

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

В. Г. ШЕВЧЕНКО, Б. А. ЮРЬЕВ

ФОТОПРОТОНЫ ИЗ ВОЛЬФРАМА

В работе [1] было выдвинуто предположение о том, что образование фотопротонов из тяжелых ядер обусловлено в основном квадрупольным поглощением γ -квантов и что максимум сечения этого процесса находится при энергии выше ~ 20 Мэв. Однако

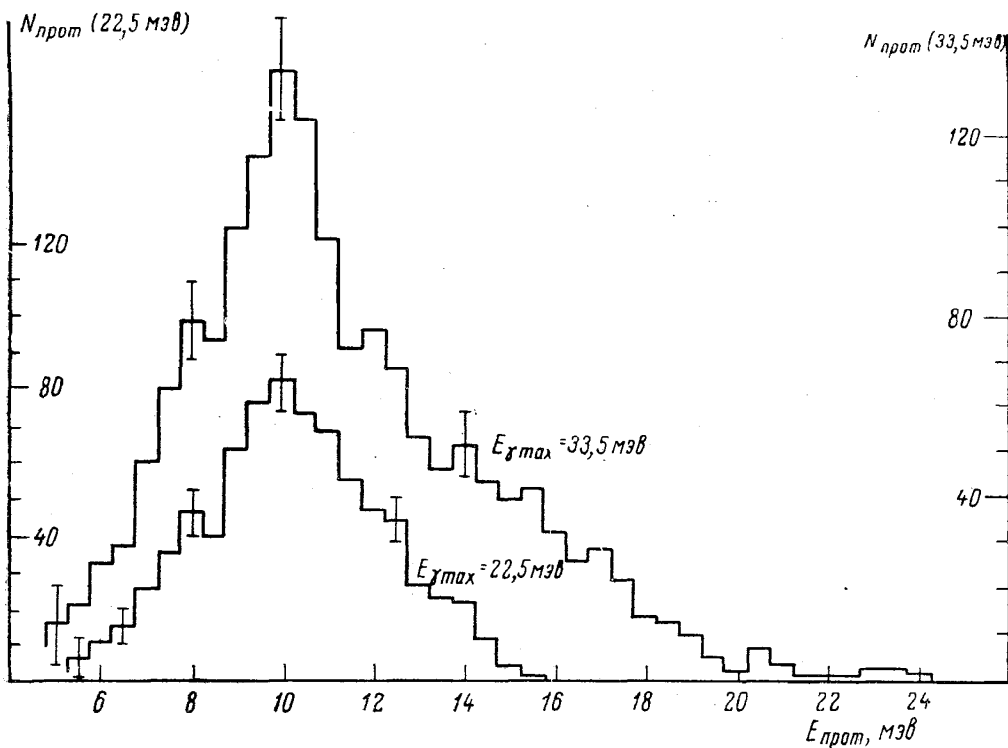


Рис. 1. Энергетические распределения фотопротонов из W

недостаточный и противоречивый экспериментальный материал не позволял сделать однозначного заключения о справедливости этого предположения.

В настоящей работе были исследованы угловые и энергетические распределения и измерены выходы фотопротонов из вольфрама при максимальных энергиях тормозного γ -спектра 22,5 и 33,5 Мэв. Работа проводилась на 35 Мэв бетатроне. Схема опыта и аппаратура подробно описаны [2]. Мишенью служила фольга толщиной 24,6 мг/см², изготовленная из естественной смеси изотопов вольфрама с содержанием примесей не выше 0,05%.

На рис. 1 приведены полученные энергетические распределения фотопротонов, построенные с учетом фона, который измерялся при облучении без мишени и составлял не более 5%. Следы дейтронов, протонов и α -частиц при просмотре не идентифицировались, однако вклад этих частиц в полученные спектры не превышает, по-видимому, нескольких процентов.

