

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ С ОБРАЗОВАНИЕМ ПРОТОНОВ

Как известно, первые исследования фотоядерных реакций с образованием протонов¹⁾, проведённые на ряде элементов¹, обнаружили значительно увеличенный по сравнению с ожидавшимся выход фотопротонов. Недавно было выполнено несколько работ, посвящённых дальнейшему изучению γ -реакций, причём основное внимание в них уделено изучению энергетического спектра и углового распределения протонов.

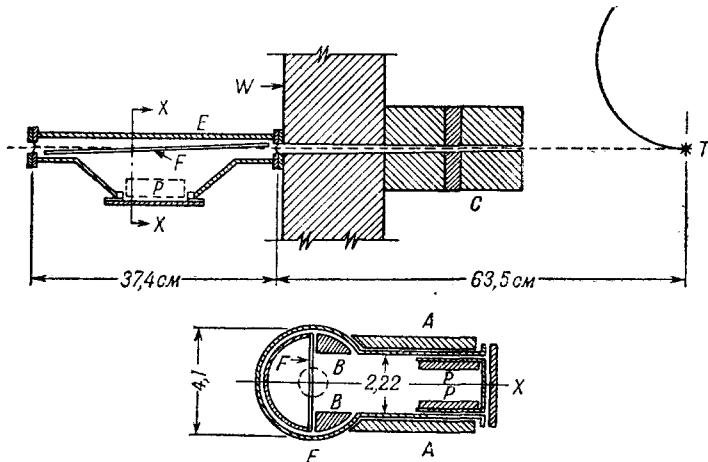


Рис. 1. Схема установки для исследования γ -реакций методом фотопластинон². E — камера, C — коллиматор, T — мишень бетатрона, W — свинцовая стена, F — фольга, P — фотопластиинки, A и B — полюсы магнита; пунктирный кружок показывает размер γ -пучка.

Источником γ -лучей во всех этих работах служили бетатроны с максимальной энергией фотонов $E_{\gamma M}$, равной 20—25 Мэв, а регистрация протонов производилась посредством фотопластиинок, помещённых вблизи образца, облучаемого пучком. Наиболее обстоятельной является работа, проведённая с серебром и алюминием². Хорошо коллимированный пучок γ -квантов (полная толщина свинца составляет 37 см), образованных в мишени 22-Мэв бетатрона (рис. 1), попадает через окошко из алюминиевой

¹⁾ См. УФН, т. XXXV, 276 (1948).

фольги (толщина $t = 0,075 \text{ мм}$) в камеру. В ней под небольшим углом к пучку помещается серебряная ($t = 12,58 \text{ мг/см}^2$) или алюминиевая ($t = 4,74 \text{ мг/см}^2$) фольга. Протоны, возникающие в фольге во время облучения (экспозиция составляла от 2000 до 2500 рентген), регистрировались двумя фотопластинками Ильфорд С-2, помещёнными в нижней части камеры таким образом, чтобы плоскость эмульсии была перпендикулярна плоскости фольги. Камера после откачки наполнялась парами воды при $p = 18 \text{ мм рт. ст.}$ во избежание усыхания эмульсии. Фон от рассеянных в фольге электронов удалось сильно сократить применением магнитного поля напряжённостью 2000 эрстед. Интенсивность пучка изменилась напёрстковой ионизационной камерой (окруженной слоем алюминия $t = 4 \text{ см}$), которая помещалась в пучке, выходящем из камеры. Дополнительный контроль интенсивности производился посредством измерения активности ($\tau = 8,2 \text{ часа}$), возникающей в tantalовой фольге в результате реакции γp . Кроме того, интенсивность пучка на различных участках фольги измерялась по β -активности, наведённой в полосках из серебра ($\tau = 24,5 \text{ мин.}$). Это измерение позволило также определить число нейтронов N_p , образующихся в фольге. Для каждого протонного трека, идущего с поверхности эмульсии, измерялись проекция трека на плоскость эмульсии и угол его с плоскостью эмульсии и направлением пучка. Исследовались углы от 20 до 120°

