

Б-245

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

3717/2-72

30/x-72

P16 - 6623



В.С. Барашенков, В.Д. Тонеев

ПОТОКИ НЕЙТРОНОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ПРОТОНАМИ
В ТОЛСТЫХ БЛОКАХ УРАНА

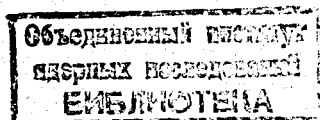
1972

P16 - 6623

В.С. Барашенков, В.Д. Тонеев

ПОТОКИ НЕЙТРОНОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ПРОТОНАМИ
В ТОЛСТЫХ БЛОКАХ УРАНА

Направлено в АЭ



В связи с обсуждением перспектив электроядерного метода получения энергии и накопления редких изотопов /1-3/ в последнее время вновь повысился интерес к процессам, происходящим в делящихся средах под действием пучков высокоэнергетических частиц.

В данной работе приводятся некоторые результаты теоретического исследования этих процессов, выполненного в ОИЯИ в 1964-1968 гг. Эти результаты получены методом Монте-Карло путем непосредственного моделирования "судьбы" каждой частицы в блоке вещества до ее радиационного захвата или выхода из блока.

Необходимые для расчета характеристики взаимодействия частиц с ядрами вычислялись также методом Монте-Карло на основе каскадно-испарительной модели в сочетании со статистической теорией деления, что дает хорошее согласие с известными экспериментальными данными. Поскольку энергия первичных частиц была не слишком высокой ($T < 700$ Мэв), мы пренебрегали процессами мезообразования.

Заряженные частицы прослеживались вплоть до энергии 30 Мэв; учитывались их ионизационные потери. Поведение нейтронов в области энергий, меньших 10,5 Мэв, описывалось с помощью 25-групповой системы реакторных констант /4/.

Имеющаяся в нашем распоряжении программа позволяет выполнять расчеты практически для любой геометрии и любого состава облучаемого вещества, однако приводимые ниже данные относятся к блокам чистого урана ^{238}U и естественной смеси изотопов ^{238}U и ^{235}U ($\eta = N_{\text{я}}(^{235}\text{U}) / N_{\text{я}}(^{238}\text{U}) = 0,72\%$); для конкретности мы предполагали, что блоки имели форму цилиндра с радиусом $R = 60$ см и длиной $L = 90$ см. Точечный источник, испускающий протоны вдоль центральной оси цилиндра, располагался внутри блока на расстоянии $z_0 = 26$ см от его переднего края x' .

На рис. 1 в зависимости от радиуса r и "глубины" z показано распределение по блоку числа ядерных взаимодействий нуклонов в каскадной лавине, порожденной одним первичным протоном,

$$N_{\parallel}^t(z) = 2\pi \int_0^R N^t(z, r) r dr \quad \text{и} \quad N_{\perp}^t(r) = \int_0^L N^t(z, r) dz.$$

На рис. 2 приведены соответствующие распределения неупругих ядерных взаимодействий $N_{\parallel}^{\text{ин}}(z)$ и $N_{\perp}^{\text{ин}}(r)$. Для сравнения на рис. 1 отдельно представлены распределения числа взаимодействий, относящихся только к высокоэнергетической компоненте, не содержащей вклада "испарительных частиц" ($T > 10,5$ Мэв). Гистограммы рис. 3 показывают, как величина $N^t(z, r)$ изменяется по мере удаления от центральной оси блока.

x' Экспериментально это соответствует тому, что хорошо коллимированный пучок первичных протонов попадает в узкий вырез вдоль центральной оси цилиндра с глубиной z_0 .

Поскольку средний ионизационный и средний ядерный пробеги протонов с энергией порядка нескольких сотен Мэв значительно меньше размеров рассматриваемого блока (например, для $T = 660$ Мэв $\lambda_{\text{иониз.}} = 19$ см и $\lambda_{\text{яд.неупр.}} = 10$ см), результаты расчетов должны быть близки к данным для случая распространения протонов в бесконечной среде.

