

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ**ПОДРОБНЫЙ АНАЛИЗ РАСЩЕПЛЕНИЯ ЛЁГКИХ ЯДЕР
НУКЛЕОНАМИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ**

Хотя в настоящее время хорошо известны сечения неупругих столкновений нуклеонов высокой энергии, но имеется довольно мало сведений о том, из каких именно ядерных реакций складывается общая картина таких столкновений. В этом году появились три работы, в которых проводится подробный анализ всех реакций взаимодействия нейтронов со средней энергией 90 Мэв с ядрами гелия¹ и углерода² и большинства продуктов расщепления протонами с энергией 330 Мэв ядер бериллия и углерода³.

Исследование взаимодействия нейтронов с ядрами гелия и углерода производилось с помощью камеры Вильсона, диаметром в 56 см, помещённой в импульсное магнитное поле с индукцией до 22 000 гаусс.

В работе¹ камера заполнялась 99- $\%$ гелием до давления 815 мм рт. ст. и парами воды, так что соотношение количества ядер гелия и кислорода немедленно после расширения было 51,8. В работе² для заполнения камеры применялась смесь метана с водородом, и состав смеси после расширения был: 474,5 мм рт. ст. метана, 348,5 мм рт. ст. водорода и 17,5 мм рт. ст. водяного пара. При обработке результатов измерений вводились необходимые поправки на малую примесь кислорода.

Нейтроны со средней энергией 90 Мэв получались при бомбардировке дейтеронами с энергией 190 Мэв бериллиевых мишеней, коллимировались отверстиями в толстых слоях бетона и свинца или меди и попадали в камеру через алюминиевое окошко толщиной 25 микрон.

Лёгкие частицы — протоны, дейтероны, тритоны, He³ и α -частицы — идентифицировались по радиусу кривизны траекторий, по длине и плотности следа. В отдельных случаях задача идентификации упрощалась благодаря возможности наблюдения постепенного изменения радиуса кривизны вблизи конца траектории. Камера Вильсона не давала, однако, возможности точного определения массы «тяжёлых» осколков (ядер Li, Be, B и C), образующихся при расщеплении ядер углерода. Поэтому в работе² для уточнения природы продуктов взаимодействия нейтронов с ядрами углерода применялся также метод вращающегося диска, о котором будет сказано ниже.

При исследовании расщепления нейтронами ядер гелия на каждом снимке наблюдалось, в среднем, три двухлучевых звезды и столько же сильно ионизирующих одиночных треков. Редко встречались звёзды с тремя и более лучами от расщепления ядер кислорода.

Ниже перечислены все возможные реакции расщепления гелия:

- 1) $n + \text{He}^4 \rightarrow d + t$ (сокращённо обозначим как dt),
- 2) $n + \text{He}^4 \rightarrow p + t + n$ (pt),
- 3) $n + \text{He}^4 \rightarrow d + d + n$ (dd),
- 4) $n + \text{He}^4 \rightarrow p + d + 2n$ (pd),
- 5) $n + \text{He}^4 \rightarrow p + p + 3n$ (pp),
- 6) $n + \text{He}^4 \rightarrow \text{He}^3 + 2n$ (He^3),
- 7) $n + \text{He}^4 \rightarrow \text{He}^4 + n$ (He^4) (упругое рассеяние).

Первые пять реакций приводят к образованию двухлучевых звёзд, две последние — к появлению сильно ионизирующих одиночных частиц.

Поскольку в двухлучевых звёздах от распада ядер гелия могут быть лишь частицы с одиночным зарядом (p , d , t), удельная ионизация и кривизна траектории в магнитном поле однозначно определяли вид и энергию частиц. Некомпланарность двух треков с направлением первичных нейтронов отличала случаи 2—5 от процесса dt , что служило дополнительным фактором идентификации. Из 179 двухлучевых звёзд лишь в восьми случаях не удалось точно установить, каким реакциям соответствуют наблюдаемые звёзды.

