

Результаты опыта: при энергии протонов 80 *Мэв* галлия не обнаружено совсем, при 100 *Мэв* обнаружены следы радиоактивного галлия, при 150 и 180 *Мэв* галлия уже достаточно для его количественного определения; сечение реакции при этих энергиях — около 10^{-32} см².

5. Барий. Теоретический порог для $\text{Ba}^{137} (p, 20p\ 13\ a)\ \text{Ga}^{66} - 370\ \text{Мэв}$, для $\text{Ba}^{137} + p \rightarrow \text{Ga}^{66} + \text{Fe}^{60} + 12n$, соответственно, 150 *Мэв*. Опыт показывает, что оба радиоактивных изотона Ga^{66} и Ga^{72} образуются уже при бомбардировке Ba^{137} протонами с энергией 335 *Мэв* (сечение реакции 10^{-31} см²).

Понижение порога энергий бомбардирующих частиц против его теоретического значения могло бы быть вызвано не только реакцией деления, но и распадом при бомбардировке ядер различных примесей. Поэтому во всех случаях был проведён тщательный анализ содержания примесей и их возможной роли, и на основании этого анализа авторы заключают, что наблюдавшиеся ими весьма низкие пороги реакций посторонними примесями объяснены быть не могут и со всей определённоностью указывают на существование реакций деления.

В качестве вывода из своей работы авторы высказывают мнение, что при соответствующих энергиях возбуждения реакции деления происходят в ядрах всех элементов.

М. Гинцбург

ЭФФЕКТИВНЫЕ ЯДЕРНЫЕ СЕЧЕНИЯ ДЛЯ НЕЙТРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

За последние годы появился ряд работ, посвящённых определению эффективных ядерных сечений для нейтронов высоких энергий.

Источником нейтронов высоких энергий служили две реакции — расщепление дейтронов при бомбардировке различных мишеней и обменное взаимодействие протонов с нейтронами в ядрах бомбардируемых мишеней.

В первой из указанных реакций возникают нейтроны со средней энергией, равной половине энергии дейтронов. Во второй реакции возникают нейтроны с весьма широким энергетическим спектром, максимум которого лежит несколько ниже энергии исходных протонов.

Согласно теории¹ полные эффективные ядерные сечения для нейтронов высоких энергий слагаются из сечений упругого (дифракционного) рассеяния σ_d и сечений неупругих столкновений σ_a , причём при относительно малых энергиях $\sigma_a = \sigma_d = \pi R^2$ и полное сечение $\sigma_t = 2\pi R^2$, где R — радиус ядра. На основании опытов по определению полных сечений для нейтронов с энергией 14 — 25 *Мэв* было выведено² прибли-

жённое соотношение $R = \left(1,3 + 1,37 A^{\frac{1}{3}}\right) \cdot 10^{-13}$ см. Энергетическая

