

Потоки нейтронов, генерируемых высокоэнергетическими протонами в толстых блоках урана

БАРАШЕНКОВ В. С., ТОНЕЕВ В. Д.

УДК 539.12.17

В последние годы в связи с обсуждением перспектив электроядерного метода получения энергии и накопления изотопов редких элементов [1—3] повысился интерес к процессам, происходящим в делящихся средах под действием пучков высокоэнергетических частиц.

В настоящей работе приводятся некоторые результаты теоретических исследований этих процессов, выполненных в ОИЯИ за период 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 также вычислялись методом Монте-Карло на основе каскадно-испарительной модели в сочетании со статистической теорией деления, что дает хорошее согласие полученных результатов 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].

Используемая нами программа позволяет выполнять расчеты практически для любой геометрии и для различного состава облучаемого вещества, однако приведенные ниже данные относятся к блокам чистого урана U^{238} и естественной смеси изотопов U^{238} и U^{235} (отношение числа ядер U^{235} и U^{238} $\eta \equiv N_{я}^{235}/N_{я}^{238} = 0,72\%$). Для простоты расчета предполагали, что блоки имеют форму цилиндра радиусом $R = 60$ см и длиной $L = 90$ см. Точечный источник, испускающий протоны вдоль центральной оси цилиндра, помещали внутри блока на расстоянии z_0 , равном 26 см от его переднего края*.

* Экспериментально это соответствует тому, что хорошо коллимированный пучок первичных протонов попадает в узкий вырез вдоль центральной оси цилиндра с глубиной z_0 . Поскольку при энергиях первичных протонов порядка нескольких сот мегаэлектронвольт их средний ионизационный пробег $\lambda_{иониз}$ и их средний ядерный пробег до неупругого взаимодействия $\lambda_{я.н}$

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

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

На рис. 2 приведены соответствующие распределения неупругих ядерных взаимодействий $N_{||}^{in}(z)$ и $N_{\perp}^{in}(r)$. Для сравнения на рис. 1 отдельно представлены распределения числа взаимодействий, относящихся только к высокоэнергетическому компоненту, не содержащему вклада «испарительных частиц» ($T > 10,5$ Мэв). Гистограммы рис. 3 иллюстрируют изменение величины $N^t(z, r)$ по мере удаления от центральной оси блока.

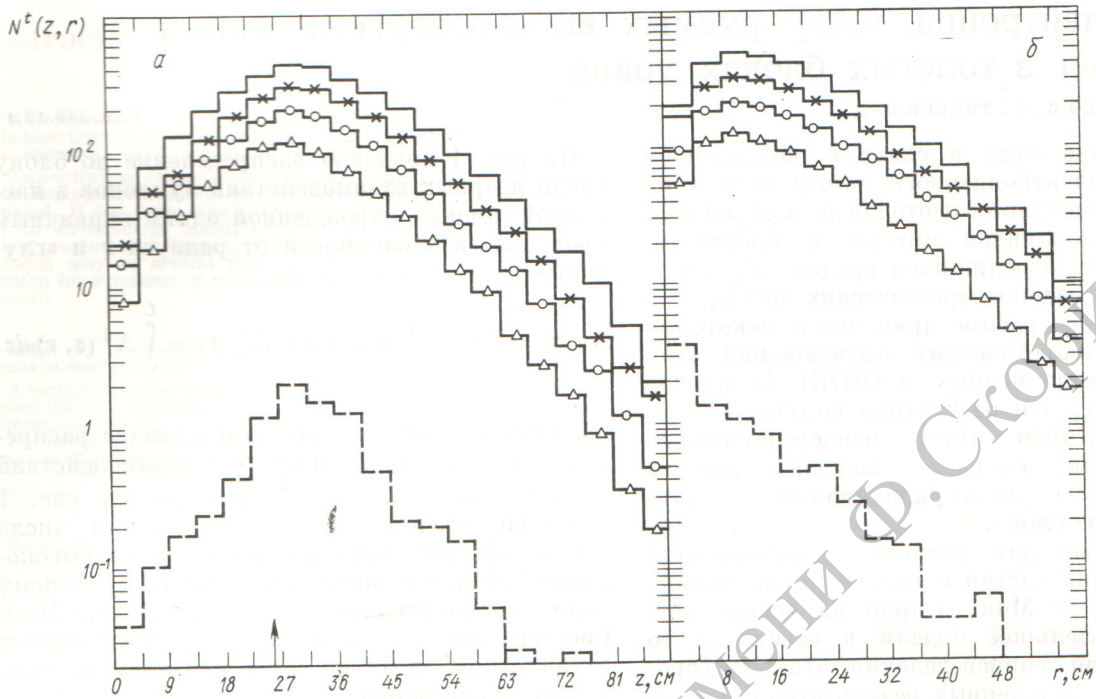
При одинаковой нормировке распределения, относящиеся к взаимодействиям с ядрами U^{235} , такие же, как и для ядер U^{238} ; однако, как будет показано ниже, в абсолютных значениях имеются существенные различия.

