

## Взаимодействие пучков высокоэнергетических дейтронов с веществом

БАРАШЕНКОВ В. С., ТОНЕЕВ В. Д., ЧИГРИНОВ С. Е.

УДК 539.12.17

Эффективность электроядерного метода получения энергии и накопления ценных изотопов весьма критично зависит от среднего числа нейтронов, образующихся на один первичный протон в веществе мишени. Это число можно увеличить, если вместо протонов использовать пучок дейтронов. Следует ожидать, что дейтронный пучок будет иметь наибольшие преимущества при некоторой «оптимальной энергии», поскольку при низких энергиях, где почти вся кинетическая энергия протонов затрачивается на ионизацию, эффективность самого электроядерного метода мала, а при высоких энергиях ионизационные потери дейтронного и протонного пучков практически одинаковы.

Сравнение мезон-нуклонных ливней, образующихся в делящейся среде под действием высокоэнергетических протонов и дейтронов, в настоящее время можно выполнить лишь теоретически, поскольку экспериментальная информация крайне ограничена. В работах [1, 2] для расчета взаимодействия пучка протонов с веществом использовалась статистическая монте-карловская модель развития ливня. В настоящей работе построена аналогичная модель для случая дейтронного пучка.

Для описания неупругих дейтрон-ядерных столкновений мы использовали каскадно-испарительную модель, подробно описанную в монографии [3]. В этом случае расчет взаимодействия дейтрона с ядром сводится к расчету совокупности двух каскадов, порожденных в ядре-мишени нуклонами налетающего дейтрона. В области энергий  $T < 1$  Гэв эти каскады с хорошей точностью можно считать независимыми; однако если  $T > 1$  Гэв, то следует учитывать изменение числа нуклонов внутри ядра-мишени по мере развития в нем ливня каскадных частиц [4]. Распределение нуклонов в ядре-мишени описывалось функцией Саксона — Вудса с параметрами, определенными в опытах по рассеянию электронов.

При расчете распада возбужденных ядер, остающихся после каскадной стадии взаимодействия, мы учитывали конкуренцию процессов испарения и деления. Эта часть расчетов выполнена с помощью метода, описанного в работе [5]. Для вычисления вероятности образования осколков с определенными значениями

массового числа, заряда и энергии возбуждения мы применили статистическую теорию Фонга [3, 6]. Переход возбужденных осколков деления в основное состояние рассматривался с привлечением модели испарения. Такой подход позволил хорошо описать основные черты взаимодействий протонов с тяжелыми ядрами [7]; кроме того, как видно из табл. 1, он дает хорошее согласие с известными экспериментальными данными и для дейтрон-ядерных взаимодействий.

Поскольку экспериментальных данных о сечениях дейтрон-ядерных взаимодействий крайне мало [3], сечение неупругих взаимодействий  $\sigma_{in}$  мы рассчитали с помощью модели внутриядерных каскадов. Полученные таким образом значения для ядер свинца и урана приведены на рис. 1; там же нанесены известные экспериментальные точки. В общих чертах сечение дейтрон-ядерного взаимодействия повторяет энергетическую зависимость сечения неупругих нуклон-ядерных взаимодействий и при  $T \gg 1$  Гэв становится практически постоянным.

Сечение упругого взаимодействия дейтронов с ядрами приближенно принимали равным  $\sigma_{in}$ , а его упругое рассеяние считали чисто дифракционным (теневым). Для описания углового распределения упругого рассеяния дейтронов  $d\sigma/d\Omega$  использовали феноменологическое выражение из работы [10]. Следует отметить, что для дальнейшего уточнения модели важно получить экспериментальную информацию о сечениях  $\sigma_{in}$  и  $\sigma_{el}$ .

Потери энергии заряженных частиц на ионизацию рассчитывали по известной формуле Штернхаймера [11, 12]. Протоны, замедляв-

Среднее число нейтронов, образующихся в неупругих взаимодействиях дейтронов с ядрами свинца и урана

Таблица 1

Ядро	$T = 190$ Мэв		$T = 320$ Мэв	
	Теория	Опыт [8]	Теория	Опыт [8]
Pb	$7,6 \pm 0,3$	$6,4 \pm 0,6$	—	—
U	$10,5 \pm 0,5$	$9,5 \pm 1,0$	$11,0 \pm 0,4$	$10,2 \pm 1,0$

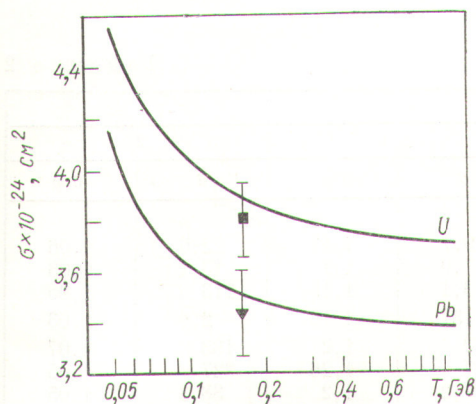


Рис. 1. Сечение неупругого взаимодействия дейтронов с ядрами свинца и урана; точки — экспериментальные данные работы [19].