На рис. 2 представлены полученные угловые распределения фотопротонов различных энергий. На обоих рисунках приведены только статистические ошибки измерений. Через экспериментальные точки на рис. 2 проведены аппроксимирующие кривые типа $a + b \sin^2\theta$ ($1 + p \cos\theta$)², параметры которых приведены в таблице. Приведенное выражение приблизительно описывает угловые распределения при условии интерференции $E1$ и $E2$ поглощения, причем $P^{2/5} = \sigma_{E_2}/\sigma_{E_1}$. Исходя из этого были сделаны оценки вклада $E2$ поглощения, приведенные в таблице. Из рис. 2 видно, что лишь малоэнергичная группа протонов (6,25—8,75 Мэв) имеет симметричное относительно 90° угловое распределение как при облучении с $E_{\gamma \max} = 22,5$ Мэв, так и в случае $E_{\gamma \max} = 33,5$ Мэв. Это указывает на дипольный характер поглощения γ -квантов при образовании малоэнергичных протонов. Однако группы более энергичных протонов имеют угловые распределения с максимумами, сдвинутыми вперед, причем сдвиг возрастает как с увеличением энергии протонов, так и с увеличением $E_{\gamma \max}$. Это связано, как видно из таблицы, с ростом вклада квадрупольного поглощения, который достигает ~70% при образовании наиболее энергичных протонов при облучении с $E_{\gamma \max} = 33,5$ Мэв.

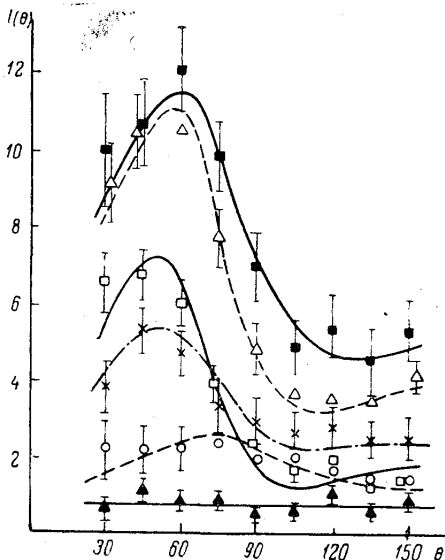


Рис. 2. Угловые распределения фотопротонов из $W \cdot E_{\gamma \max} = 22,5$ Мэв: \blacktriangle — $E_{\text{прот}} = 6,25 - 8,75$, Мэв; \blacksquare — $E_{\text{прот}} = 8,75 - 12,75$ Мэв, \times — $E_{\text{прот}} > 12,75$ Мэв. $E_{\gamma \max} = 33,5$ Мэв: \odot — $E_{\text{прот}} = 6,25 - 8,75$ Мэв, Δ — $E_{\text{прот}} = 8,75 - 12,75$ Мэв, \square — $E_{\text{прот}} > 12,75$ Мэв

$E_{\gamma \max}$, Мэв	$E_{\text{прот}}$, Мэв	a	b	p	$\sigma_{E_2}/\sigma_{E_1} + \sigma_{E_2}$, %
22,5	6,25—8,75	0,8	0	0	0
	8,75—12,75	4,7	2,7	1,6	~35
	>12,75	2,2	0,5	2,6	~55
33,5	6,75—8,75	1,2	0,95	0,44	4
	8,75—12,75	3,1	2,0	2,6	~55
	>12,75	1,1	1,0	3,4	~70

Измерения выходов фотопротонов из W дали значения $2,6 \cdot 10^4$ и $6,8 \cdot 10^4$ протонов/моль — рентген при $E_{\gamma \max} = 22,5$ и $33,5$ Мэв соответственно. Такой значительный рост выхода указывает на существенное увеличение сечения при $E_{\gamma} > 22,5$ Мэв, т. е. позволяет сделать вывод о том, что максимум сечения образования фотопротонов на W находится выше 22,5 Мэв. Это находится в согласии с результатами, полученными для Pt^{141} [2], и с данными о сечениях (γ, p) -реакций на тяжелых ядрах [3—5]. Таким образом, полученные результаты указывают, что сечение реакции (γ, p) на W имеет максимум при $E_{\gamma} > 22,5$ Мэв и что поглощение γ -квантов в этой области имеет в основном квадрупольный характер.