Для реакций dt , pt и dd по величине энергии и импульсов вторичных заряженных частиц можно было определить, какова была энергия первичных нейтронов. Для реакции pd можно было оценить нижний предел этой энергии, в предположении, что два испускаемых нейтрона летят вместе, унося остаточный импульс. Лишь в случае pp энергию первичных нейтронов нельзя было оценить сколько-нибудь надёжно. При исследовании двухлучевых звёзд учитывались лишь такие, в которых оба луча лежали в углах не более $\pm 30^\circ$ к горизонтальному направлению. Для определения полных сечений различных реакций автор вводил поэтом геометрическую поправку, учитывающую долю от общего числа различных звёзд, приходящуюся на углы $\pm 30^\circ$. Правильность этой поправки была подтверждена прямым подсчётом полного числа звёзд во всех углах (без подробного анализа этих звёзд).

Двухлучевые звёзды не исчерпывают всех вариантов неупругого взаимодействия нейтронов с ядрами гелия. К такому взаимодействию относятся и однолучевые звёзды с образованием He^3 . Между тем, точность методики в огромном большинстве случаев не позволяла различать следы He^3 и He^4 . Для того чтобы оценить выход He^3 , автор¹ принял, что соотношение сечений реакций He^3 и pt равно соотношению сечений pn - и pr -расщепления, т. е. для 90 *Мэв* равно $1/3$, если положить $\sigma_{pn} = \sigma_{pr}$. При этом для расчёта выхода He^3 автор учитывал не только чистый pt -случай, но и случай dt с вылетом дейтронов вперёд, ибо при таком процессе захвата бомбардирующим нейтроном протона из ядра He^4 («pick-up») дейтерон образуется не в самый момент столкновения, так что первая стадия столкновения и здесь может рассматриваться, как образование $n + p + t$.

Итак, для выхода He^3 было принято: $\sigma_{\text{He}^3} = \frac{1}{3} [\sigma_{pt} + \sigma_{dt} \text{ вперёд}]$

Сумма данных о неупругом взаимодействии нейтронов с ядрами гелия приведена в таблице I. Появление нецелочисленных значений во второй строке этой таблицы связано с тем, что неидентифицированные восемь звёзд были распределены между разными случаями в том же соотношении, как идентифицированные (четыре звезды — между pt и pd , четыре — между первыми пятью случаями).

Исправленные значения включают вышеупомянутую геометрическую поправку. Абсолютные значения сечений получены, исходя из того, что

Таблица 1

	pt	dt	pd	dd	pp	He ³	Всего
Идентифицировано . .	88,0	33,0	31,0	17,0	2,0	—	171,0
Не идентифицировано	5,1	0,8	1,7	0,4	—	—	8,0
Сумма	93,1	33,8	32,7	17,4	2,0	—	179,0
Исправленная сумма	212,6	75,5	76,3	37,0	3,8	[83,5]	488,7
Сумма для нейтронов с энергией > 40 Мэв	209,1	66,5	76,3	35,2	3,8	[80,8]	471,7
Возможная ошибка %	7,3	12,3	12,1	16,8	48,0	—	5,2
Сечение ($\times 10^{27} \text{ см}^2$)	42	13	15	17	0,8	[16]	94
Возможная ошибка ($\times 10^{27} \text{ см}^2$)	6	2,5	2,5	1,5	0,4	—	—

всего наблюдалось 472 случая неупругих столкновений и 484 случая упругого рассеяния, а полное сечение взаимодействия нейтронов со средней энергией 93 Мэв с ядрами гелия на основании интерполяции данных для H, D, Li и Be было принято равным $1,9 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$.

Упругое рассеяние исследовалось по счёту окончаний треков He⁴ в камере и одиночных неоконченных треков, с введением соответствующих геометрических поправок. Сечение упругого рассеяния $n + \text{He}^4$ определено в ¹ как $96 \pm 17 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$, причём сечения неупругого взаимодействия и упругого рассеяния оказались, как и для других ядер в этой области энергий нейтронов, очень близки.