Полные эффективные ядерные сечения

Ядро	$\begin{matrix} E_n \\ (Мэв) \\ 2\pi R^2 \end{matrix}$	39 ⁸	42 ⁹	64,5 ⁸	84 ¹⁰	95 ¹¹	97 ⁸	100—105 ¹¹	110—120 ¹²	
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
H *	—	0,223	0,203	0,125	0,083	0,073	0,074	—	—	—
D *	—	—	0,289	—	0,117	0,104	—	—	—	—
Li	0,965	—	0,684	—	0,314	—	—	—	—	—
Be	1,08	—	0,853	—	0,431	0,396	—	—	—	—
B	1,18	—	0,985	—	—	—	—	—	—	—
C *	1,24	1,100	1,089	0,784	0,550	0,498	0,508	0,48	—	—
N *	1,33	—	1,220	—	—	0,570	—	—	—	—
O *	1,42	—	1,358	—	0,765	0,663	—	—	—	—
F *	1,61	—	1,603	—	—	—	—	—	—	—
Na*	1,69	—	1,67	—	—	—	—	—	—	—
Mg	1,75	—	1,723	—	—	—	—	—	—	—
Al	1,84	—	1,782	—	1,12	0,993	—	—	0,733	—
S *	2,01	—	1,974	—	—	—	—	—	—	—
Cl*	2,12	—	2,11	—	—	1,28	—	—	—	—
Ca	2,25	—	2,210	—	—	—	—	—	—	—
Fe	2,67	—	2,441	—	—	—	—	—	—	—
Ni	2,75	—	2,510	—	—	—	—	—	—	—
Cu	2,85	—	2,540	—	2,22	2,00	—	1,92	1,49	—
Zn	2,92	—	2,618	—	—	—	—	—	—	—
Br*	3,25	—	2,93	—	—	—	—	—	—	—
Sr*	3,43	—	2,99	—	—	—	—	—	—	—
Mo	3,60	—	3,11	—	—	—	—	—	—	—
Ag	3,83	—	3,229	—	—	—	—	—	—	—
Sn	4,04	—	3,251	—	3,28	3,18	—	—	—	—
I*	4,22	—	3,51	—	—	—	—	—	—	—
Ba*	4,41	—	3,57	—	—	—	—	—	—	—
Ta	5,14	—	4,20	—	—	—	—	—	—	—
W	5,19	—	4,31	—	—	—	—	—	—	—
Hg	5,44	—	4,51	—	—	—	—	—	—	—
Pb	5,56	—	4,44	—	4,53	4,48	—	—	3,71	—
Bi	5,60	—	4,58	—	—	—	—	—	—	—
Th	5,92	—	5,03	—	—	—	—	—	—	—
U	6,02	—	5,12	—	5,03	4,92	—	—	—	—

Таблица I

для нейтронов различных энергий

145 ¹³	156 ⁸	160 ¹²	180 ¹²	190 ¹²	220 ¹²	240 ¹²	260 ⁶	270 ¹³	280 ¹⁴
11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
-	0,0464	0,0512			0,041	—	0,035	0,038	0,033
-					-	-	—	0,057	0,049
-					-	-	—	—	0,164
-					-	-	—	0,029	0,225
-	0,330	—	—	0,291	0,285	—	—	0,288	0,279
-	-	-	-	-	-	-	-	0,372	0,380
-	-	-	-	-	-	-	-	—	—
-	-	-	-	-	-	-	-	—	—
-	-	-	-	-	-	-	-	—	—
-	-	-	0,575	0,510	0,576	0,576	—	0,555	0,566
-	-	-	—	—	—	—	—	—	—
-	-	-	—	—	—	—	—	—	—
-	-	-	—	—	—	—	—	—	—
1,31	1,30[12]	—	1,25	1,15	1,15	1,15	—	1,145	1,19
-	-	-	-	-	-	-	-	—	—
-	-	-	-	-	-	-	-	—	—
-	-	-	-	-	-	-	-	—	—
-	-	-	-	-	-	-	-	—	—
-	-	-	-	1,90	—	—	—	1,87	1,83
-	-	-	-	-	—	—	—	—	—
-	-	-	-	-	—	—	—	—	—
-	-	-	-	-	—	—	—	2,61	—
-	-	-	-	-	—	—	—	—	2,80
-	-	-	3,06	2,85	2,99	2,88	—	2,84	2,89
-	-	-	-	-	—	—	—	—	—
-	-	-	-	3,28	—	—	—	3,29	3,14

зависимость эффективных ядерных сечений для нейтронов высокой энергии была рассмотрена теоретически³, причём был сделан вывод, что полные сечения и, особенно, сечения неупругих столкновений должны довольно быстро падать с энергией. Такой вывод был получен на основе предположения о росте «прозрачности» ядер для нейтронов высокой энергии, следовавшего из опытов, показавших довольно сильное падение сечения пр-рассеяния с ростом энергии нейтронов^{4, 5, 6}. Однако исследования сечения pp-рассеяния при разных энергиях протонов показали, что это сечение остаётся практически постоянным в широком интервале энергий: от 120 до 340 Мэв⁷. Таким образом было серьёзно поколеблено основное предположение о «прозрачности», лежащее в основе теоретических предсказаний об энергетической зависимости эффективных ядерных сечений для нейтронов высокой энергии.