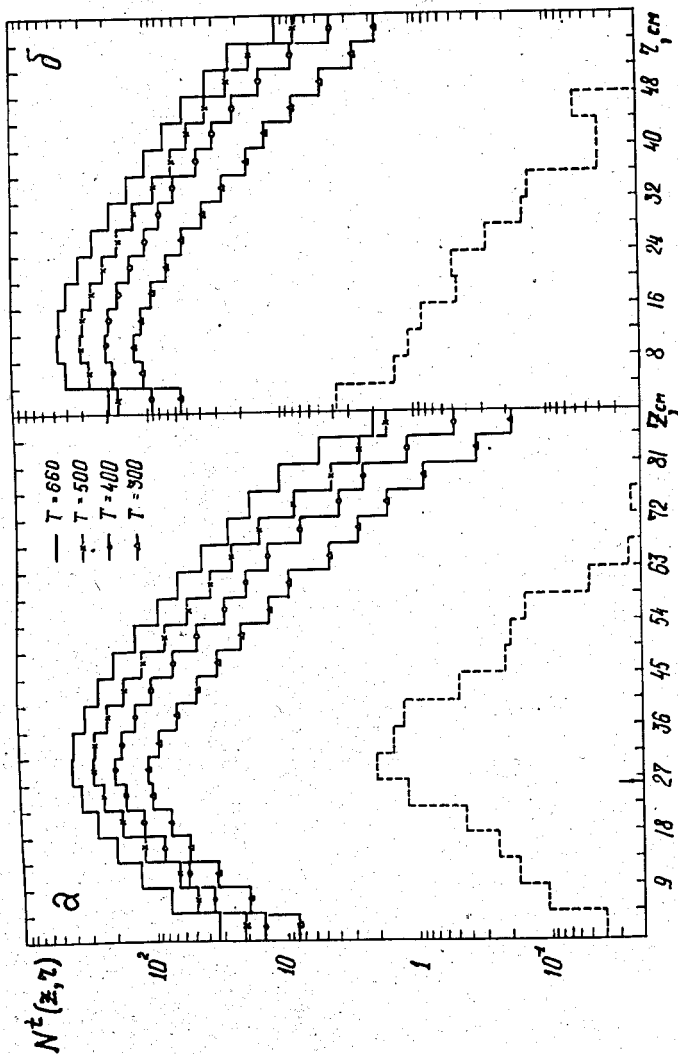


Рис. 1. Распределение числа упругих и неупругих столкновений нуклонов с ядрами в продольном (а) и в поперечном (б) направлениях для блока из естественной смеси изотопов урана, облученного протонами с энергией T Мэв (в расчете на один первичный протон).

Пунктиром показаны распределения числа столкновений нуклонов с энергиями, большими 10,5 Мэв для случая $T = 660$.

Стрелкой отмечено положение источника протонов.

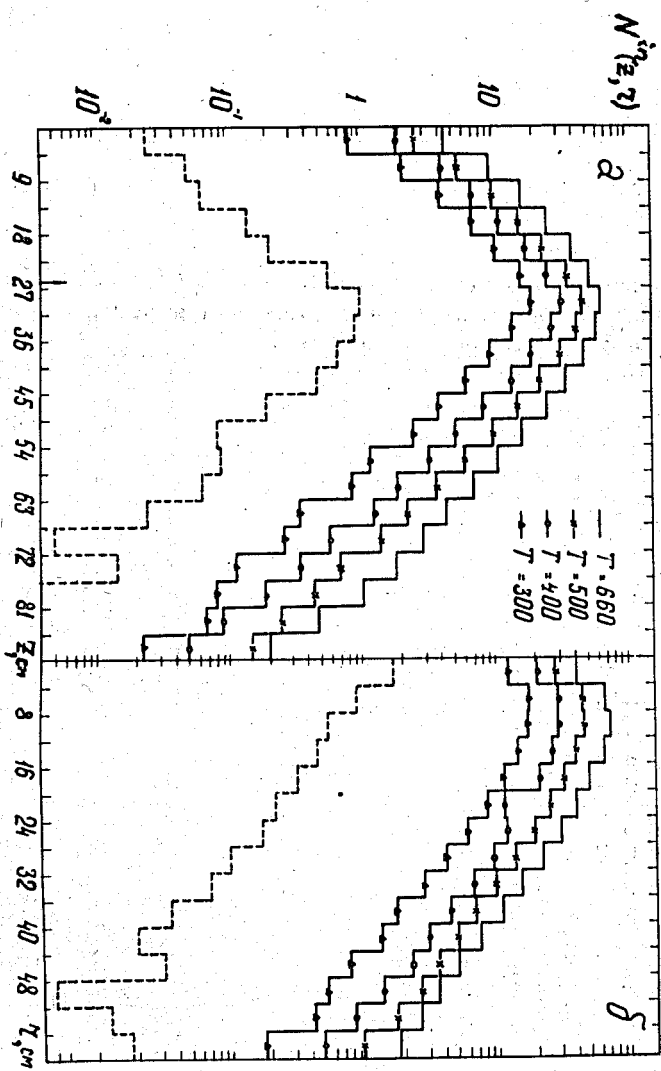


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но только для неупругих столкновений.

