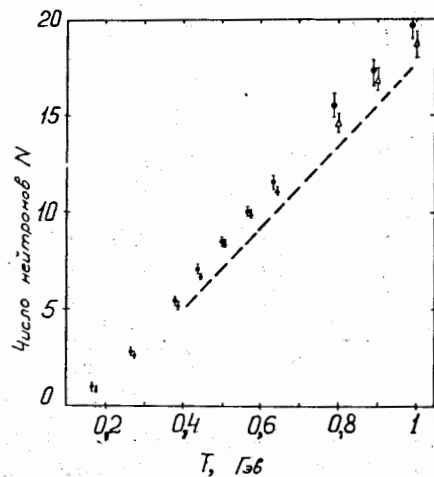


Рис.8. Среднее число нейтронов, вылетающих из цилиндрической свинцовой мишени с размерами 60 x 10 см (в расчете на один первичный дейтрон) ^{17/}.

• - результаты расчета; Δ - экспериментальные данные из работы ^{15/}. Пунктиром показано число нейтронов, вылетающих из мишени, если вместо пучка дейтронов использовать пучок протонов той же энергии T.

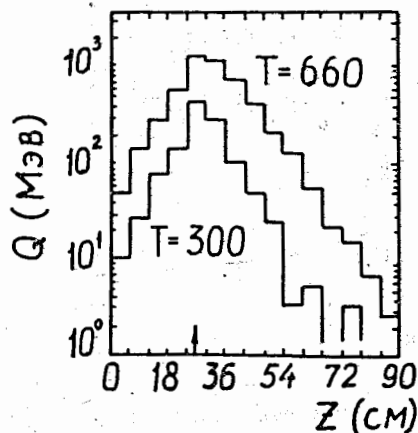


Рис.9. Тепловыделение в практически бесконечном блоке из естественной смеси изотопов урана, облученном протонами с энергией T (в расчете на один первичный протон) ^{16/}.

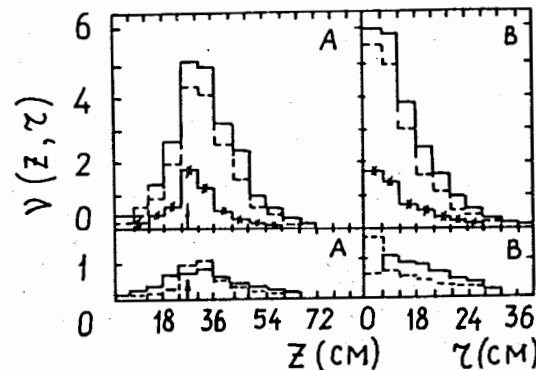


Рис.10. Распределение актов деления в продольном (А) и поперечном (В) направлениях в блоке из естественной смеси изотопов урана, облученном протонами с энергией T (в расчете на один первичный протон) ^{16/}.

На двух верхних рис. — \downarrow для T = 660 МэВ; — — — — \downarrow^8 для T = 660 МэВ; — — — — \downarrow для T = 300 МэВ. На двух нижних рис.

— — — — \downarrow^8 для T > 10,5 МэВ и T = 660 МэВ (высокоэнергетическое деление);

— — — — \downarrow^5 для T < 10,5 МэВ и T = 660 МэВ (низкоэнергетическое деление).

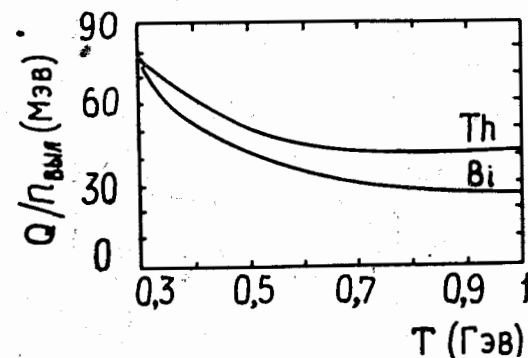


Рис.11. Тепловыделение в мишени из тория и висмута в расчете на один вылетающий нейтрон ^{133/}.

Длина мишени 60 см, диаметр 10 см. T - энергия первичных протонов.