ЛИТЕРАТУРА

1. Неудачин В. Г., Шевченко В. Г., Юдин Н. П. Сообщение на II Всесоюзной конференции по ядерным реакциям. М., 1960.
2. Шевченко В. Г., Юрьев Б. А. ЖЭТФ, 41, 1421, 1961.

3. Cameron A. G. W., Harms W., Katz L. Phys. Rev., **83**, 1264, 1951.
 4. Carver J. H., Taylor R. B., Turchinets W. Austral. J. Phys., **13**, 617, 1960.
 5. Taylor R. B. Nucl. Phys., **19**, 453, 1960.

Поступила в редакцию
 19. I 1962 г.

НИИЯФ

А. А. ГЕДРОЙЦ, Л. К. ЗАРЕМБО, В. А. КРАСИЛЬНИКОВ

УПРУГИЕ ВОЛНЫ КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ И АНГАРМОНИЧНОСТЬ РЕШЕТКИ

В [1] было показано, что в твердых телах имеет место нелинейное искажение ультразвуковых волн конечной амплитуды. Причиной этого искажения с точки зрения теории упругости является, с одной стороны, нелинейная связь между деформациями и смещениями, с другой стороны, отклонение от линейности в законе Гука. Первая из причин определяется геометрическими особенностями конечных деформаций, вторая — особенностями сил межмолекулярного взаимодействия в твердых телах. Для изотропного твердого тела в законе Гука есть три коэффициента при квадратичных деформациях, а для кристаллов кубической симметрии — шесть. Отметим, что экспериментально, по измерению второй гармоники в продольной ультразвуковой волне, определяется «средний» нелинейный коэффициент γ , представляющий линейную комбинацию нелинейных коэффициентов в законе Гука. Нетрудно показать, что для расстояний меньших расстояния стабилизации:

$$\gamma/\beta = 2 \left(\frac{p_2}{p_1} \right) \frac{\rho_0 c_l^3}{\omega p_1 x} + \frac{3}{2}, \quad (1)$$

где p_1 и p_2 — звуковое давление первой и второй гармоник, ρ_0 — плотность, c_l — скорость продольных волн, ω — круговая частота, x — расстояние, пройденное волной, β — линейный коэффициент в законе Гука для силы.

В борновской модели твердого тела, как известно, устойчивость кристаллической решетки определяется тем, что помимо кулоновского притяжения имеются еще и центральные силы отталкивания; убывающие с расстоянием пропорционально $1/r^{n+1}$. Для определения параметров, входящих в соотношение для силы, необходимо привлечение экспериментальных данных по равновесному расстоянию между ионами и по объемной сжимаемости. В случае ионных кристаллов борновская модель дает удовлетворительное описание внутрикристаллического взаимодействия. Если силу, действующую на ион со стороны остальных ионов кристалла, представить в виде

$$F(\xi) = \beta \left(\frac{\xi}{R_0} \right) - \gamma \left(\frac{\xi}{R_0} \right)^2, \quad (2)$$

где R_0 — равновесное расстояние между ближайшими ионами, ξ — смещение из положения равновесия, то

$$\frac{\gamma}{\beta} = \frac{n^2 + 3n - 4}{2(n-1)}. \quad (3)$$

Как известно, нелинейный характер внутрикристаллического взаимодействия определяет ряд макроскопических явлений: тепловое расширение, отклонение теплоемкости от закона Дюлонга и Пти в области высоких температур, теплопроводность (в металлах более существенное влияние на теплопроводность оказывают свободные электроны). Тепловое расширение, например, обусловлено ангармоническими колебаниями ионов (атомов) в узлах кристаллической решетки. Величина коэффициентов расширения (в направлении ξ) α приближенно определяется (см. [2])

$$\alpha \cong \gamma k / \beta^2 R_0,$$

где k — постоянная Больцмана. Из этого соотношения

$$\frac{\gamma}{\beta} \cong \frac{c R_0^3}{k} \alpha, \quad (4)$$

где $c = \beta / R_0^2$ — константа упругой жесткости в направлении смещения ξ .