В ¹ приводится сравнение полученных сечений различных реакций $n + \text{He}^4$ с предсказаниями теоретической работы ⁴. При нормировке полного сечения к величине $1,9 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ теория даёт следующие сечения (в 10^{-27} см^2): упругое рассеяние — 125, pt — 46, dt — 12,5, pd — 1,5, dd — 0, pp — 0, He³ — 5. Таким образом для первых трёх случаев наблюдается хорошее согласие опыта и теории. Теория правильно предсказала также малую вероятность случая pp. Соотношение выхода He³ и pt в теории ⁴ оце-

нивалось как $\frac{1}{\frac{4}{1} + \frac{3}{4}} \left(\frac{V_{\text{синглет}}}{V_{\text{триплет}}} \right)^2 \cong \frac{1}{12}$, тогда как в ¹ оно принимается

равным $\frac{\sigma_{\text{пп}}}{\sigma_{\text{пр}}} \cong \frac{1}{3}$. В подтверждение своей оценки автор ¹ ссылается на неопубликованные опыты В. Поуэлла по pd-взаимодействию при 90 Мэв.

При таком взаимодействии сечение образования протонов малой энергии (< 10 Мэв), соответствующее квазисвободному pp-рассеянию, равнялось $14,6 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$, тогда как сечение образования протонов большей энергии, соответствующее квазисвободному пр-рассеянию, равнялось $51,1 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$.

Для некоторых реакций расщепления гелия в ¹ приведены данные о спектрах и угловом распределении продуктов. Эти результаты представлены на рисунках 1—4. Следует отметить, что хотя полное сечение процесса dt, найденное в ¹, удовлетворительно согласуется с теорией ⁴,

угловое распределение дейтронов в этой реакции (рис. 1) разительно противоречит теории. Так, соотношение числа дейтронов, направленных в переднюю и заднюю полусферу, оказалось около 1:1, тогда как в ^4He предска-

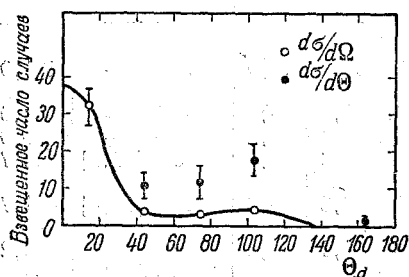


Рис. 1. Угловое распределение дейтронов в реакции $n + \text{He}^4 \rightarrow d + t$.

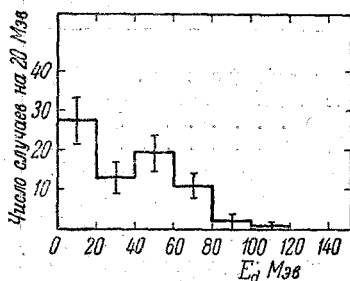


Рис. 2. Спектр дейтронов, образующихся в реакции $n + \text{He}^4 \rightarrow d + t$.

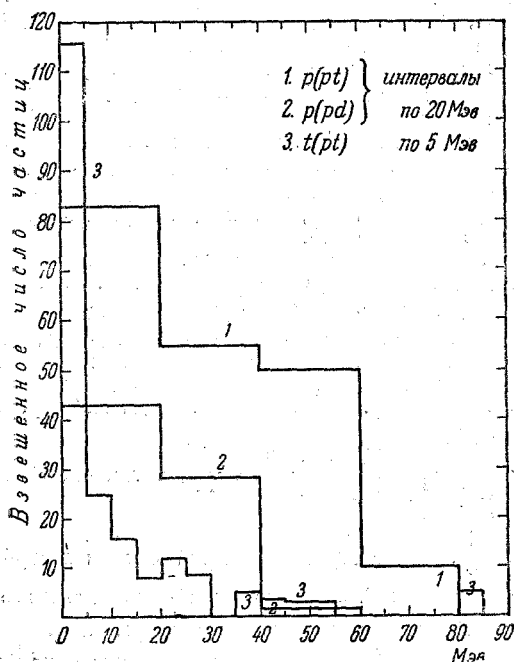


Рис. 3. Спектры протонов, образующихся в реакциях $n + \text{He}^4 \rightarrow p + t + n$ и $n + \text{He}^4 \rightarrow p + d + 2n$, и спектр тритонов, образующихся в реакции $n + \text{He}^4 \rightarrow p + t + n$.

зывалось 1000:1. Заметный выход дейтронов назад связан, видимо, с захватом бомбардирующим нейтроном дейтерона в ядре He^4 , причём тритон вылетает вперёд, а второй дейтерон получает малый импульс назад.