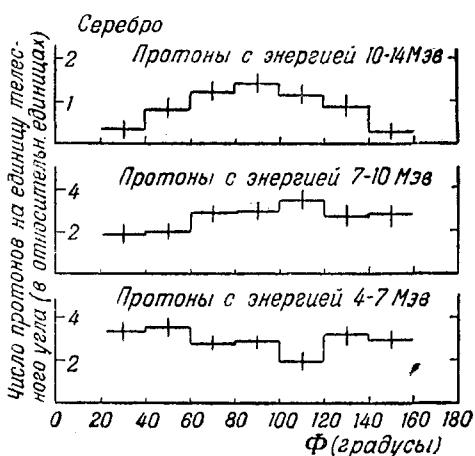


Рис. 2. Угловое распределение фотопротонов из серебра. Максимальная энергия γ -лучей $20,8 \text{ Мэв}$, φ — угол протона с направлением пучка.

с направлением пучка. Энергия протонов ϵ_p на основании калибровки, данной в работе Латтеса и др.⁸. Неопределённость в ϵ_p за счёт потери энергии в фольге составляла от 0,1 до 0,6 Мэв (рассматриваются протоны с энергией не менее 4 Мэв). Измерение фона производилось без фольги. Дополнительный фон от реакции γp , по расчётом авторов, составляет для Ag — 0,01% и для Al — 1%. Угловое распределение фотопротонов из серебра, полученное в результате измерений, представлено на рис. 2. По оси ординат отложено число протонов данного интервала энергий в единице телесного угла (масштаб относительный). Для интервала $\epsilon_p = 10 \div 14 \text{ Мэв}$ наблюдается явное преобладание протонов, направленных под углом 90° по отношению к пучку. Полный выход составил $N_p = 1,29$ протона на рентген на 1 мм фольги. Отношение $N_p/N_n = 0,023 \pm 0,008$. Для облегчения сравнения результатов с теорией были получены зависимости выхода A реакции (γp) от E_γ в образцах Ag, Al и Cu:

$$A = k \int_{B_n}^{E_M} \sigma_{(\gamma p)} N(E, E_M) dE \left/ \int_0^{E_M} N(E, E_M) i(E) dE \right.$$

Здесь k — эффективность счётчика, $\sigma_{\gamma p}$ — эффективное сечение реакции γp , B_n — порог реакции γp , $t(E)$ — чувствительность контрольной ионизационной камеры в рентгенах на 1 квант энергии E на единицу площади пучка.

Эффективные сечения $\sigma_{\gamma p}$ (рис. 3) высчитывались для ряда значений $E_{\gamma p}$ и для Ag и Cu имеют максимум, соответственно, при $E_{\gamma} = 16,5$ и $17,5$ Мэв. В таблице I представлены результаты измерений для Ag^{109} и Cu^{63} .

Таблица I

	Ag^{109}	Cu^{63}
E_{γ} в максимуме резонансной кривой (в Мэв)	16,5	17,5
$\sigma_{\gamma p}$ в максимуме (в 10^{-24} см^2)	0,32	0,10
$\int \sigma_{\gamma p} dE$ (в $\text{Мэв} \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$)	1,65	0,6
Нейтронов (моль·рентген· 10^{-6})		
$E_{\gamma p} = 20,8$ Мэв	7,3	2,6
$E_{\gamma p} = 22,0$ Мэв	6,7	2,5
(данные Прайса и Керста ⁴⁾		

Для сравнения⁴ энергетического спектра протонов $F(\varepsilon_p)$ реакции $\text{Ag}(\gamma p)\text{Pd}$ с теорией были проведены расчёты четырёх вариантов с различными выражениями для плотности уровней возбуждённого ядра и r_0 ядер. Согласно Вайскопфу и Ивингу⁵ число протонов, покидающих составное ядро,

$$I(\varepsilon_p) = c \cdot \varepsilon_p \sigma_p(E) \omega_k,$$

где ε_p — энергия протона, $\sigma_p(E)$ — поперечное сечение обратного процесса поглощения протона ε_p ядром, ω_k — плотность уровней остаточно-го ядра. Если известны сечения захвата $\sigma_{\gamma}(E)$ и спектр фотонов $N(E, E_M)$ в квантаках на $\text{см}^2 \text{ Мэв}$, то