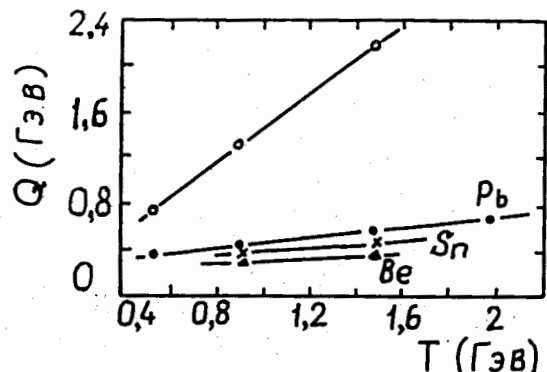


Рис.12. Тепловыделение в цилиндрической мишени диаметром 10 см и длиной 60 см, облучаемой пучком протонов с энергией T . Мишень помещена в центр замедляющего (и отражающего) нейтроны водяного бака с размерами 180 x 180 x 180 см. Пучок протонов попадает на торец мишени через вакуумированный канал. Расчетные данные - на один первичный протон^{/17/}.

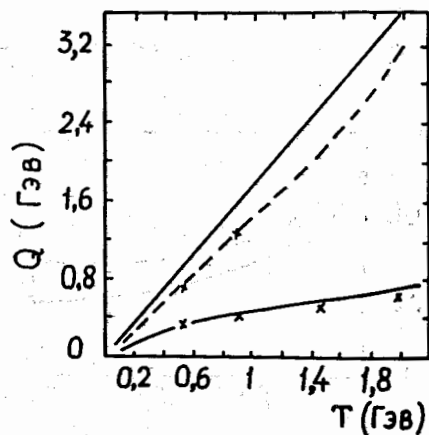


Рис.13. Тепловыделение в урановом и свинцовом блоках диаметром 10 см и длиной 60 см под действием протонов и дейтронов с энергией T . Кривая - расчет из работы /7/. (В случае свинца данные для протонов и дейтронов укладываются на одну кривую); x - теоретические данные работы /18/ для пучка протонов.

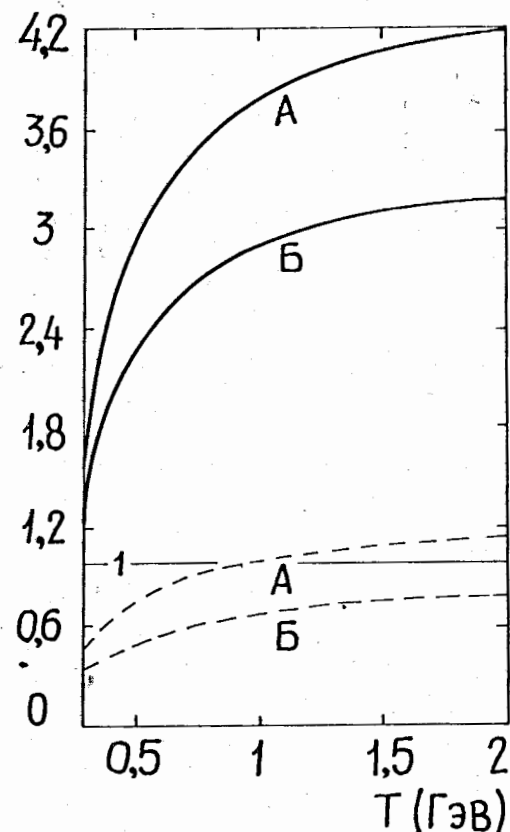


Рис.14. Доля тепловой энергии, возвращаемой в электросеть, в установке с практически бесконечным урановым блоком, который облучается протонами с энергией T . А - естественная смесь изотопов урана; Б - U^{238} . Сплошные кривые - $K_{полн}$, пунктир - $K_{тепл}$.

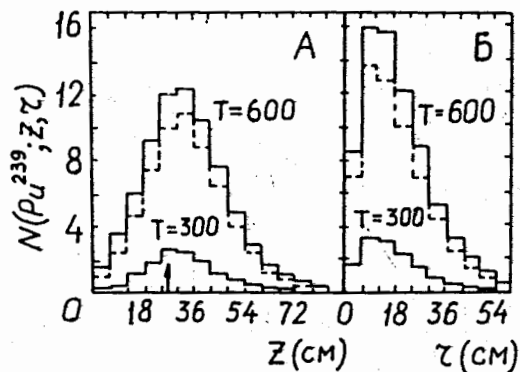


Рис.15. Распределение ядер Pu^{239} по практически бесконечному урановому блоку, облученному протонами с энергией T МэВ (в расчете на один первичный протон) /6/.

А - распределение в радиальном, В - распределение в продольном направлениях.