В пользу существования такого процесса свидетельствует также наличие трионов больших энергий (рис. 3) и направленность трионов вперед (рис. 4) в процессе pt . Воспроизведение спектра первичных нейтронов до энергиям вторичных частиц в случаях pt и pd дало спектр, близкий к истинному, что указывает на слабую зависимость сечений этих реакций от энергии нейтронов. В случае же dt воспроизведенный спектр оказался смещенным в сторону меньших энергий, что говорит о заметном убывании сечения этой реакции с ростом энергии нейтронов. Из детального баланса реакции $d + t \rightleftharpoons p + He^4$ можно определить на основании данных¹, что при энергии дейтронов 90 Мэв $\sigma(d + t \rightarrow p + He^4) = (3,85 \pm 0,75) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$.

В связи с вопросом о применимости α -частичной модели легких ядер представляет интерес сопоставление приведенных данных с результатами бомбардировки нейтронами с энергией 90 Мэв ядер углерода C^{12} . Часть исследования ядерных реакций $n + C^{12}$ была выполнена с помощью камеры Вильсона. Абсолютизация сечений производилась путем сравнения выхода различных реакций с выходом пр-рассеяния. Однако, как уже упоминалось, в камере Вильсона нельзя было различить массы тяжелых осколков. Поэтому дополнительно использовался «метод вращающегося диска». Полиэтиленовый диск диаметром 53,5 см вращался с определенной скоростью перед коллимированным пучком нейтронов (диаметром 8,4 см), попадавших на периферию диска. При нейтронной бомбардировке углерода образовывались нижеперечисленные радиоактивные изотопы: He^6 (β^- ; $T_{1/2} = 0,87 \text{ сек.}$; $E_{\text{макс}}^{\beta} = 3,7 \text{ Мэв}$); Li^8 (β^- ; $0,89 \text{ сек.}$; $12,7 \text{ Мэв}$); Li^9 (β^- ; $0,168 \text{ сек.}$; 11 Мэв); Be^7 (K ; $52,93 \text{ суток}$; $0,48 \text{ Мэв}$, γ); Be^{10} (β^- ; $2,5 \cdot 10^6 \text{ лет}$; $0,56 \text{ Мэв}$); B^8 (β^+ ; $0,65 \text{ сек.}$; $13,7 \text{ Мэв}$); B^{12} (β^- ; $0,025 \text{ сек.}$; $13,46 \text{ Мэв}$); C^{10} (β^+ ; $19,1 \text{ сек.}$; $2,2 \text{ Мэв}$) и C^{11} (β^+ ; $20,5 \text{ мин.}$; $0,98 \text{ Мэв}$).

Одновременно с активацией производилось измерение скорости радиоактивного распада образующихся изотопов. Для этой цели против диска, под разными углами к месту вывода пучка нейтронов и под углом 180° друг относительно друга располагались две пары торцевых счётчиков, направленных на диск с обеих сторон. При вращении диска со скоростью ω радиан/сек, интервале углов, где происходит облучение, α радиан и расположении счётчиков под углом θ радиан относительно места облучения (отсчитывая угол по направлению движения диска), активность изотопа с постоянной распада λ после того, как диск совершит n оборотов, очевидно, равняется

$$A = k \cdot \frac{(1 - e^{-\alpha\lambda/\omega})(1 - e^{-n \cdot 2\pi\lambda/\omega})}{1 - e^{-2\pi\lambda/\omega}} \cdot e^{-\lambda\theta/\omega},$$

где $k = \Pi N \sigma$ (Π в $\text{см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ — поток нейтронов, N — число ядер углерода на всей площади пучка, σ в см^2 — сечение соответствующей реакции, ϵ — эффективность регистрации распада торцевым счётчиком).

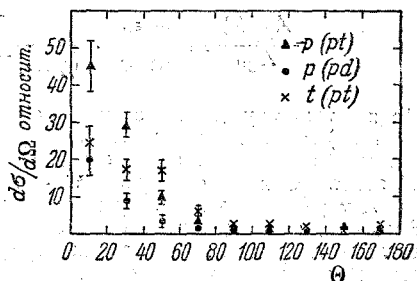


Рис. 4. Угловое распределение протонов, образующихся в реакциях $p + He^4 \rightarrow p + t + n$ и $p + He^4 \rightarrow p + d + 2n$, и трионов, образующихся в реакции $p + He^4 \rightarrow p + t + n$.