$$F(\varepsilon_p) = \varepsilon_p \sigma_p \int_{B_p}^{E_{\gamma M}} \frac{\sigma_{\gamma}(E) N(E, E_M) \omega_k(E - B_p - \varepsilon_p)}{\sum_{b'} \Gamma_{b'}} dE.$$

$$\sum \Gamma_{b'}$$

Используя $\frac{\sigma_{\gamma}}{\sigma_{\gamma p}} = \frac{b'}{\Gamma_n}$, получим:

$$F(\varepsilon_p) = \varepsilon_p \sigma_p \int_{B_p}^{E_{\gamma M}} \frac{\sigma_{\gamma p}(E) N(E, E_M) \omega_k(E - B_p - \varepsilon_p)}{\Gamma_n} dE.$$

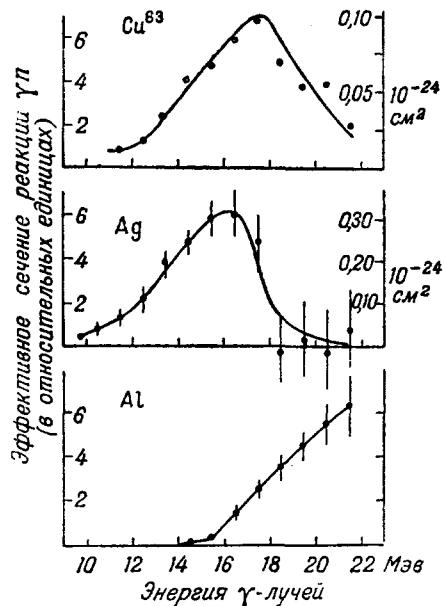


Рис. 3. Эффективные сечения реакции γp для серебра, алюминия и меди.

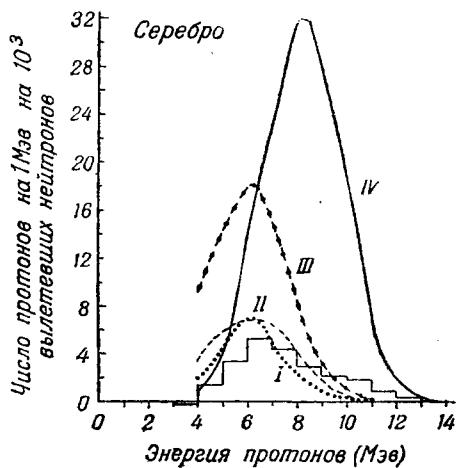


Рис. 4. Отношение количества протонов на интервале энергии 1 Мэв к полному количеству нейтронов, испущенных при том же облучении. Гистограмма изображает наблюдённое распределение.

Были взяты следующие варианты расчёта:

$$\text{I. } \omega_1 = c \exp(aE)^{1/2}; \quad a = A/5; \quad r_0 = 1,42 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

$$\text{II. } \omega_2 = c \exp(aE)^{1/2}; \quad a = 1,6(A - 40)^{1/2}; \quad r_0 = 1,3 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

III — то же, что и II, кроме $r_0 = 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$

$$\text{IV. } \omega_4 + c \ln(E + b)/b, \quad b = 20/A.$$

Порог B_p для Ag^{107} найден расчёты путём по порогу реакции $\text{Ag}^{107}(\gamma p)\text{Ag}^{106}$, полученному ранее экспериментально, и энергии позитронов, испускаемых Ag^{106} . Расчёты произведены для каждого из изотопов серебра и в окончательном распределении учтён его изотопический состав. Из рассмотрения результатов (рис. 4) видно, что варианты I и II в области ϵ_p ниже 8—9 Мэв дают удовлетворительное согласие с опытом. Однако протонов больших энергий (больше 10 Мэв) получается существенно больше, чем должно быть, если исходить из статистической модели ядра. Величины площадей под кривыми, выражющие $N_p N_n$, представлены в таблице II.

