Доклады Академии наук СССР
1955. Том 102, № 2

ФИЗИКА

Е. М. ЛЕЙКИН, Р. М. ОСОКИНА и Б. С. РАТНЕР

ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИИ (γp) НА МЕДИ

(Представлено академиком В. Н. Кондратьевым 1 II 1955)

При изучении реакции (γp) был обнаружен ряд отклонений от статистической теории ядерных реакций ([1-3]). Эти отклонения были приписаны существованию механизма прямого взаимодействия γ-квантов с нуклонами внутри ядра (прямой фотоэффект), не связанного с образованием составного ядра ([4, 5]).

Нами было проведено детальное изучение энергетического, углового распределений и выхода фотопротонов из меди. В качестве источника γ-квантов использовался синхротрон, позволяющий получить тормозное излучение с максимальной энергией $E_{\gamma m}$ до 30,5 Мэв. Протоны регистрировались в толстослойных эмульсиях. На рис. 1 показано расположение аппаратуры. Пучок γ-квантов вырезался свинцовым коллиматором толщиной 20 см. Облучаемая мишень и фотопластинки помещались в дюралевой камере, откачанной до давления ~1 мм рт. ст. Мишенью служила фольга толщиной 18,4 мг/см², изготовленная из естественной смеси изотопов меди. Содержание примесей не превышало 1%. Мишень ставилась под углом 45° к оси коллимированного пучка. Фотопластинки (НИКФИ Я-2 толщиной 150 и 300 μ и Ильфорд С-2 толщиной 400 μ) размером 30 × 30 мм² располагались под углами θ к направлению γ-пучка, равными 28; 58; 88; 92; 122 и 152° (±10°), таким образом, что плоскость эмульсии была направлена на край облучаемой части мишени. Относительные телесные углы пластинок с точностью 6—12% калибровались (за исключением облучения при $E_{\gamma m} = 28{,}0$ Мэв) при помощи полониевого α-источника, помещаемого на месте облучаемой части мишени. За камерой по оси пучка ставилась интегрирующая ионизационная камера (монитор), предназначенная для измерения дозы γ-излучения, падающего на мишень. Проверка соосности коллиматора, камеры и пучка γ-лучей производилась до и после облучения посредством рентгеновских пленок.

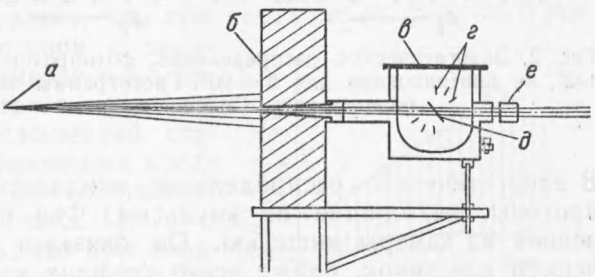


Рис. 1. Схема расположения аппаратуры. *а* — мишень синхротрона, *б* — свинцовый коллиматор, *в* — вакуумная камера, *г* — фотопластинки, *д* — облучаемая мишень, *е* — монитор

Проявление эмульсии велось сухим температурным методом, причем применялся стандартный амидоловый проявитель. С целью умень-

шения эффекта зернового фона практиковалось недопроявление *. При просмотре отбирались следы, начинающиеся с поверхности эмульсии, соответствующие протонам с энергией $\varepsilon_p \geqslant 3$ Мэв и идущие из облучаемой части мишени. Энергия протонов определялась по кривой пробег — энергия для эмульсии Ильфорд С-2 ([6]), что допустимо вследствие близости составов эмульсии НИКФИ Я-2 и Ильфорд С-2. При этом вводилась поправка на потери энергии протонов в мишени.