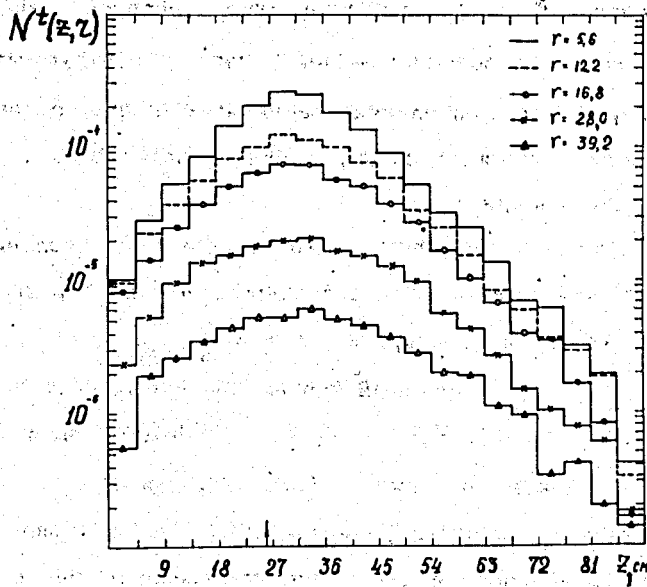


Рис. 3. Распределение числа упругих и неупругих столкновений нуклонов с ядрами $\{2\pi r N^{\pm}(r)\}$ в продольном направлении на различных расстояниях r (см) от оси блока (в расчете на один первичный протон с энергией $T = 660$ Мэв). Стрелкой указано положение источника протонов.

При одинаковой нормировке распределения, относящиеся к взаимодействию с ядрами ^{235}U , такие же, как и для ядер ^{238}U ; однако в абсолютных значениях имеются, конечно, существенные различия (см. ниже).

Распределения N^t и N^{in} характеризуют распределение внутри блока потока частиц (в основном - нейтронов), генерируемых первичным протоном с энергией T , и определяют распределения всех основных физических величин: числа делений и выхода различных изотопов (в частности, ^{239}Pu), тепловыделения и т.д.

Из приведенных данных видно, что все эти распределения должны иметь четко выраженный максимум в кольцевой зоне с радиусом $r \approx \lambda_{\text{яд.неупр.}} / 2$ на расстоянии $z - z_0 \approx \lambda_{\text{яд.неупр.}} / 2$ от источника протонов ($\lambda_{\text{яд.неупр.}}$ - ядерный пробег первичных протонов до неупругого взаимодействия). В области $T = 300-700$ Мэв этот вывод не зависит от величины энергии T (см. рис. 4 и 5).

Как показывают расчеты, распределения основных физических величин весьма слабо зависят от величины параметра плотности ядерных уровней a (см. рис. 5). Гистограммы на рис. 1-4 и все проводимые ниже результаты рассчитаны с параметром $a = 0,05/\text{Мэв}$.

Слабая зависимость первичной энергии T характерна также для формы энергетических спектров нуклонов, образующихся внутри блока. Однако, как это видно из таблицы 1, средняя энергия нуклонов хотя и остается во всех случаях величиной порядка Мэв, все же заметно возрастает при увеличении энергии T . Последнее обстоятельство, если его не учитывать, может привести к серьезным ошибкам в экспериментах, где в качестве индикатора используется n - γ реакция, вероятность которой существенно зависит от вида энергетического спектра нейтронов.