Выходы всех изотопов сравнивались с выходом C^{11} , поскольку сечение реакции $\text{C}^{12}(n, 2n)\text{C}^{11}$ при энергии нейтронов 90 Мэв известно: $\sigma = 22 \pm 4 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$. Для короткоживущих изотопов типа B^{12} в приведённом выражении $\frac{\alpha\lambda}{\omega} \ll 1$ и $\frac{2\pi\lambda n}{\omega} = \lambda t \gg 1$ (t — время от на-

чала облучения); для изотопа C^{11} : $\frac{\alpha\lambda}{\omega} \ll 1$ и $\frac{2\pi\lambda}{\omega} \ll 1$. Поэтому

$$\frac{A_{\text{B}^{12}}(t)}{A_{\text{C}^{11}}} = \frac{\sigma_{\text{B}} \varepsilon_{\text{B}}}{\sigma_{\text{C}} \varepsilon_{\text{C}}} \cdot \frac{\frac{\lambda_{\text{B}}}{2\pi\omega} \cdot e^{-\lambda_{\text{B}} t/\omega}}{(1 - e^{-2\pi\lambda_{\text{B}}/\omega})(1 - e^{-\lambda_{\text{C}} t})^*}.$$

Меняя толщину диска, скорость его вращения (от нуля до 6000 оборотов мин.) и толщину поглотителей, расположенных между диском и счётчиками, автор² определил сечения образования всех перечисленных выше изотопов. Основные результаты работы² приводятся в таблицах II и III.

Автор² сделал попытку использовать данные, полученные с камерой Вильсона, для оценки выхода отдельных конкретных изотопов — в том числе и стабильных. Для таких оценок он использовал, в частности, сделанный им на основании сопоставления сечений образования B^{12} (без вылета нейтрона) и других изотопов бора (с вылетом нейтронов), а также некоторых других данных, вывод, что в реакциях с испусканием заряженных частиц не более 10% случаев не сопровождается одновременным вылетом нейтронов. Однако эти оценки чрезвычайно грубы и в ряде случаев противоречат другим цифрам, приводимым в²; и мы не будем на них останавливаться. Данные работы² удовлетворительно согласуются с результатами других исследований взаимодействия нейтронов с энергией 90 Мэв с ядрами углерода. Близки полученные в разных работах сечения упругого рассеяния и интегральные сечения неупругих столкновений, а также сечения образования в разных реакциях протонов с энергией более 20 Мэв, дейтронов — более 27 Мэв и тритонов — более 33 Мэв (равные² соответственно $85,3 \pm 9,2$, $26,1 \pm 3,4$ и $3,9 \pm 0,93 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$).

Сопоставление результатов взаимодействия нейтронов с ядрами гелия и углерода указывает на невозможность простой интерпретации, основанной на α -частичной модели. В таблице IV сопоставляются относительные доли разных процессов (в обозначениях таблицы I) при взаимодействии $n + \text{He}^4$ и $n + \text{C}^{12}$ с образованием, кроме других продуктов, двух α -частиц (т. е. как бы взаимодействия нейтрона с α -частицей внутри ядра C^{12}).

В таблице V приводятся относительные доли выходов p , d , t и He^3 всех реакций нейтронов с He^4 и C^{12} .

Различие во взаимодействии нейтронов с ядрами гелия и углерода связано, видимо, с тем, что, в отличие от протонов и нейтронов, сложные частицы (He^3 , t и т. д.), образующиеся в ядре углерода, с большей вероятностью разваливаются вследствие новых столкновений в том же ядре. Поэтому выход p , n и d из ядра C^{12} выше, чем из He^4 , а выход t и He^3 — гораздо ниже. Аналогичные рассуждения применимы и к квазисвободному рассеянию $n + \text{He}^4$. В то время как, например, сечение квазисвободного рассеяния pp в ядрах лития втрое выше сечения свободного рассеяния, суммарное сечение реакций с испусканием α -частиц из ядер C^{12} равняется всего $73,4 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$, т. е. меньше сечения упругого рассеяния $n + \text{He}^4$ ($96 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$).

*) В тексте² в этой формуле множитель $(1 - e^{-\lambda_{\text{C}} t})$ ошибочно помещён в числителе.