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

Из приведенных рисунков видно, что все эти распределения должны иметь четко выраженный максимум в кольцевой зоне с радиусом $r \approx \lambda_{я.н}/2$ на расстоянии $z - z_0 \approx \lambda_{я.н}/2$ от источника протонов. В области $T = 300 \div 700$ Мэв этот вывод не зависит от величины энергии T (рис. 4 и 5).

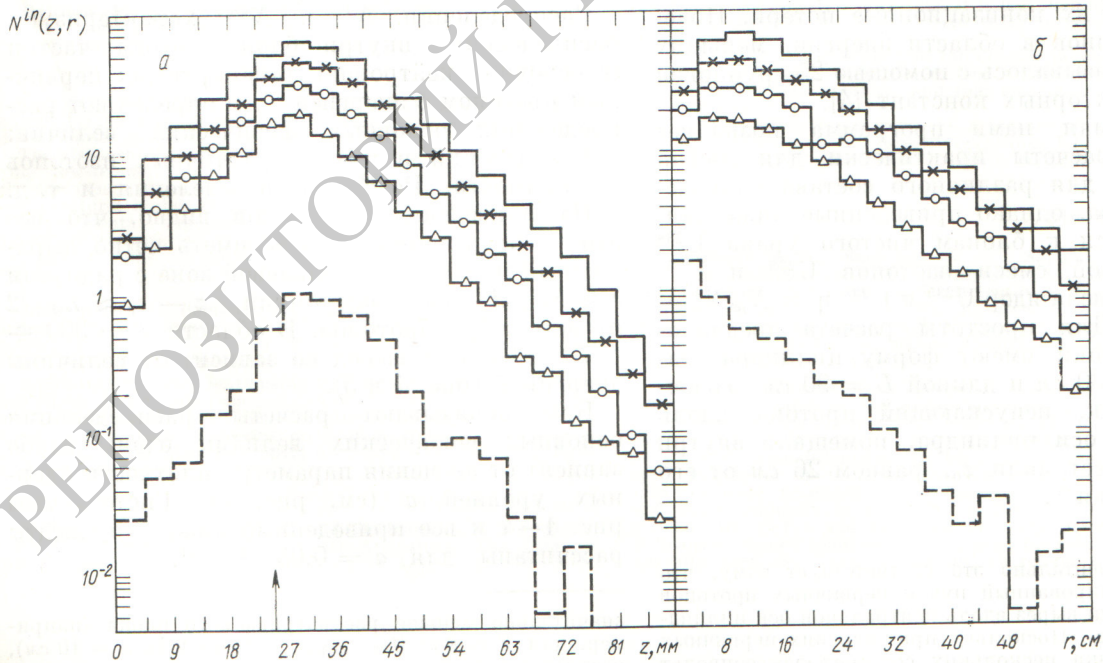
Как показывают расчеты, распределения основных физических величин очень слабо зависят от значения параметра плотности ядерных уровней a (см. рис. 5). Гистограммы рис. 1—4 и все приведенные ниже результаты рассчитаны для $a = 0,05$ Мэв⁻¹.

значительно меньше рассматриваемого блока (например, для $T = 660$ Мэв $\lambda_{иониз} = 19$ см и $\lambda_{я.н} = 10$ см), результаты расчетов должны быть близки к данным для случая распространения протонов в бесконечной среде.



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

— — 660 Мэв; —×— — 500 Мэв; —○— — 400 Мэв; —Δ— — 300 Мэв. Пунктиром показаны распределения числа столкновений нуклонов с $E > 10,5$ Мэв для случая $T = 660$ Мэв. На этом рисунке и далее стрелкой отмечено положение источника протонов.