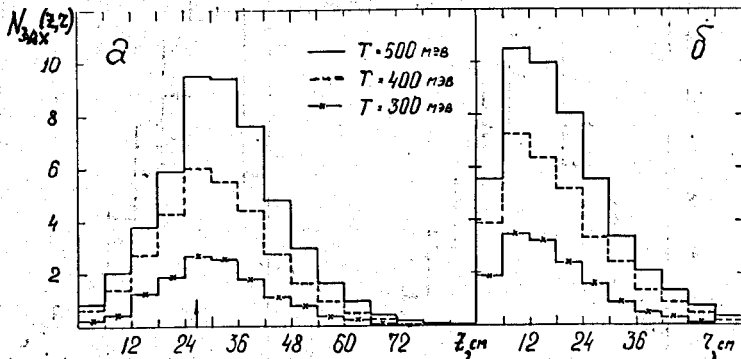


Рис. 4. Зависимость числа радиационных захватов нейтронов ^{238}U (n, γ) ^{239}U от энергии первичного протона T в продольном (а) и в радиальном (б) направлениях для блока из естественной смеси изотопов урана. Нормировка, как на рис. 1. Стрелкой отмечено положение источника протонов.

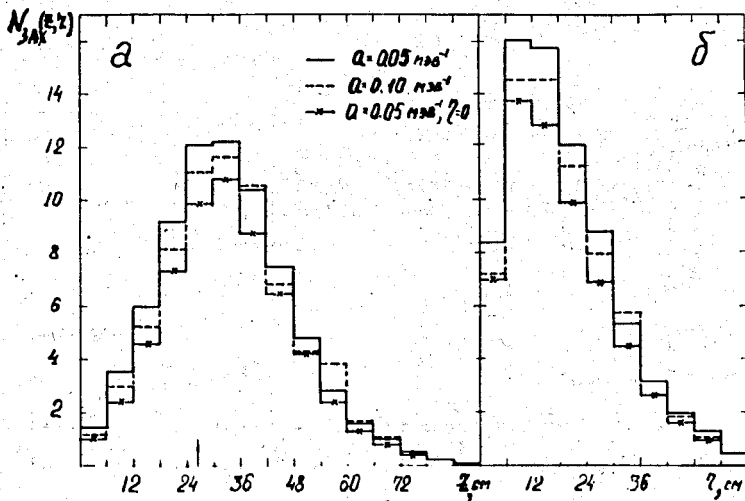


Рис. 5. Распределение числа радиационных захватов нейтронов в продольном и радиальном направлениях для уранового блока, облученного протонами с энергией $T = 660$ Мэв.

Нормировка, как на рис. 1. Гистограммы - расчет для естественной смеси изотопов урана соответственно с параметрами $\alpha = 0,05/\text{Мэв}$ и $\alpha = 0,1$ Мэв. Крестиками отмечены расчетные гистограммы для чистого ^{238}U . Стрелкой показано положение источника протонов z_0 .

Наиболее интересные средние характеристики взаимодействий пучка протонов с урановым блоком приведены в таблице II. В этой таблице $N^t = 2\pi \int_0^R r dr \int_0^L N(z, r) dz$ - полное число упругих и неупругих столкновений в блоке частиц из лавины, порожденной одним первичным протоном; N^{in} - соответствующее число неупругих взаимодействий; $N_{зах}^8$ и $N_{зах}^5$ - число радиационных захватов нейтронов соответственно ядрами ^{238}U и ^{235}U ; $N_{выл}$ - число нейтронов, вылетевших из блока; N - полный выход нейтронов; ν^8 и ν^5 - число актов деления ядер ^{238}U и ^{235}U ; ν - полное число делений; Q - тепловыделение в блоке. Отдельно приведены величины, характеризующие взаимодействия частиц с энергиями, большими и меньшими 10,5 Мэв. При $T = 660$ Мэв в скобках указаны величины, относящиеся к блоку из чистого ^{238}U . Статистическая точность приведенных данных составляет 5-10%.

Число взаимодействий N^t и N^{in} дает представление о степени разветвленности ("мощности") каскада в блоке. С ростом энергии мощность каскада быстро увеличивается. Число нейтронов, захваченных ядрами ^{238}U , равно числу образовавшихся в блоке ядер ^{239}Pu .

Полный выход нейтронов на один первичный протон складывается из числа нейтронов, вылетевших из блока через его боковую поверхность и торцы, и из "внутреннего выхода", определяемого числом радиационных захватов нейтронов изотопами ^{238}U и ^{235}U :

$$N = N_{зах}^8 + N_{зах}^5 + N_{выл}$$

При двукратном увеличении энергии протонов от 300 до 600 Мэв эта величина возрастает в четыре раза. Примерно в такой же пропорции возрастает и число актов деления ν .