Таблица II

Сводка данных о взаимодействии нейтронов с энергией 90 Мэв с ядрами C^{12}

	Число звёзд	Сечение ($\times 10^{-7} \text{ см}^2$)	Число обнаруженных быстрых частиц		
			$p > 20$ Мэв	$d > 27$ Мэв	$t > 33$ Мэв
Двухлучевые:	557	125 ± 10	278	66	7
pB	422	95 ± 9	278	—	—
dB	104	24 ± 4	—	66	—
tB	16	$3,6 \pm 1,0$	—	—	7
aBe	11 - 2	$2,5 \pm 1,1$	—	—	—
LiLi	4 ± 2	$0,9 \pm 0,6$	—	—	—
неидентифициро- ванные	4	—	—	—	—
Трёхлучевые:	318	71 ± 9	68	25	3
aaa	43	$9,8 \pm 2,0$	—	—	—
He ³ a	5	$1,1 \pm 0,4$	—	—	—
paLi	78	$17,7 \pm 2,5$	30	—	—
pHe ³ Li	7	$1,6 \pm 0,6$	1	—	—
dLi	46	$10,5 \pm 2,0$	—	10	—
dHe ³ Li	2	$0,4 \pm 0,2$	—	—	—
taLi	6	$1,4 \pm 0,5$	—	—	—
tHe ³ Li	4	$0,9 \pm 0,4$	—	—	—
ppBe	28	$6,3 \pm 1,5$	19	—	—
pdBe	43	$9,8 \pm 2,0$	12	11	—
ptBe	13	$2,9 \pm 0,9$	6	—	1
ddBe	25	$5,7 \pm 1,3$	—	3	—
dtBe	18	$4,1 \pm 1,0$	—	1	2
Четырёхлучевые:	151	34 ± 7	32	17	3
ppaa	29	$6,6 \pm 1,5$	11	—	—
ppHe ³ a	2	$0,4 \pm 0,2$	—	—	—
pd ³ a	41	$9,3 \pm 2,0$	10	—	—
pdHe ³ a	1	$0,2 \pm 0,2$	1	—	—
ddaa	25	$5,7 \pm 1,3$	—	11	—
dt ³ a	8	$1,8 \pm 0,6$	—	2	1
dtHe ³ a	5	$1,1 \pm 0,4$	—	1	—
pt ³ a	15	$3,4 \pm 1,0$	4	—	1
ptHe ³ a	2	$0,4 \pm 0,2$	1	—	—
pppLi	1	$0,2 \pm 0,2$	2	—	—
ppdLi	7	$1,6 \pm 0,6$	2	—	—
pddLi	5	$1,1 \pm 0,4$	—	2	—
dddLi	1	$0,2 \pm 0,2$	—	—	—
pdtLi	7	$1,6 \pm 0,6$	1	1	1
ddtLi	2	$0,4 \pm 0,2$	—	—	—
Пятилучевые:	7	$1,6 \pm 0,6$	—	—	—
pppda	2	$0,4 \pm 0,2$	—	—	—
ppdda	1	$0,2 \pm 0,2$	—	—	—
pddda	1	$0,2 \pm 0,2$	—	—	—
pddta	3	$0,7 \pm 0,3$	—	—	—
Всего звёзд	1033	232 ± 17	378	115	13

Таблица III
Сечения образования различных продуктов при бомбардировке ядер углерода нейтронами с энергией 90 Мэв

	H ¹	H ²	H ³	He ³	
Σσ	160 ± 24	79 ± 18	22,3 ± 7,1	6,1 ± 2,6	
Σνσ	176 ± 29	93,6 ± 22,4	22,3 ± 7,1	6,1 ± 2,6	
	He ⁴	Li	Be *)	B	C
Σσ	73,4 ± 16,8	38,5 ± 9,0	31,3 ± 7,8	123 ± 14	[Упругое рассеяние — 275 ± 50 C ¹² (n, 2n) C ⁷ — 22 ± 4]
Σνσ	121 ± 28	39,4 ± 9,9	31,3 ± 7,8	123 ± 14	
Данные метода вращающегося диска	He ⁶ 2,54 ± 0,96	Li ⁹ < 1,0 Li ⁸ 0,82 ± 0,42	Be ⁷ 8,8 ± 4,6	B ¹² 4,93 ± 1,0 B ⁸ < 1,0	C ¹⁰ 0,67 ± 0,50

Сечения даны в единицах 10^{-27} см^2 . Значение $\Sigma\sigma$ определяет сумму сечений всех реакций, в которых данный продукт образуется независимо от кратности образования. Значение $\Sigma\nu\sigma$ определяет суммарное сечение образования данного продукта с учётом кратности выхода.