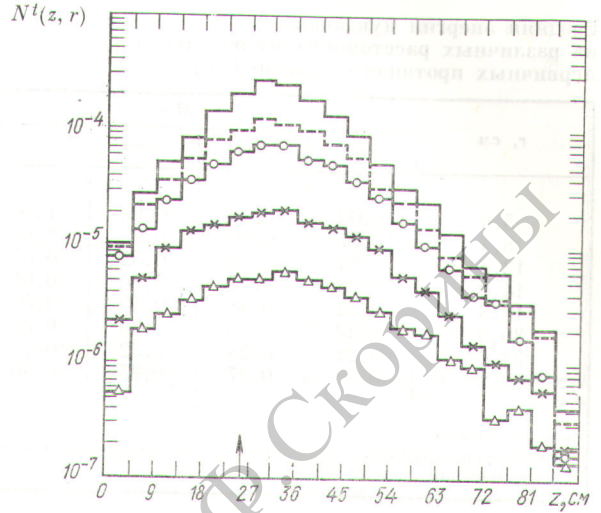


Р и с. 2. Распределение неупругих столкновений нуклонов с ядрами в продольном (а) и поперечном (б) направлениях для блока из естественной смеси изотопов урана, облученного протонами с энергией T (в расчете на один первичный протон). Обозначения те же, что и на рис. 1.

Р и с. 3. Распределение полного числа упругих и неупругих столкновений нуклонов с ядрами $\{2\pi r N^t(r)\}$ в продольном направлении на различных расстояниях r от оси блока (в расчете на один первичный протон с энергией $T = 660$ Мэв):

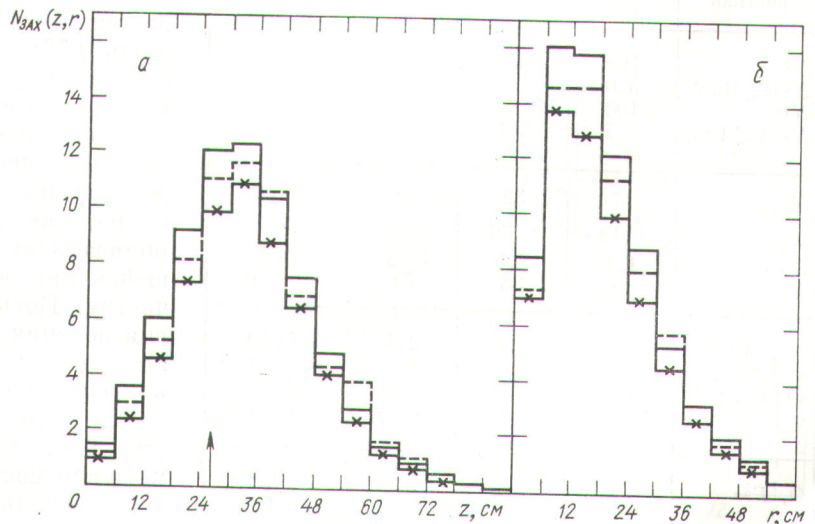
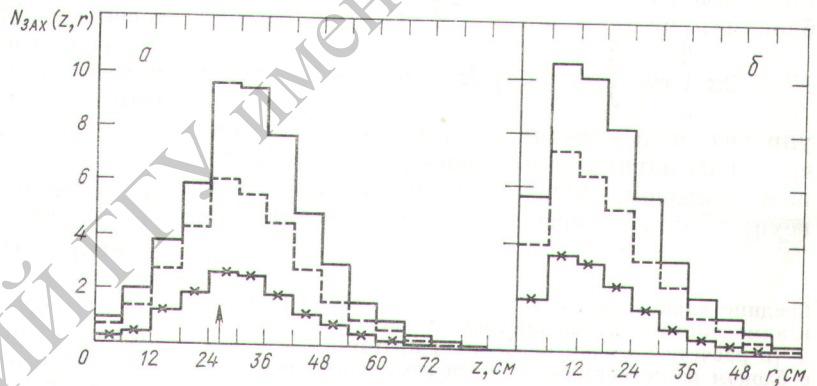
— 5,6 см; - - - 12,2 см; —○— 16,8 см;
—×— 28 см; —△— 39,2 см.

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



Р и с. 4. Зависимость числа радиационных захватов нейтронов $U^{238}(n, \gamma)U^{239}$ от энергии первичного протона T в продольном (а) и радиальном (б) направлениях для блока из естественной смеси изотопов урана (нормировка такая же, как и на рис. 1):

— 500 Мэв; - - - 400 Мэв;
—×— 300 Мэв.