Сплошные гистограммы - расчет для естественной смеси изотопов урана, пунктир - расчет для блока из чистого U^{238} при $T = 660$ МэВ. Стрелкой показано положение источника протонов (глубина щели).

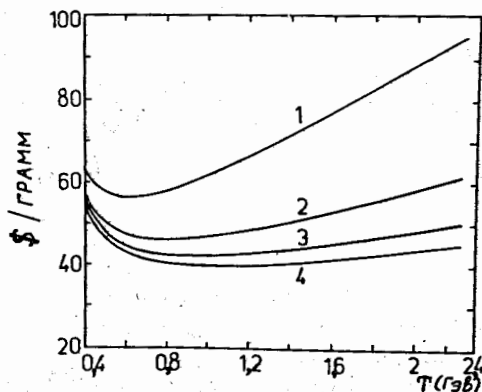


Рис.16. Оценочная стоимость производства 1 г делящегося вещества электроядерным методом в зависимости от производительности установки и энергии протонов /24/. Кривые 1,2,3,4 соответствуют производительности, равной 1,2,3,4 кг делящегося вещества в сутки.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Г.Васильков и др. АЭ 29, 151 (1970).
2. В.С.Барашенков. ОИЯИ, P2-II071, Дубна, 1977.
3. В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев, С.Е.Чигринов; АЭ 37, 475(1974).
4. R.R.Fullwood et al., Report LA-4789-UC, Los Alamos, 1972.
5. J.S.Fraser, J.S.Hewitt, J.Walker; Gmelin Institute Report 66-221-4, Sherbrooke, Quebec, Canada, 1966.
6. В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев; АЭ 35, 163(1973).
7. В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев, С.Е.Чигринов; АЭ 37, 480(1974).
8. В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. Атомиздат, М., 1972.
9. В.С.Барашенков и др. уФН 109, 91(1973).
10. V.S.Barashenkov et al.; Nucl. Phys. A206, 131(1973).
11. В.С.Барашенков и др.; ЯФ, 17, 434(1973).
12. К.К.Гудина, В.Д.Тонеев - в кн. "Образование и распад возбужденных ядер", изд-во "Штиинца", Кишинев, 1976, стр.52.
13. К.К.Gudina, V.D.Toneev; JINR E4-9489 (1976).
14. W.E.Crandall, C.P.Millburn; J.Appl.Phys.29, 698(1958)
15. D.West, B.Wood; Canad. J. Phys. 49, 2061(1971).
16. G.A.Bartholomew; Proc. of the Intern. Conf. on the Study of Nuclear Structure with Neutrons (Antwerp., 1965), North Holland Publishing Co., Amsterdam, 1956, p. 458.
17. W.A.Coleman, R.G.Alsmiller; Nucl. Sc. and Ingen. 34, 104 (1968).
18. W.A.Coleman; Report ORNL-TM-2206, Oak Ridge, 1968.
19. W.D.Metz; Science 193, 307 (1976).
20. F.Howard; Proc. of the VI-th Intern. Conf. on High Energy Accelerators, ORNL-AIC-1, Oak Ridge, 1967.
21. R.R.Wilson; Report FN-298, 0102.000, Batavia, 1976.
22. P.Tunncliffe, Reports AECL-2177, Chalk River, Ontario, 1965. AECL-2750, Chalk River, Ontario, 1967.
23. Livermore Research Laboratory Report LRL-102(Del), 1954.
24. P.R.Tunncliffe, B.G. Chidley, J.S.Fraser, Report on the intern. conf. on accelerators in Chalk River, Ontario, 1976.
25. Patent of USA, No 2, 933, 442 (1960).
26. L.Rosen, CERN Courier 11; 159 (1971).
- Русский перевод: уФН 106, 664(1972).
27. В.А.Давиденко. АЭ 29, 158(1970).

28. The AECL Symposium on the generation of intense neutron fluxes (1965), AECL-2177, Chalk River, Ontario, 1966.
29. The AECL study for an intense neutron generator, AECL-2600, Chalk River, Ontario 1966.
30. Nucleonics Week, Special Issue, 6 August, 1973, p.3 (AEC-calculated public vs. private enrichment costs).
31. Chem. Economy Eng. Rev. 8, No 4, 50 (1976).
32. Proc. of the seminar on the intense neutron sources, Santa-Fe, New Mexico, 1966.
33. J.C.D.Milton, J.S.Fraser; Report AECL-2259, Chalk River, 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 ноября 1977 года.