Таблица II

	Вариант теории				Наблюдение
	I	II	III	IV	
$N_p N_n$	0,022	0,030	0,075	0,13	$0,023 + 0,008$

Для алюминия в работе получено примерное изотропное угловое распределение. Энергетический спектр протонов удовлетворительно согласуется с теоретическим, в предположении $\omega_k = \text{const}$ (рис. 5). Порог реакции γp определяется по максимальной энергии зарегистрированных протонов $B_p = E_{\gamma m} - E_{p m} = 17,1 - 8,5 = 8,6$ Мэв, что находится в согласии со значением B_p , найденным по порогу реакции γp . Эффективное сечение реакции γp при $E_{\gamma m} = 18$ Мэв получилось равным $6 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$, что близко к значению, полученному ранее для $\sigma(\gamma p)$ при $E_\gamma = 17,6$ Мэв.

Авторы другой работы⁶, проведённой при помощи подобной методики, исследовали реакцию γp на родии при $E_{\gamma m} = 17,5$ Мэв. Угловое распределение протонов и здесь имело максимум при $\theta = 90^\circ$ к направлению пучка, особенно резкий в области больших энергий, что видно из таблицы III.

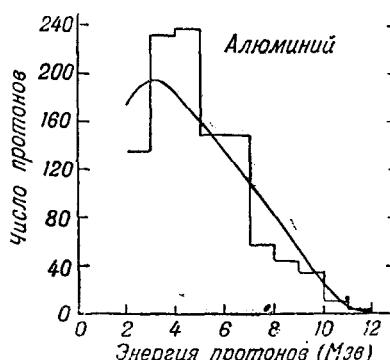


Рис. 5. Распределение по энергиям фотопротонов из алюминия при $E_{\gamma m} = 20,8$ Мэв. Плавная кривая — теоретическое распределение для $\omega = \text{const}$.

Таблица III

Энергия протона в Мэв	3,5—5,5	5,5—7,5	7,5—9,5	9,5—12,5
Отношение интен- сивности p под углами $\pm 20^\circ$ к интенсивности p под углом 90° к γ -пучку	$0,69 \pm 0,14$	$0,75 \pm 0,10$	$0,54 \pm 0,10$	$0,23 \pm 0,08$

Порог реакции $\text{Rh}^{103}(\gamma p)\text{Ru}^{103}$ составляет 8 ± 1 Мэв. Эффективное сечение реакции, найденное сравнением с σ для дейтерия, при $E_{\gamma m} = 17,5 \pm 1,0$ Мэв оказалось равным $3,6 \pm 0,5 \cdot 10^{-28}$ см на стерадиан.

Изучение 423 треков протонов, полученных при фэгорасщеплении магния⁷, не даёт оснований для предположения об асимметричном распределении вылетающих протонов.

Результаты, полученные с Rh, подтверждают выводы авторов первой работы о том, что резонансное возбуждение ядер серебра γ -квантами сопровождается вылетом: 1) высокозергичной группы протонов преимущественно в направлении 90° к пучку в количестве, не согласующемся со статической ядерной моделью, и 2) изотропной группы протонов малой энергии, число которых согласуется с теорией.

Для объяснения полученных явлений авторы приводят предположение, высказанное Левингером и Бете⁸ и Курангом⁹, о том, что основным процессом при поглощении фотона ядром является возбуждение отдельного протона. В некоторых случаях он может покинуть ядро, не успев передать энергию возбуждения другим частицам ядра. При этом вероятным будет вылет энергичного протона под углом, близким к 90° по отношению к пучку.

Б. Р.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. O. Hirzel and H. Wäffler, Helv. Phys. Acta **20**, 373 (1947).
2. Diven and Almy, Phys. Rev. **80**, 407 (1950).
3. Lattes, Fowler and Cuer, Proc. Phys. Soc. **59**, 883 (1947).
4. G. A. Price and D. W. Kerst, Phys. Rev. **77**, 806 (1950).
5. Weisskopf and Ewing, Phys. Rev. **57**, 472 (1940).
6. Curtis, Hornbostel, Lee and Galant, Phys. Rev. **77**, 290 (1950).
7. Toms, Halpern and Stephens, Phys. Rev. **77**, 753 (1950).
8. Levinger and Bethe, Phys. Rev. **78**, 115 (1950).
9. Courant, Phys. Rev. **74**, 1226 (1948).