Р и с. 5. Распределение числа радиационных захватов нейтронов в продольном (а) и радиальном (б) направлениях для уранового блока, облученного протонами с энергией $T=660$ Мэв (нормировка такая же, как и на рис. 1).

Гистограмма — расчет для естественной смеси изотопов урана с параметром α , равным $0,05$ Мэв $^{-1}$ (—) и $0,1$ Мэв $^{-1}$ (---); —×— расчет для чистого U^{235} при $\alpha = 0,05$ Мэв $^{-1}$ и $\eta = 0$. Стрелкой показано положение источника протонов.

Средняя энергия нуклонов на различных расстояниях от оси пучка первичных протонов с энергией T^*

Таблица 1

r, см	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

* Энергия нуклонов выражена в мегаэлектронвольтах; статистическая ошибка расчета $\pm (5-7)\%$.

Наиболее интересные средние характеристики взаимодействия пучка протонов с урановым блоком приведены в табл. 2. В этой таблице

$N^t = 2\pi \int_0^R r dr \int_0^L N^t(z, r) dz$ — 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 $N_{зах}^5$ —

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

Таблица 2

Характеристики	T, Мэв			
	300	400	500	660
N^t	700	1290	1990	3030
$N^t (< 10,5)$	3,0	4,0	5,8	8,5
N^{in}	400	184	280	430
$N^{in} (< 10,5)$	1,7	2,1	3,1	4,6
$N_{зах}^8$	17	32	48	74 (60)
$N_{зах}^9$	0,18	0,36	0,5	0,8 (—)
$N_{выл}$	1,1	2,5	3,3	5,4 (4)
N	18	35	52	80 (64)
$\nu (> 10,5)$	1,4	1,6	2,4	3,7 (3,6)
$\nu^8 (< 10,5)$	2,6	5,6	8,6	13,4 (10,2)
$\nu^5 (< 10,5)$	1,0	1,8	3,0	4,6 (—)
ν	5,0	9,0	14,0	21,7 (13,8)
Q, Гэв	1,2	2,2	3,4	5,0 (3,4)

число радиационных захватов нейтронов соответственно ядрами U^{238} и U^{235} ; $N_{выл}$ — число нейтронов, вылетевших из блока; N — полный выход нейтронов; ν^8 и ν^5 — число актов деления ядер U^{238} и U^{235} ; ν — полное число делений; Q — тепловыделение в блоке. Отдельно приведены величины, характеризующие взаимодействия частиц с энергиями $E < 10,5$ Мэв и $E > 10,5$ Мэв. Для $T = 660$ Мэв в скобках указаны величины, относящиеся к блоку из чистого U^{238} . Статистическая точность приведенных в табл. 2 данных составляет 5–10%.

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

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 U^{238} и U^{235} :

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

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 .

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

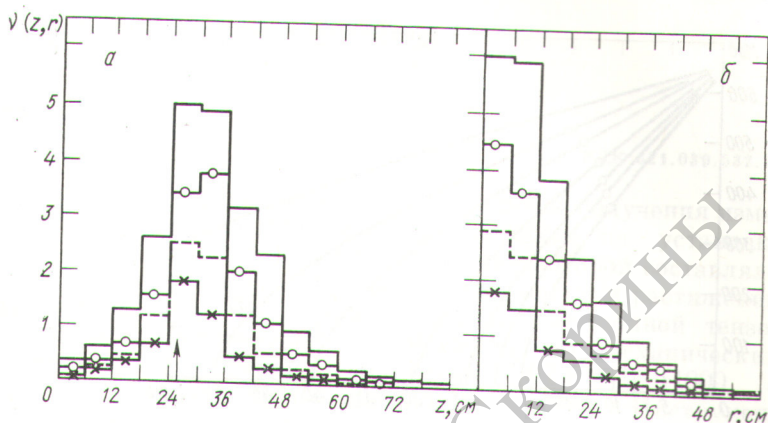
Для того чтобы оценить влияние примеси ядер U^{235} , был выполнен расчет для блока из чистого U^{238} . Как видно из табл. 2, всего лишь 0,72%-ная примесь U^{235} в блоке из естественного урана увеличивает почти на 1/4 выход нейтронов и число делений.

