

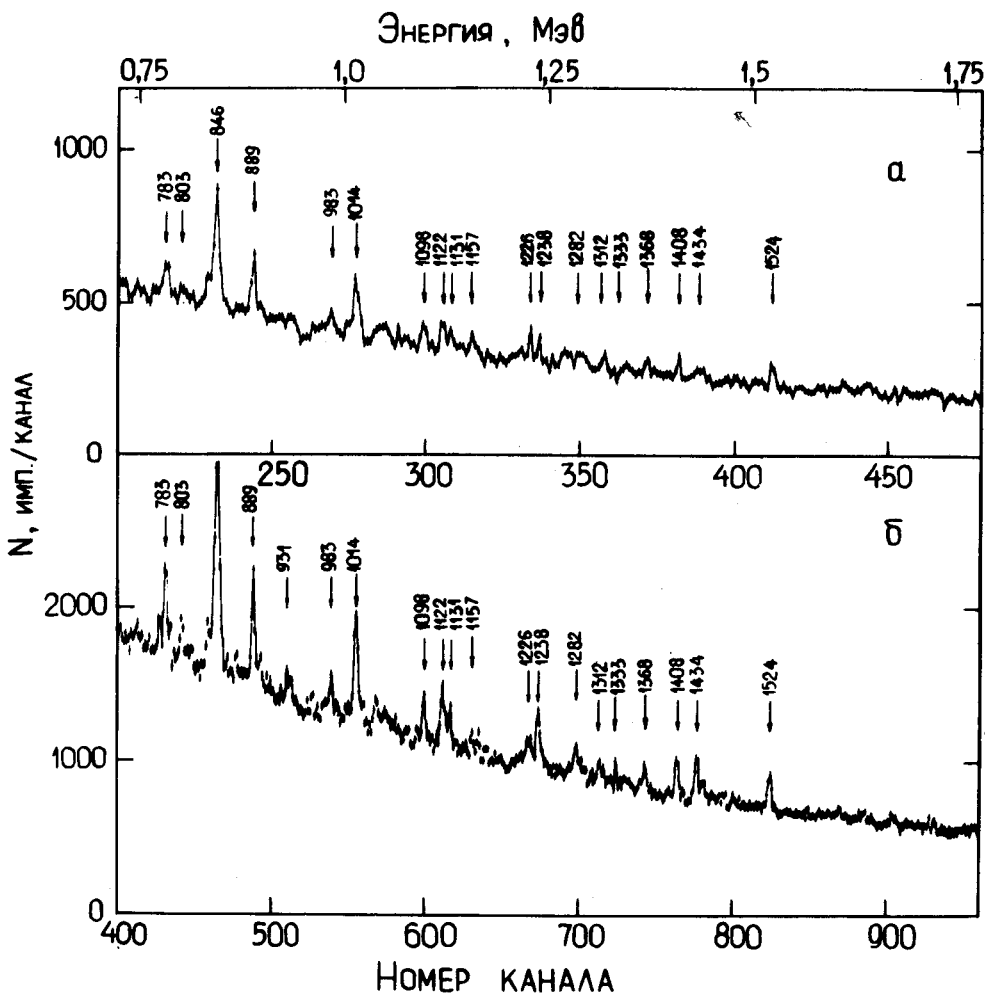
ИЗУЧЕНИЕ КАНАЛОВ РЕАКЦИИ РАСЩЕПЛЕНИЯ ^{58}Ni ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 1 Гэв

*Е.Н.Вольнин, В.Т.Грачёв, И.И.Грачёва,
А.М.Золотов, Д.М.Селиверстов, Л.А.Слив,
Н.Н.Смирнов*

Измерены спектры мгновенных γ -квантов как одиночных, так и в совпадении с низкоэнергетичными протонами и α -частицами, образующимися из ^{58}Ni под действием протонов с энергией 1 Гэв . Показано, что остаточные ядра, идентифицированные по наблюдаемым γ -переходам, образуются в основном в реакциях с вылетом протонов.