*) Без учёта выхода Be⁸, дающего две α -частицы.

Из приведённых в таблицах II и III данных можно оценить среднее число вторичных нейтронов, испускаемых в одном неупругом столкновении нейтрона с энергией 90 Мэв с ядром углерода: $\nu \approx 1,5 \pm 0,3$. Относительно подробные результаты работы² удалось получить благодаря сочетанию двух методов, позволивших регистрировать как вылетающие частицы, так и конечные ядра. Значительно менее определённые результаты дала работа³, в которой исследовались заряженные продукты расщепления ядер углерода и бериллия протонами с энергией 330 Мэв.

В этой работе в пучок протонов внутри камеры синхротриклотрона вводились мишени в виде лент из бериллия ($8,7 \text{ мг/см}^2$) и полистирола

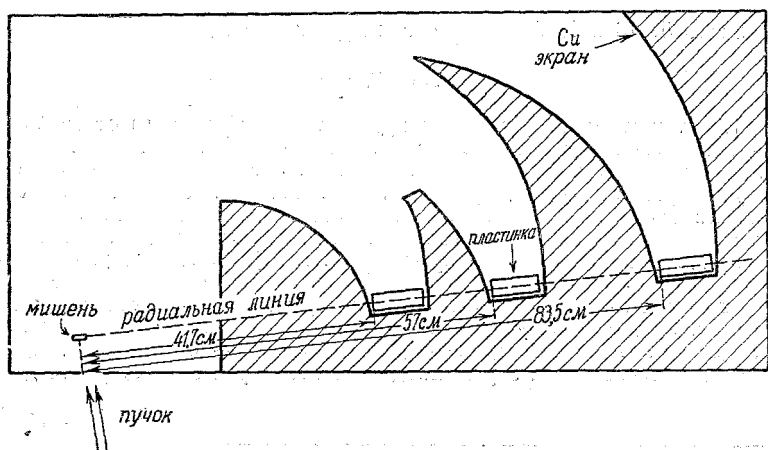


Рис. 5. Схема установки для наблюдения продуктов расщепления ядер Be^9 и C^{12} протонами с энергией 330 Мэв.

($2,9 \text{ мг/см}^2$) шириной 2 мм. Продукты расщепления заворачивались магнитным полем ускорителя, немного при этом опускаясь, и попадали на фотопластины Ильфорд С-2, размещённые, как показано на рис. 5, в медной защитной стенке; вырезанные в последней каналы определяли направление регистрируемых частиц. Пластины располагались на продолжении радиальной линии центр камеры—мишень, так что регистрируемые частицы описывали в магнитном поле дугу в 180° . Расстояние пластинок от мишени было около 46, 61 и 88 см, что соответствовало при $H=14\,300$ гауссов энергии протонов, вылетающих из мишени в прямом направлении.

Таблица IV

	pt	dt	pd	dd	pp	He^3
$n + \text{He}^4$	44,7	13,8	16,1	7,5	0,8	17,1
$n + \text{C}^{12}$	12,2	6,5	33,3	20,4	23,6	4,0

Таблица V

	p	d	t	He ³
n + He ⁴	34,2	24,3	32,2	9,3
n + C ¹²	59,0	31,6	7,4	2,0

E_p около 5; 10 и 20 Мэв, а энергии других частиц

$$E = E_p \frac{z^2}{A}.$$

При таком интервале регистрируемых энергий протоны от свободного pp-рассеяния в полистироле не могли служить помехой. При анализе данных выбирались лишь треки, входившие в эмульсию под углами $180 \pm 10^\circ$ к исходному пучку. Идентификация частиц производилась по заранее построенным для всех ожидавшихся продуктов графикам: кривизна траектории — пробег в эмульсии. Проверка этих графиков для многозарядных ионов производилась по характерным гаммер-трекам Li³ и B⁸ (Li⁸ → Be⁸ → 2α; B⁸ → Be⁸ → 2α).