В последней графе табл. 2 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 (рис. 8), оказывается очень близким к распределению числа актов деления $\nu(z, r)$.

Все величины, приведенные в табл. 2 и на рис. 6–8, вычислены при условии, что параметр плотности ядерных уровней $a = 0,05$ Мэв⁻¹. Если использовать вдвое большее значение a ,

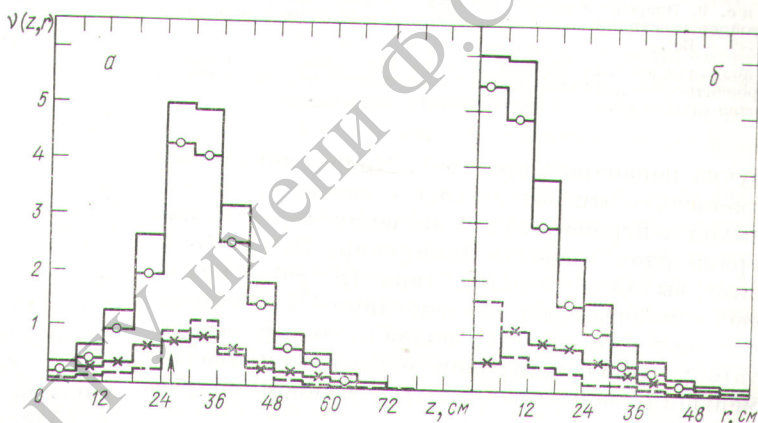
Р и с. 6. Зависимость от энергии первичных протонов распределения числа актов деления в блоке из естественной смеси изотопов урана (в расчете на один первичный протон):

— 660 Мэв; —○— 500 Мэв;
 --- 400 Мэв; —×— 300 Мэв.



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

— ν^{8+5} ; --- ν^5 ($T < 10,5$ Мэв);
 —×— ν^8 ($T < 10,5$ Мэв);
 —○— ν^8 .



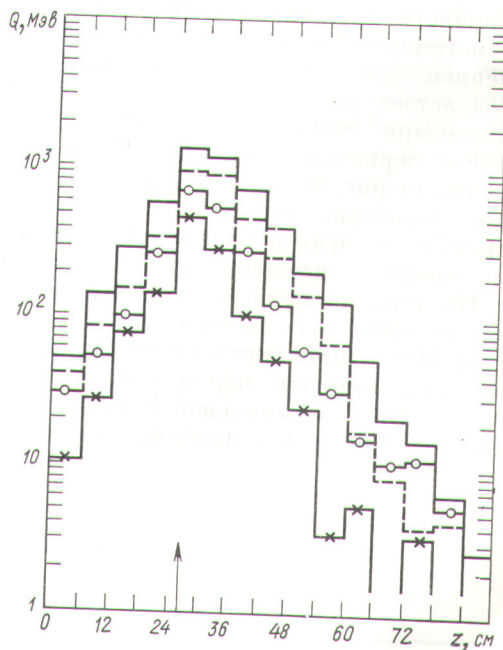
то выход нейтронов N уменьшится на 10–15%*. В частности, для блока из естественной смеси изотопов урана при $T = 660$ Мэв $N_{\text{зах}}^8 = 64$, $N_{\text{выл}} = 4$, т. е. $N \approx 68$; при этом $\nu^8 (< 10,5) = 9,5$; $\nu^5 (< 10,5) = 4,1$.

Выход нейтронов N чрезвычайно сильно зависит от величины ионизационных потерь

* При $a = 0,05$ Мэв⁻¹ получается наилучшее согласие с известными экспериментальными данными по нуклон-ядерным взаимодействиям, однако согласия можно достичь и при $a = 0,1$ Мэв⁻¹. Следует отметить, что в нуклон-ядерном взаимодействии при $a = 0,1$ Мэв⁻¹ образуется большее число нейтронов, чем при $a = 0,05$ Мэв⁻¹, в то время как в блоке, наоборот, больше нейтронов образуется для $a = 0,05$ Мэв. Причина этого кажущегося противоречия заключается в том, что при $a = 0,05$ Мэв⁻¹ нейтроны испарения имеют более жесткий энергетический спектр, а этот факт существенно влияет на их поведение в области реакторных энергий.

Р и с. 8. Распределение тепловыделения вдоль блока из естественной смеси изотопов урана, облученного протонами с энергией T :

— 660 Мэв; --- 500 Мэв; —○— 400 Мэв;
 —×— 300 Мэв.