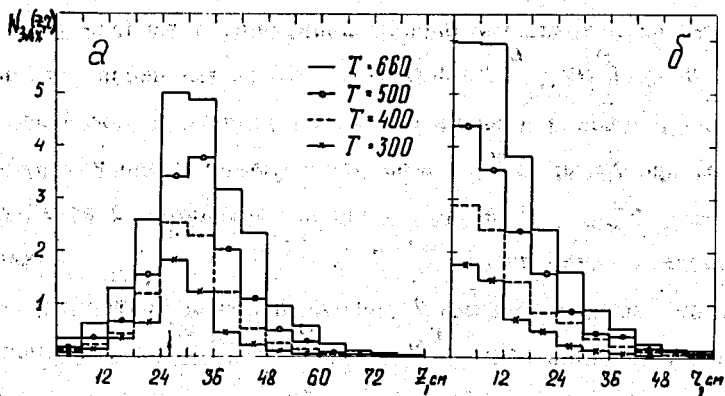


Рис. 6. Зависимость от энергии первичных протонов распределения числа актов деления в блоке из естественной смеси изотопов урана (в расчете на один первичный протон). Стрелкой показано положение источника протонов.

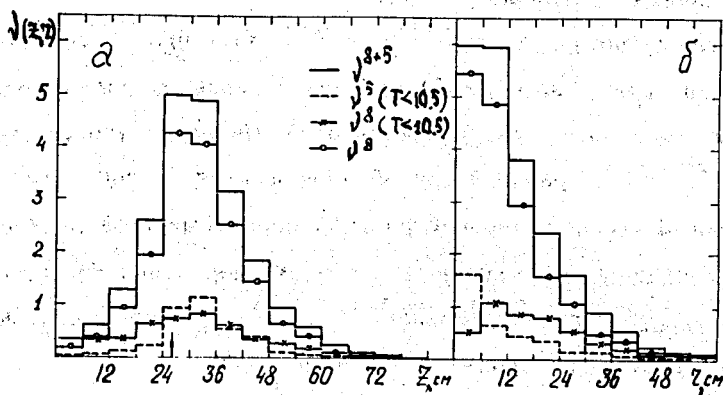


Рис. 7. Распределение по блоку из естественной смеси изотопов урана числа актов деления, инициированных протоном с энергией $T = 660$ Мэв.

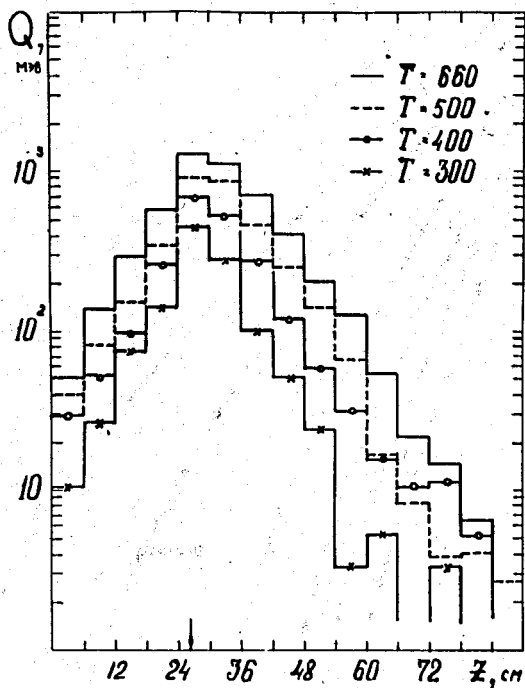


Рис. 8. Распределение тепловыделения вдоль блока из естественной смеси изотопов урана, облученного протонами с энергией T . Стрелкой отмечено положение источника протонов.