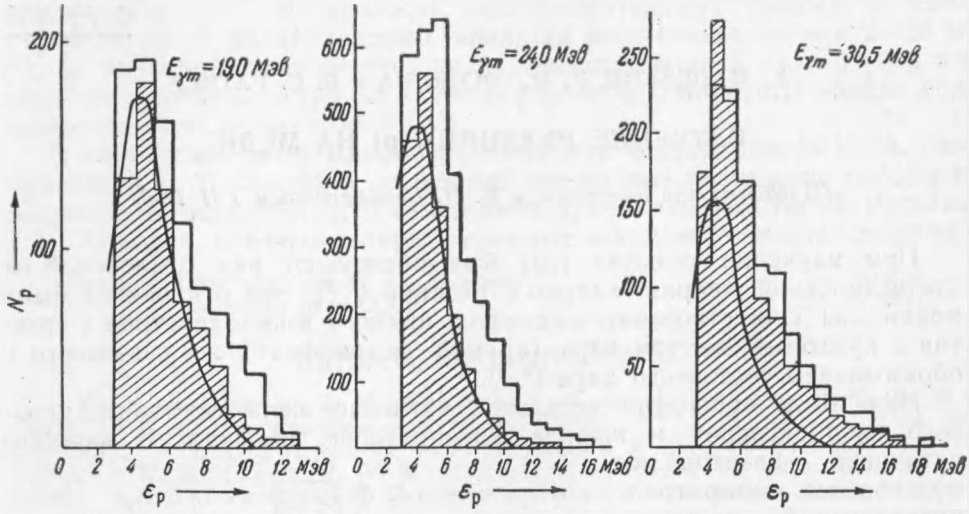


Рис. 2. Энергетическое распределение фотопротонов. Заштриховано для $\theta = 28$ и 152°, не заштриховано для $\theta = 90°$. Гистограммы нормированы к одинаковому телесному углу. Сплошная кривая — спектр испарения

В энергетическое распределение вводилась поправка, учитывающая протоны, выходящие из эмульсии. Фон протонов измерялся с удаленной из камеры мишенью. Он оказался равным 3—4% за исключением пластинок, ближе всего стоящих к пучку ($\theta = 28$ и 152°), где он доходил до 20%. Энергетическое распределение протонов фона в основном содержит протоны с энергией ε_p до 5 Мэв. В фотопластинках могли регистрироваться продукты реакций (np), ($\gamma\alpha$) и (γd) на мишени. Согласно ([3]) вклад протонов от реакции (np) составляет не более 0,1%. Как следует из данных о выходе и спектре α-частиц и дейтронов из меди при $E_{\gamma m}$=24 Мэв ([3]), реакция ($\gamma\alpha$) практически не играет роли, а вклад дейтронов составляет около 10% от числа регистрируемых частиц, причем искажение спектра протонов происходит лишь в области $\varepsilon_p < 4{,}5$ Мэв.

Облучение производилось при энергиях $E_{\gamma m} = 19{,}0$; 24,0; 28,0 и 30,5 Мэв. При просмотре было отобрано 20104 следа на площади 110,9 см^2.

Результаты и обсуждение. На рис. 2 приведены энергетические распределения фотопротонов, вылетающих из мишени под различными углами θ, а также кривые, рассчитанные по статистической теории в предположении, что, плотность уровней конечного ядра меняется по закону $\omega(E_R) = C \exp \sqrt{3{,}35\,(A-40)^{1/3} E_R}$. Реакция ($\gamma$ np) при расчете не учитывалась ввиду ее малой роли. Существующее расхождение между теорией и опытом нельзя устранить, используя различные выражения для плотностей уровней конечного

* Следует отметить, что эмульсия НИКФИ Я-2 позволяет существенно лучше дискриминировать протоны от фона зерен, чем Ильфорд С-2.

ядра. Из рисунков видно, что при $E_{\gamma m}=19{,}0$ и 24,0 Мэв спектр протонов, вылетающих под углами $\theta=28$ и 152°, согласуется с теорией, в то время как для θ, близких к 90°, имеет место существенное расхождение с ней. С другой стороны, для $E_{\gamma m}=30{,}5$ Мэв расхождение существует для всех углов. (Относительно нормировки теоретических кривых см. ниже.)

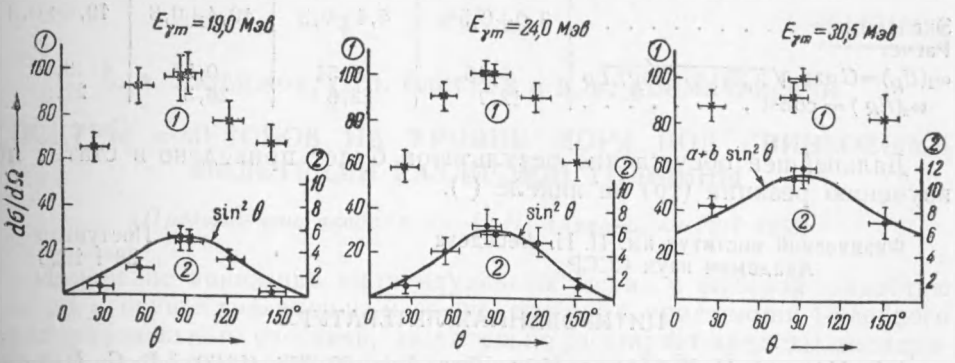


Рис. 3. Угловое распределение фотопротонов. $d\sigma/d\Omega$ сечение в относительных единицах. *1* — для $\varepsilon_p \geqslant 3$ Мэв, *2* — для $\varepsilon_p \geqslant 10$ Мэв