В экспериментах с регистрацией мгновенного γ -излучения ядер под действием высокоэнергетичных частиц было показано, что в спектрах γ -квантов большинство интенсивных γ -переходов принадлежит остаточным ядрам, образование которых соответствует испусканию из ядра-мишени одной или нескольких α -частиц [1 — 14]. В ряде работ этот результат рассматривался как указание на большую вероятность каналов распада ядер с испусканием α -частиц. Однако нельзя исключить возможность образования этих ядер в реакциях с испусканием нуклонов. Для установления механизма образования остаточных ядер необходимы коррелированные измерения мгновенных γ -квантов и заряженных частиц. В настоящей работе сообщается о результатах таких измерений.

Эксперимент проводился на протонном пучке с энергией 1 Гэв и интенсивностью $5 \cdot 10^7$ протонов/сек синхроциклотрона ЛИЯФ. Мишень из ^{58}Ni с содержанием основного изотопа 96,8% имела толщину $9,3\text{ мг/см}^2$. $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектор объемом 50 см^3 был установлен на расстоянии 10 см от мишени под углом 90° относительно направления протонного пучка. Для идентификации заряженных частиц использовалась ионизационная камера (ΔE -детектор) и мозаика из шести $\text{Si}(\text{Av})$ -детекторов с толщиной чувствительного слоя 300 мкм каждый (E -детекторы). $\Delta E - E$ -система имела эффективный телесный угол $0,5\text{ стерад}$ и позволяла одновременно регистрировать заряженные частицы под углами $60, 90, 120$ относительно направления протонного пучка. Энергетический диапазон регистрации протонов составлял от 2 до 15 Мэв и α -частицы от 5 до 25 Мэв . Основные трудности при проведении эксперимента были связаны с созданием фоновых условий, необходимых для работы $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора. В значительной мере этого удалось достигнуть благодаря хорошей временной структуре пучка синхроциклотрона: длительность пучка составляла 10 мсек при частоте 40 имп./сек . Энергетическое разрешение на протяжении всего времени измерений было 5 кэв для γ -квантов с энергией 1 Мэв .



Спектры мгновенных γ -квантов, измеренные на совпадение с α -частицами (а) и протонами (б)

Спектры мгновенных γ -квантов, измеренные в совпадении с протонами и α -частицами, показаны на рисунке. Идентификация остаточных ядер осуществлялась по энергии наблюдаемых γ -переходов. Сечения образования остаточных ядер, определенные по интенсивности соответствующих γ -переходов, приведены в таблице. Сечения получены в предположении изотропного углового распределения γ -квантов и заряженных частиц. Абсолютные значения сечений получены из относительных измерений скорости счета p - γ и α - γ совпадений и скорости счета одиночных α -частиц. При вычислении сечений использовалось измеренное нами ранее дифференциальное сечение образования α -частиц из ^{58}Ni , равное $(d\sigma/d\Omega)_{\theta=120^\circ} = (25 \pm 3) \text{ мбн/стерад}$ [15].

Кроме γ -переходов, указанных в таблице, в спектрах γ -квантов наблюдаются также γ -переходы Al и Ge, обусловленные взаимодействием частиц, вылетающих из мишени, с веществом детектирующей системы.

Сечения образования остаточных ядер из ^{58}Ni ,
 полученные из спектра одиночных γ -квантов (σ_γ) и
 из спектра γ -квантов, измеренных на совпадение
 с протонами ($\sigma_{p\gamma}$) и α -частицами ($\sigma_{\alpha\gamma}$)