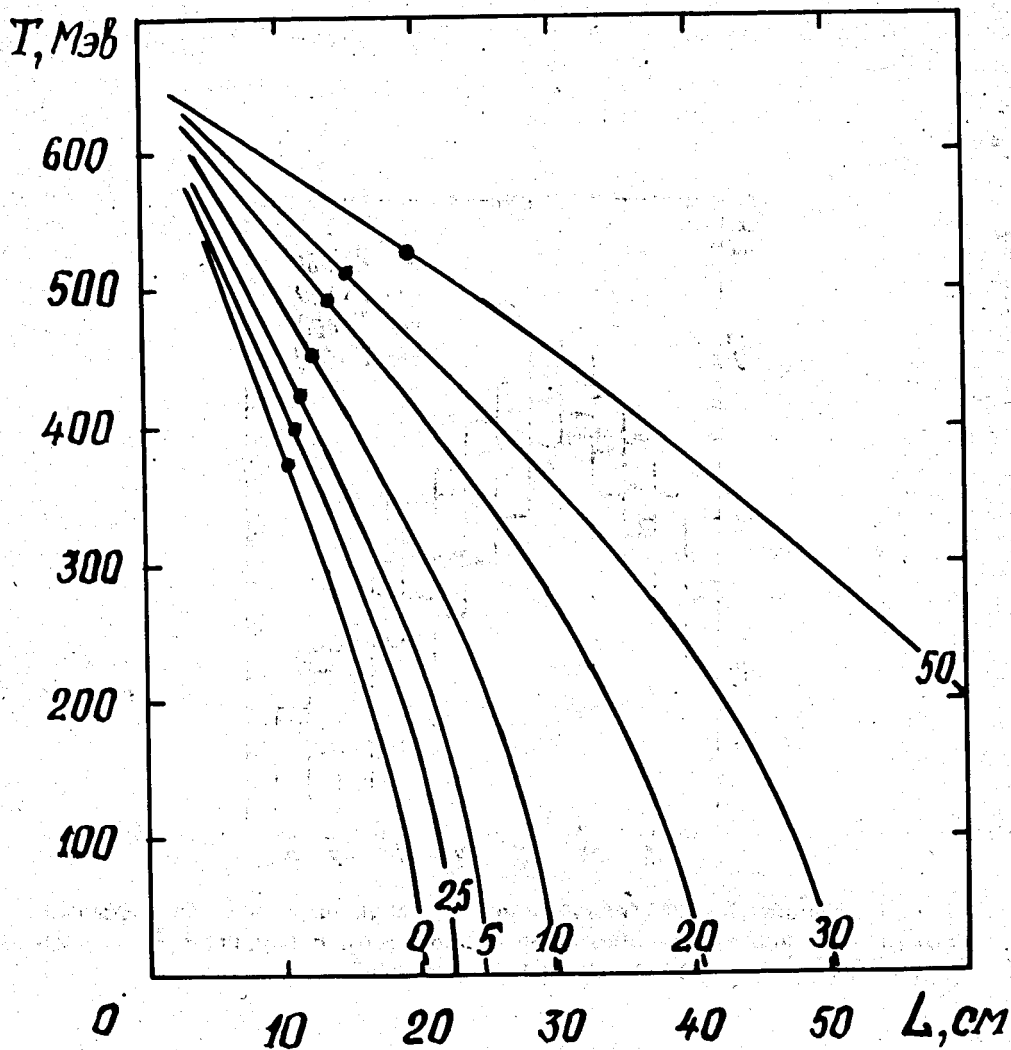


Рис. 9. Энергия, которую имеет протон после того как пройдет z (см) в блоке, состоящем из гомогенной смеси $^{238}\text{U} + ^9\text{Be}$. Начальная энергия протона $T = 660$ Мэв. Числа у основания кривых - процентное содержание ^9Be ; точками на кривых отмечено значение энергии протонов после прохождения ими расстояния $z = \lambda$ яд.погл.

Распределение актов деления по блоку и зависимость этого распределения от энергии протонов и изотопного состава блока показаны на рис. 6 и 7.

Для того чтобы оценить влияние примеси ядер ^{235}U был выполнен расчет для блока из чистого ^{238}U . Как видно из таблицы, всего лишь 0,72%-ая примесь ^{235}U в блоке из естественного урана почти на четверть повышает выход нейтронов и число делений.

В последней графе таблицы II указана величина тепловой энергии, выделяемой в блоке каскадом частиц, инициированным одним протоном с энергией T . Эта энергия складывается из ионизационных потерь энергии, освобождающейся при делении ядер и энергии отделения частиц. Поскольку основной вклад дает энергия деления, то распределение тепловыделения по блоку (см. рис. 8) оказывается очень близким к распределению числа актов деления $\nu(z, r)$.