Неожиданным является поведение энергетического распределения в области протонов сравнительно большой энергии ($\varepsilon_p \geqslant 10$ Мэв) в зависимости от $E_{\gamma m}$. Установлено, что при переходе от $E_{\gamma m}=24{,}0$ Мэв к $E_{\gamma m}=28{,}0$ Мэв доля протонов с энергией $\varepsilon_p \geqslant 10$ Мэв резко (примерно в 2,5 раза) возрастает. Этот результат коренным образом отличается от предсказаний статистической теории при различных предположениях относительно закона изменения плотности уровней (см. табл. 1).

Следует также отметить, что при переходе к $E_{\gamma m}=28{,}0$ Мэв наблюдается и некоторое изменение спектра протонов у верхней границы.

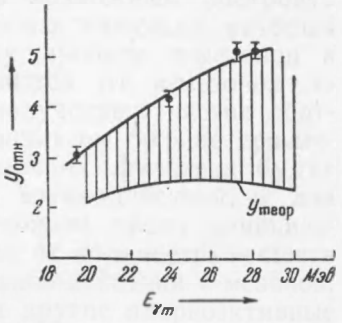


Рис. 4. Зависимость выхода фотопротонов от $E_{\gamma m}$

Угловое распределение всех регистрируемых протонов при $E_{\gamma m}=19{,}0$ и 24,0 Мэв значительно отклоняется от сферически симметричного. При $E_{\gamma m}=30{,}5$ Мэв анизотропия существенно уменьшается (см. рис. 3). Для протонов с $\varepsilon_p \geqslant 10$ Мэв эти особенности в угловых распределениях выражены наиболее отчетливо. Как видно из рисунка, угловое распределение быстрых протонов при $E_{\gamma m}=19{,}0$ и 24,0 Мэв описывается законом $\sin^2\theta$, а при $E_{\gamma m}=30{,}5$ Мэв законом $a+b\sin^2\theta$, где $b/a=0{,}8$. Весьма сомнительно, чтобы статистическая теория могла объяснить столь большую анизотропию и в особенности ее резкое изменение при увеличении $E_{\gamma m}$ всего на несколько мегаэлектронвольт.

На рис. 4 приведены результаты измерения выхода фотопротонов из меди при различных $E_{\gamma m}$. Статистическая теория не объясняет наблюдаемый рост выхода. При нормировке теоретических кривых протоны, вылетающие под малыми углами, при $E_{\gamma m}=19{,}0$ и 24,0 Мэв, отождествлялись с протонами испарения. Тогда, используя результаты измерения выхода, можно оценить вклад прямого фотоэффекта, который составляет при $E_{\gamma m}=24{,}0$ Мэв около 40% и при $E_{\gamma m}=30{,}5$ Мэв примерно 56%.

Таблица 1

Зависимость доли быстрых фотопротонов (в %) от $E_{\gamma m}$

	$E_{\gamma m}$, Мэв			
	19,0	24,0	28,0	30,5
Эксперимент	3,0±0,5%	4,4±0,8	10,4±0,8	10,8±0,8
Расчет				
$\omega_1(E_R)=C\exp\sqrt{3{,}35\,(A-40)^{1/3}E_R}$	0,15	0,54	0,58	0,60
$\omega_2(E_R)=\text{const}$	12,7	22,6	26,3	27,2

Дальнейшее обсуждение результатов будет приведено в статье по изучению реакции (γp) на никеле ([7]).

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступило
28 I 1955

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] O. Hirzel, H. Wäffler, Helv. Phys. Acta, **20**, 373 (1947). [2] B. C. Diven, G. M. Almy, Phys. Rev., **80**, 407 (1950). [3] P. R. Byerly, W. E. Stephens, Phys. Rev., **83**, 54 (1951). [4] E. D. Courant, Phys. Rev., **82**, 703 (1951). [5] P. Jensen, Naturwiss., **35**, № 6, 190 (1948). [6] C. J. Rotblat, J. Catala, W. M. Gibson, Nature, **167**, 550 (1951). [7] Е. М. Лейкин, Р. М. Осокина, Б. С. Ратнер, ДАН, **102**, № 3 (1955).