шиеся до энергий  $T_{гр} \leq 15$  Мэв и имевшие очень малый ионизационный пробег, считались «остановившимися» (выбывшими из мезон-нуклонного ливня), их кинетическая энергия включалась в тепловыделение\*. Величину  $T_{гр}$  для других заряженных частиц принимали равной  $T_{гр} m_i / m_p$ , что является следствием соотношения между ионизационными пробегами протона и частицы с массой  $m_i$ .

Предполагали, что все  $\pi^+$ -мезоны с энергией  $T \leq T_{гр}$  претерпевают распад, а  $\pi^-$ -мезоны поглощаются ядрами, снятие возбуждения которых рассматривается по каскадно-испарительной модели. Все  $\pi^\pm$ - и  $\pi^0$ -мезоны с распадными пробегами, меньшими ядерных, также считались распавшимися. Остальные детали модели те же, что и в работах [2, 13].

На рис. 2 для сравнения приведены расчетное и экспериментальное числа нейтронов, вылетающих из толстой свинцовой мишени диаметром 10 см и длиной 60 см. Теоретические и экспериментальные данные хорошо согласуются, однако для этого потребовалось достаточно точно промоделировать условия эксперимента: учесть разброс энергии пучка дейтронов, пространственное размытие этого пучка и пр. На рис. 2 показаны также расчетные данные для пучка протонов; выход нейтронов в этом случае несколько меньше, хотя это различие и невелико.

\* Выбор граничной энергии  $T_{гр} = 15$  Мэв является довольно условным и определяется лишь требованием малости ионизационного пробега; варьирование величины  $T_{гр}$  вблизи указанного значения слабо влияет на результаты расчета.

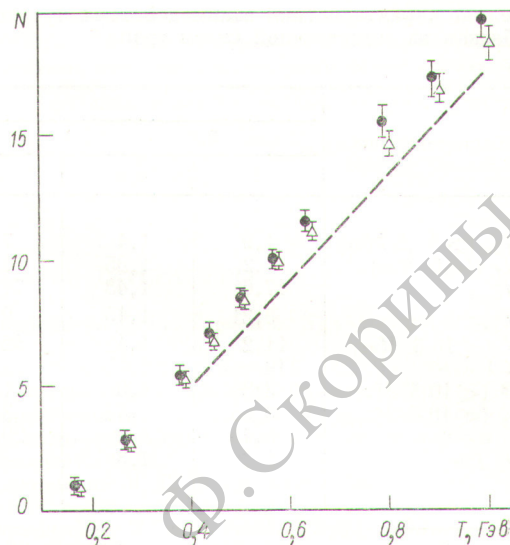


Рис. 2. Среднее число нейтронов, вылетающих из цилиндрической мишени (в расчете на один первичный дейтрон):

● — результаты расчета; △ — экспериментальные данные из работы [14]; пунктиром показано число нейтронов, вылетающих из свинцовой мишени, если вместо дейтронов использовать пучок протонов той же энергии  $T$ .

В табл. 2 сравниваются наиболее важные средние характеристики взаимодействий дейтронного и протонного пучков с очень большим (практически бесконечным) блоком естественного урана\* при различных энергиях. В таблице приведены следующие величины:  $N_{in}$  — полное число неупругих взаимодействий;  $N_f$  — число делений ядер  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$ ;  $N_{зах}^s$  и  $N_{зах}^5$  — число радиационных захватов ядрами  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$ ;  $N$  — полный выход нейтронов;  $\nu^s$  и  $\nu^5$  — число актов деления ядер  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$ ;  $\nu$  — полное число делений;  $Q$  — тепловыделение в блоке;  $d$  — дейтронные характеристики;  $d/p$  — отношения «дейтронных» и «протонных» характеристик. Отдельно указаны данные для «быстрых частиц» — нейтронов испарения  $N$  с энергиями  $T \leq 10,5$  Мэв.