Все величины, приведенные в таблице II и на рис. 6-8, вычислены при условии, что параметр плотности ядерных уровней $a = 0,05/\text{Мэв}$. Если использовать вдвое большее значение a , то выход нейтронов N уменьшается на 10-15% ^{x/}.

^{x/} Значение $a = 0,05/\text{Мэв}$ позволяет получить наилучшее согласие с известными экспериментальными данными по нуклон-ядерным взаимодействиям, однако согласия можно достичь и при $a = 0,1/\text{Мэв}$.

Интересно отметить, что в нуклон-ядерном взаимодействии при $a = 0,1/\text{Мэв}$ образуется большее число нейтронов, чем при $a = 0,05/\text{Мэв}$, в то время как в блоке, наоборот, - больше нейтронов образуется для $a = 0,05/\text{Мэв}$. Причина этого кажущегося противоречия заключается в том, что при $a = 0,05/\text{Мэв}$ нейтроны испарения имеют более жесткий энергетический спектр и этот факт является весьма существенным для их поведения в области реакторных энергий.

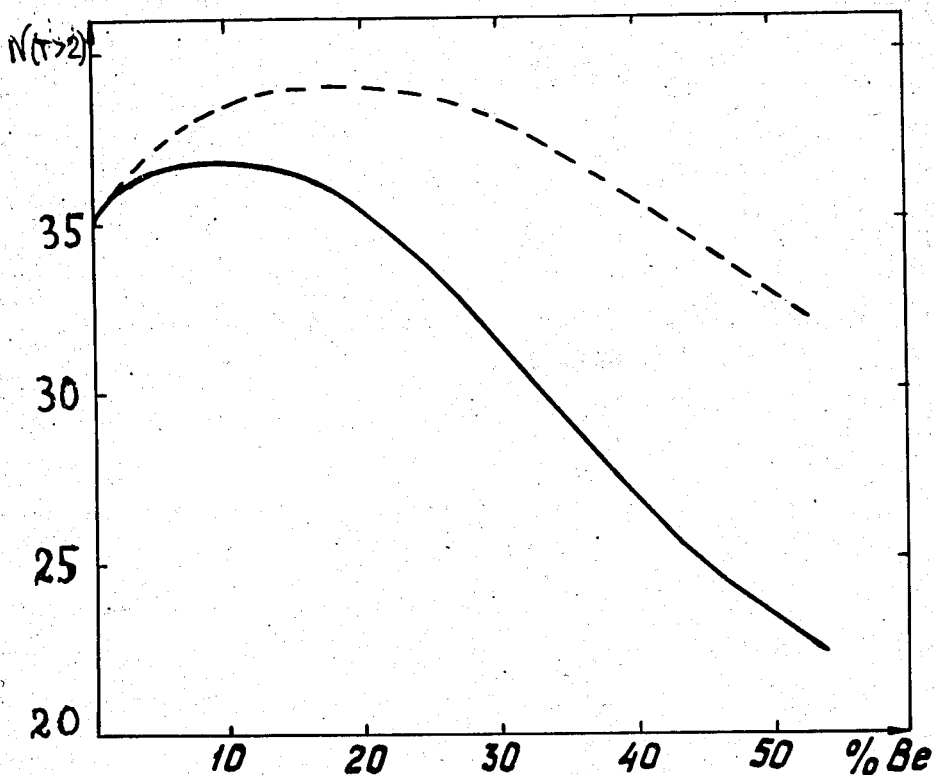


Рис. 10. Зависимость выхода "быстрых" нейтронов от величины примеси ${}^9\text{Be}$ к блрку из урана ${}^{238}\text{U}$ (в относительных единицах). Сплошная кривая - выход нейтронов только за счет ${}^{238}\text{U}$; пунктир - выход нейтронов с учетом размножения нейтронов, выбитых первичным протоном из ${}^9\text{Be}$.

В частности, для блока из естественной смеси изотопов урана при $T = 660$ Мэв

$$N_{\text{зах}} = 64, \quad N_{\text{выл}} = 4, \text{ т.е.} \quad N \approx 68;$$

при этом $\nu^8 (< 10,5) = 9,5; \quad \nu^5 (< 10,5) = 4,1.$

Выход нейтронов N чрезвычайно сильно зависит от величины ионизационных потерь пучка первичных протонов. Можно попытаться уменьшить эти потери и тем самым увеличить выход нейтронов введением перед блоком урана слоя вещества - например, ${}^9\text{Be}$ - с большим выходом реакций типа (p, xp) . Однако экспериментальные исследования ^{/5/} показали, что этот путь не приводит к успеху: выход нейтронов оказывается все же меньшим, чем при непосредственном облучении урана.