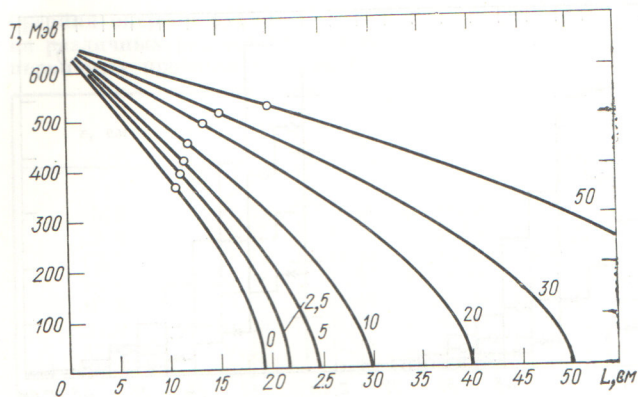


Рис. 9. Энергия протона, которую он имеет после того, как пройдет расстояние z в блоке, состоящем из гомогенной смеси $U^{238} + Be^9$.

Начальная энергия протона $T = 660$ Мэв; числа у кривых — процентное содержание Be^9 ; \circ — значение энергии протона после прохождения им расстояния $z = \lambda_{я.погл}$.

пучка первичных протонов. Можно попытаться уменьшить эти потери (и тем самым увеличить выход нейтронов) путем введения перед блоком урана слоя вещества (например, Be^9) с большим выходом реакций типа (p, xn) . Однако экспериментальные исследования [5] показали, что этот путь не дает положительных результатов: 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 более полно используется пучок первичных протонов. Последнее хорошо видно из рис. 9, где для различных концентраций примеси, состоящей из Be^9 , показана средняя энергия первичных протонов на длине их среднего ядерного пробега $\lambda_{я.н}$ в блоке.

На рис. 10 приведена зависимость среднего числа «быстрых» нейтронов с энергией $T \geq 2$ Мэв от процентного содержания Be^9 в блоке для энергии первичных протонов $T = 660$ Мэв. Оптимальной оказывается примесь Be^9 , составляющая приблизительно 20%. При

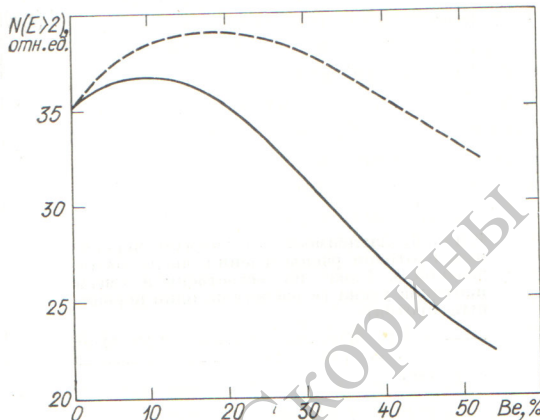


Рис. 10. Зависимость выхода быстрых нейтронов ($E < 2$ Мэв) от величины примеси Be^9 к блоку из урана U^{238} (в относительных единицах):

— выход нейтронов только за счет U^{238} ;
- - - выход нейтронов с учетом размножения нейтронов, выбитых первичным протоном из Be^9 .

$T = 660$ Мэв это дает выигрыш примерно в 10—12 нейтронов в полном выходе N .

Следует отметить еще одну интересную возможность увеличения выхода нейтронов за счет снижения ионизационных потерь. Она заключается в использовании пучка дейтронов, где с самого начала имеется неионизирующая частица — нейтрон. Как показывают оценки, в области энергий $T \approx 300 \div 700$ Мэв, т. е. при $T \approx 150 - 350$ Мэв/нуклон, выход нейтронов возрастает на 15—20%. При больших энергиях преимущество использования дейтронов, по-видимому, будет не таким заметным, поскольку ионизационный пробег протонов существенно больше их ядерного пробега.

Поступила в Редакцию 28/VIII 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Васильков Р. Г. и др. «Атомная энергия», 1970, т. 29, с. 151.
2. Давиденко В. А. Там же, с. 158.
3. Фейнберг С. М. Там же, с. 162.
4. Абагян Л. П. и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
5. Crandall W., Millburn G. UCRL-2063, 1953; UCRL-4931, 1957.