Замена пучка протонов дейтронами приводит к значительному увеличению числа быстрых частиц, а соответственно и к увеличению всех других характеристик. Однако с ростом энергии преимущество дейтронного пучка постепенно утрачивается. Для повышения эффективности электроядерного метода наиболее перс-

\* Диаметр цилиндрического блока 120 см, его длина 90 см. Пучок первичных частиц попадает в узкую осевую щель длиной 26 см [1, 2].

Средние характеристики взаимодействия пучков дейтронов и протонов с блоком из естественной смеси урана \*

Таблица 2

Характеристика	T, Гэв							
	0,3		0,66		1		2	
	d	d/p	d	d/p	d	d/p	d	d/p
$N_{in} (> 10,5 \text{ Мэв})$	1,9	1,4	7,4	1,26	19,1	1,17	22,6	1,06
$N_f (10,5 \text{ Мэв})$	1,2	1,35	4,4	1,15	7,0	1,1	13,1	1,03
$N_{зах}^8$	17,6	1,43	71,1	1,23	119,1	1,18	213	1,05
$N_{зах}^5$	0,21	1,15	0,81	1,1	1,37	1,15	2,6	1,03
$N (< 10,5 \text{ Мэв})$	11,2	1,4	42,5	1,2	70	1,2	133	1,07
$N$	19	1,45	76	1,3	127	1,26	227	1,05
$v^8 (< 10,5 \text{ Мэв})$	3,3	1,5	11,9	1,23	21,2	1,2	38,3	1,05
$v_5 (< 10,5 \text{ Мэв})$	0,95	1,44	3,9	1,3	7,2	1,2	11,7	1,06
$v$	5,45	1,2	20,2	1,2	35,4	1,25	63,1	1,05
$Q, \text{ Гэв}$	1,3	1,3	4,7	1,2	7,5	1,2	13,9	0,9

\* Значения даны в расчете на один первичный дейтрон или протон.

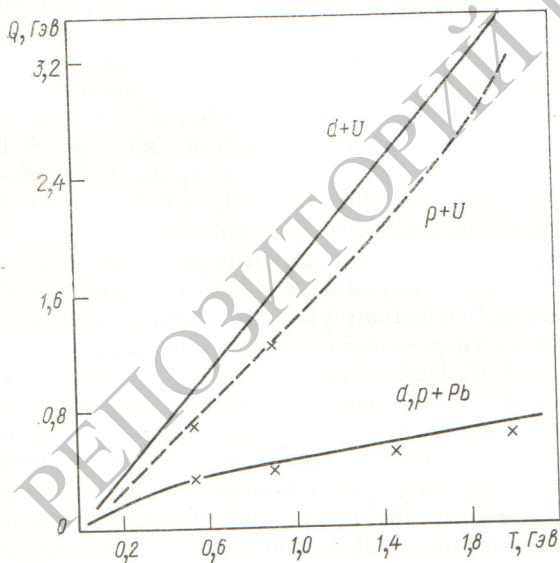
пективной представляется область энергий  $T \approx 0,7 \div 1 \text{ Гэв}$ .

Величина тепловыделения в блоке урана при переходе к дейтронному пучку также заметно увеличивается, хотя и не в такой степени, как выход нейтронов  $N$ . Возрастание  $Q$  обусловлено увеличением числа делений (60—70% тепла выделяется в актах деления при  $T \leq$

$\leq 10,5 \text{ Мэв}$ ). Для более легких мишеней, где основной вклад в тепловыделение связан с ионизационными процессами, величина  $Q$  в случае дейтронного и протонного пучков различается значительно меньше. Например, для свинцовой мишени величина  $Q$  оказывается практически не зависящей от типа первичных частиц. Это хорошо видно из рис. 3, где приведены результаты наших расчетов для двух мишеней диаметром 10 см и длиной 60 см и хорошо согласующиеся с ними теоретические данные Колемана [15].

В отличие от табл. 2  $Q_i$  для протонов при  $T = 2 \text{ Гэв}$  несколько меньше, чем для дейтронов, что обусловлено вылетом нейтронов из блока, размеры которого в данном случае сравнительно невелики. Уменьшение отношения  $N/Q$  — одно из основных преимуществ дейтронного пучка.