Другая возможность заключается в уменьшении плотности блока урана на длине ионизационного пробега первичного протона за счет гомогенной примеси легкого вещества. С увеличением этой примеси ионизационный пробег возрастает значительно быстрее ядерного, благодаря чему полнее используется пучок первичных протонов. Последнее хорошо видно из рис. 9, где для различных концентраций примеси, состоящей из ${}^9\text{Be}$, показана средняя энергия первичных протонов на длине их среднего ядерного пробега λ яд.неупр. в блоке.

На рис. 10 показана зависимость среднего числа "быстрых" нейтронов с энергией $T > 2$ Мэв от процентного содержания ${}^9\text{Be}$ в блоке для энергии первичных протонов $T = 660$ Мэв. Оптимальной оказывается примесь ${}^9\text{Be} \approx 20\%$. При $T = 660$ Мэв это дает выигрыш примерно в 10-12 нейтронов в полном выходе N .

Еще одна интересная возможность увеличить выход нейтронов за счет снижения ионизационных потерь заключается в использовании пучка

дейтронов, где с самого начала имеется неионизирующая частица - нейтрон. Как показывают оценки, в области энергий $T \approx 300-700$ Мэв (т.е. $T \approx 150-350$ Мэв/нуклон) выход нейтронов возрастает на 15-20%. При больших энергиях преимущество использования дейтронов, по-видимому, будет уже не столь заметным, поскольку ионизационный пробег протонов заметно больше их ядерного пробега.

Литература

1. Р.Г. Васильков, В.И. Гольданский, В.П. Джейлепов, В.П. Дмитриевский. АЭ, 29, 151 (1970).
2. В.А. Давиденко. АЭ, 29, 158 (1970).
3. С.М. Фейнберг. АЭ, 29, 162 (1970).
4. Л.П. Абагян, Н.О. Базазянц, И.И. Бондаренко, М.Н. Николаев. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. Атомиздат, М., 1964.
5. W.E.Crandall, G.P.Millburn. UCLR-2063 (1953), UCLR-4931 (1957).

Рукопись поступила в издательский отдел
24 июля 1972 года.

Т А Б Л И Ц А I

Средняя энергия нуклонов (в Мэв^{гах}) на различных расстояниях от оси пучка первичных протонов с энергией T.

T, Мэв	300	400	500	660
5,6	0,63	0,86	0,95	1,16
8,4	0,57	0,70	0,72	0,85
12,2	0,34	0,53	0,52	0,67
14,0	0,38	0,57	0,46	0,61
16,8	0,32	0,48	0,45	0,50
30,0	0,29	0,30	0,30	0,34
33,6	0,21	0,28	0,32	0,35
39,2	0,22	0,27	0,35	0,40

Статистическая ошибка расчета 5-7%.

ТАБЛИЦА П

Средние характеристики взаимодействия пучка протонов с энергией
 T (в расчете на один первичный протон) с блоком из естественной
 смеси урана.

$T, \text{МэВ}$	300	400	500	660
хар-ка				
N^t	700	1290	1990	3030
$N^t (<10,5)$	3,0	4,0	5,8	8,5
N^{in}	100	184	280	430
$N^{in} (<10,5)$	1,7	2,1	3,1	4,6
$N^8_{\text{зах}}$	17	32	48	74(60)
$N^9_{\text{зах}}$	0,18	0,36	0,5	0,8(-)
$N_{\text{выл}}$	1,1	2,5	3,3	5,4(4)
N	18	35	52	80(64)
$\gamma (>10,5)$	1,4	1,6	2,4	3,7(3,6)
$\gamma^8 (<10,5)$	2,6	5,6	8,6	13,4(10,2)
$\gamma^5 (<10,5)$	1,0	1,8	3,0	4,6(-)
γ	5,0	9,0	14,0	21,7 (13,8)
$Q, \text{ГэВ}$	1,2	2,2	3,4	9,0(3,4)