Таблица II
Соотношения сечений неупругих столкновений и полных эффективных ядерных сечений $\left(\frac{\sigma_a}{\sigma_t}\right)$ для нейтронов различных энергий

Ядро	E_n (Мэв)		
	8415	9511	27013
C	—	0,45	0,505
Al	0,38	0,42	—
Cu	0,36	0,39	0,50
Pb	0,38	0,40	0,50

упругие столкновения не выводили нейтроны из пучка. Для ряда элементов сечения определялись по разностному эффекту ослабления пучка соединениями, в состав которых входили атомы данных элементов. Такие элементы отмечены в таблице звёздочками. Сечения и величины $2\pi R^2$ даны в единицах, равных 10^{-24} см². Величины $2\pi R^2$ рассчитаны

по приведённой выше формуле $R = f\left(A^{\frac{1}{3}}\right)$.

Г. И.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Ахиезер и И. Я. Померанчук, Некоторые вопросы теории ядра, Гостехиздат, 1948.
2. R. Sherr, Phys. Rev. **61**, 734 (1942).
3. S. Fernbach, R. Serber, T. Taylor, Phys. Rev. **75**, 1352 (1949).
4. J. Hadley, E. Kelly и др. Phys. Rev. **75**, 351 (1949).
5. A. Taylor, T. Pickavance и др. Phil. Mag. **42**, 20 (1951).
6. E. Kelly, C. Leith и др. Phys. Rev. **79**, 96 (1950).
7. O. Chamberlain, E. Segré, C. Wiegand, Phys. Rev. **81**, 284 (1951).

8. T. Pickavance, I. Cassels, T. Randle, Phil. Mag. **42**, 328 (1951).
9. R. Hildebrand a. C. Leith, Phys. Rev. **80**, 842 (1950).
10. L. Cooc, E. McMillan и др., Phys. Rev. **75**, 7 (1949).
11. J. De Juren a. N. Knable, Phys. Rev. **77**, 606 (1950).
12. J. De Juren a. B. Moyer, Phys. Rev. **81**, 919 (1951).
13. J. De Juren, Phys. Rev. **80**, 27 (1950).
14. R. Fox, C. Leith и др., Phys. Rev. **80**, 23 (1950).
15. A. Bratenahl, S. Fernbach и др., Phys. Rev. **77**, 597, (1950).

ЗВЁЗДЫ, ОБРАЗОВАННЫЕ ФОТОНАМИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

В большом числе работ исследовалось образование звёзд под действием частиц высокой энергии (в космическом излучении или искусственно ускоренных). Однако образование звёзд под действием фотонов высокой энергии до недавнего времени не было изучено. На основании работ по фотоядерным реакциям можно было только заключить, что сечение образования звёзд под действием фотонов должно быть значительно меньше, чем под действием частиц высокой энергии.

В последние месяцы появились три работы, посвящённые образованию под действием γ -квантов высокой энергии звёзд в фотоэмульсиях (Ильффорд С-2). Исследовалось распределение звёзд по числу лучей энергетическое распределение лучей, а также оценивалось среднее сечение звездообразования на суммарный состав эмульсии (исключая атомы водорода).

В таблице I приведено лучевое распределение звёзд, образованных тормозным излучением с максимальной энергией 300 Мэв¹, а также

Таблица I

Число лучей	2	3	4	5	6	7
Число звёзд	103	64	57	24	4	1
Относительное } на фотонах	160	100	89	38	6,4	1,6
число звёзд } на мезонах	180	100	51	12	—	—

данное в статье¹ для сравнения лучевое распределение звёзд, образованных π -мезонами.

Энергетическое распределение лучей иллюстрируется¹ таблицей II.

Таблица II

Энергия лучей в Мэв	<0,2	0,2—2	2—10	10—30	30—60
Число лучей	67	181	427	109	39

Сечение образования звёзд составляет несколько единиц 10^{-27} см² и довольно быстро возрастает с ростом максимальной энергии спектра тормозного излучения, как это можно видеть² из таблицы III.

Таблица III

$E_{\gamma \text{ макс}}$ в Мэв	150	200	250	300
$\sigma_{\text{звезд}} \cdot 10^{27}$ см ²	$1,95 \pm 0,18$	$2,55 \pm 0,19$	$5,63 \pm 0,56$	$6,04 \pm 0,41$