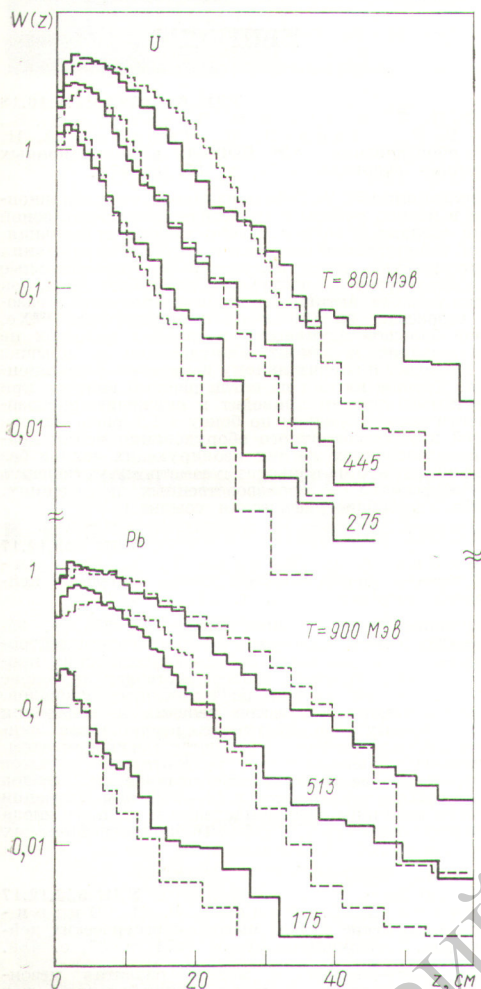
На рис. 4 сравниваются распределения плотности нейтронов, образующихся в свинцовой и урановой мишенях диаметром 10 см и длиной 60 см под действием пучков дейтронов и протонов различных энергий. В случае дейтронного пучка нейтроны распределяются с более узким максимумом и их число медленнее уменьшается с ростом расстояния  $z$ , что обусловлено меньшим ядерным пробегом дейтронов и довольно значительным вкладом в неупругие столкновения при больших  $z$  нейтронов, образовавшихся в реакциях стриппинга. Аналогичный вид имеет распределение тепловыделения в мишени.



Р и с. 3. Величина тепловыделения (в расчете на одну первичную частицу).

Сплошные кривые — расчет настоящей работы для урановой и свинцовой мишеней (в случае свинца данные для протонов и дейтронов укладываются на одну кривую); × — теоретические данные работы [15] для пучка протонов.

Поступила в Редакцию 15/VI 1974 г.



Р и с. 4. Распределение плотности нейтронов  $W(z) = -2\pi \int W(z, r) r dr$  вдоль оси урановой и свинцовой цилиндрических мишеней, облучаемых протонами (пунктир) и дейтронами (сплошные гистограммы). Указаны энергии первичных частиц; значения  $W(z)$  даны в расчете на одну первичную частицу.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барашенков В. С., Тонеев В. Д. «Атомная энергия», т. 35, вып. 2, с. 163.
2. Барашенков В. С., Тонеев В. Д., Чигринов С. Е. Сообщение ОИЯИ Р2-7694, Дубна, 1974.
3. Барашенков В. С., Тонеев В. Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами. М., Атомиздат, 1972.
4. Барашенков В. С. и др. «Усп. физ. наук», 1973, т. 109, с. 91.
5. Barashenkov V. e.a. Nucl. Phys., 1973, v. A206, p. 731.
6. Fong P. Phys. Rev., 1953, v. 89, p. 332; 1956, v. 102, p. 434.
7. Барашенков В. С. Препринт ОИЯИ, Е2-7278. Дубна, 1973.
8. Granfall W., Millburn G. J. Appl. Phys., 1958, v. 29, p. 698.
9. Millburn G. e.a. Phys. Rev., 1954, v. 95, p. 1268.
10. Geibel J., Ranft J. Nucl. Instrum. and Methods, 1965, v. 32, p. 65.
11. Sternheimer R. Phys. Rev., 1960, v. 118, p. 1045.
12. Стародубцев С. В., Романов А. М. Прохождение заряженных частиц через вещество. Ташкент, «Фан», 1962.
13. Барашенков В. С., Соболевский Н. М., Тонеев В. Д. «Атомная энергия», 1972, т. 32, вып. 2, с. 127.
14. West D., Wood E. Canad. J. Phys. 1971, v. 49, p. 261.
15. Coleman W. Report ORNL-TM-2206, 1968.

### Вниманию читателей!

Институт теоретической и экспериментальной физики выпустил в свет

СБОРНИК ТРУДОВ ПЕРВОЙ ШКОЛЫ ФИЗИКИ ИТЭФ

### ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

В трудах излагаются вопросы теории слабого и электромагнитного взаимодействий, а также результаты теоретических и экспериментальных исследований процессов множественного рождения частиц при высоких энергиях.

Труды высылаются наложенным платежом. Стоимость издания 3 руб. 81 к. С запросами об рататься по адресу: 117259, Москва, Б. Черемушкинская, 91, ИТЭФ.