Таким образом, было эмпирически установлено влияние захвата электронов на кривизну треков многозарядных ионов в конце пробега. В отдельных случаях (например, для различения H² и He³) производилось определение плотности зёрен. Вводилась геометрическая поправка для не-

Таблица VI

ρ (см)	Продукты расщепления Be ⁹ в %				Продукты расщепления C ¹² в %			
	22—24	29,5—31,5	43—45	всего	22—24	29,5—31,5	43—45	всего
H ¹	11,6	10,0	5,9	27,5	13,1	8,8	6,7	28,6
H ²	4,3	3,7	3,7	11,7	2,5	2,9	3,5	8,9
H ³	4,5	4,0	3,3	11,8	1,7	1,6	1,8	5,1
He ³	4,6	4,5	1,6	10,7	3,5	3,4	2,2	9,1
He ⁴	14,0	15,4	4,1	33,5	17,1	16,9	6,2	40,2
Li ⁶ , Be ⁷	0,8	1,2	0,2	2,2	0,9	0,9	0,1	1,9
Li ⁷	0,3	0,3	0,3	0,9	0,8	0,1	0,8	1,7
Li ⁸	—	—	—	—	—	0,1	—	0,1
B ⁸	—	—	—	—	—	—	0,1	0,1
Неклассиф. продукты и фон	—	—	—	1,7	—	—	—	4,3
Общее число случаев	—	—	—	1082	—	—	—	812

перехода от наблюдаемого числа треков на единицу площади и единицу азимутального угла к числу треков на единицу радиуса кривизны и единицу телесного угла. Результаты измерений приводятся в таблице VI.

Как уже было сказано, результаты работы³ являются значительно менее определёнными, чем результаты описанной выше работы². Не говоря уже о том, что выходы отдельных продуктов даются лишь в относительных единицах, укажем, что даже из абсолютных выходов различных продуктов нельзя сделать заключение о доле различных реакций в неупругом взаимодействии протонов высокой энергии с ядрами Be^9 и C^{12} .

Например, при образовании He^4 в реакции $p + \text{Be}^9$ могут появиться $3p$, $3d$, $t + \text{He}^3$, $d + \text{He}^4$ и т. п. Выбор тех или иных возможностей, на основании законов сохранения, затрудняется вариантами, когда образуются нейтроны. В результате становится практически невозможным вывести из известной доли различных продуктов долю различных реакций. Заметная погрешность связана, видимо, и с ограничением энергии регистрируемых частиц.

В таблице VII сопоставлены относительные выходы различных продуктов при бомбардировке углерода нейтронами с энергией 90 Мэв ² и протонами с энергией 330 Мэв ³.

Таблица VII

Относительный выход (в %)	p	d	t	He^3	He^4	He^6	Li	Be	B	C
Нейтроны 90 Мэв . .	27,8	14,8	3,5	0,9	19,0	0,4	6,0	4,8	19,3	3,4
Протоны 330 Мэв . .	28,6	8,9	5,1	9,1	40,2	—		3,8		—

Основное различие результатов состоит в резком уменьшении во втором случае выхода тяжёлых осколков и в увеличении выхода α -частиц. Это расхождение в сильной степени связано именно с ограничением энергии регистрируемых частиц во втором случае. В то время как α -частицы почти все попадали в интервал их регистрации 5—20 Мэв , большая часть лёгких частиц обладала более высокой энергией (например, как показано в², доля протонов с энергией более 20 Мэв составляет около 50% всех протонов, то же относится и к дейтеронам с энергией более 10 Мэв), а большая часть тяжёлых осколков обладала энергией ниже порога (равного, например, 12,5 Мэв для ${}^9\text{Be}$). Поэтому результаты работы³ не являются показательными для количественного определения относительных выходов разных продуктов и сечений различных реакций.

Г. И.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. P. Tannenwald, Phys. Rev. **89**, 508 (1953).
2. D. Kellogg, Phys. Rev. **90**, 224 (1953).
3. W. Barkas и Н. Tyren, Phys. Rev. **89**, 1 (1953).
4. J. Heidmann, Phil. Mag. **41**, 444 (1950).