Остаточное ядро	$E_{\gamma, \text{кэВ}}$	$\sigma_\gamma, \text{мбн}$	$\sigma_{p\gamma}, \text{мбн}$	$\sigma_{\alpha\gamma}, \text{мбн}$	\bar{N}_p	\bar{N}_α
^{54}Fe	1408	17 ± 3	34 ± 11	3 ± 2	$2 \pm 0,7$	$0,2 \pm 0,1$
	1131	9 ± 3	23 ± 11	$3 \pm 1,5$	—	—
^{52}Cr	1434	9 ± 3	21 ± 13	≤ 2	$2,3 \pm 1,6$	0,2
	1333	10 ± 3	10 ± 7	≤ 2	—	—
^{50}Cr	783	11 ± 3	55 ± 10	6 ± 2	5 ± 2	$0,5 \pm 0,2$
	1098	10 ± 3	38 ± 10	5 ± 2	—	—
	1282	9 ± 3	40 ± 11	5 ± 2	—	—
^{48}Ti	983	4 ± 2	26 ± 8	$3 \pm 1,5$	$6,5 \pm 2$	$0,8 \pm 0,3$
	1312	5 ± 2	22 ± 9	4 ± 2	—	—
^{46}Ti	889	14 ± 4	69 ± 11	10 ± 2	$4,9 \pm 1,8$	$0,7 \pm 1,7$
	1122	16 ± 4	60 ± 10	7 ± 2	—	—
^{44}Ca	1157	≤ 2	14 ± 7	4 ± 2	≥ 7	≥ 2
^{42}Ca	1524	5 ± 3	50 ± 10	9 ± 2	$10 \pm 2,5$	$1,8 \pm 0,4$
	1226	6 ± 3	43 ± 8	7 ± 2	—	—

Как показали специальные измерения, с такими вторичными реакциями связано около 50% всех зарегистрированных совпадений. В таблице также приведены интенсивности γ -переходов из спектра одиночных γ -квантов, измеренного в совпадении с налетающими на мишень протонами. Измерения проводились на протонном пучке с интенсивностью $5 \cdot 10^4$ протонов/сек. Мишень из ^{58}Ni имела толщину 10 г/см^2 .

Данные, полученные из спектра одиночных γ -квантов, согласуются с результатами аналогичных экспериментов [7, 8, 14] и показывают, что наиболее интенсивные γ -переходы принадлежат тем остаточным ядрам, образование которых соответствует испусканию из ^{58}Ni одной или нескольких α -частиц. Однако, как следует из результата коррелированных измерений, в таких реакциях кроме α -частиц с большой вероятностью испускаются низкоэнергетичные протоны. Например, сечения образования ^{46}Ti σ_γ и $\sigma_{p\gamma}$ отличаются приблизительно в пять раз, что соответствует образованию, в среднем, пяти протонов в этой реакции. Данные о множественности протонов (\bar{N}_p) и α -частиц (\bar{N}_α) приведены в таблице. Протонов вылетает в $5 + 10$ раз больше, чем α -частиц. Суммарный заряд образующихся частиц в пределах ошибок согласуется с разницей в атомном номере ^{58}Ni и соответствующих остаточных ядер. Это ука-

зывает на то, что быстрых протонов и α -частиц за исключением лидирующей частицы, вероятно, образуется мало. Отметим также, что относительная доля распадов с испусканием α -частиц больше для тех остаточных ядер, образование которых соответствует бóльшей потере нуклонов ядром-мишенью.

Как видно из таблицы, для реакций с вылетом протонов также характерны большие сечения образования отдельных остаточных ядер. Возможно, как отмечалось в работе [14], эффект связан с преимущественным образованием четно-четных ядер, расположенных в полосе β -стабильности.

Угловые распределения протонов и α -частиц в реакциях с образованием идентифицированных остаточных ядер оказались изотропными в пределах ошибок измерений в диапазоне углов от 60° до 120° относительно направления протонного пучка.

Энергетические распределения α -частиц для каналов реакции с образованием ^{54}Fe , ^{50}Cr , ^{46}Ti и ^{42}Ca были получены разностным методом. Хотя число событий в этих распределениях невелико, однако они подобны и характеризуются максимумом в районе номинального кулоновского барьера при энергии α -частиц $9 + 10$ Мэв. Такая форма спектров согласуется с хорошо известным максвелловским спектром одиночных α -частиц [15], который обычно интерпретируется в рамках испарительной модели.

Однако возможна и другая интерпретация полученных результатов, предложенная одним из авторов в работе [16]. В настоящее время известно, что при взаимодействии высокоэнергетичных частиц с ядрами интенсивно возбуждаются гигантские мультипольные резонансы. Недавно было показано, что гигантский квадрупольный резонанс преимущественно распадается с испусканием α -частиц [17, 18]. Энергетические распределения таких α -частиц имеют максимум в районе кулоновского барьера и форму близкую к максвелловскому распределению. В рамках такого механизма, в принципе, также можно объяснить наблюдаемые спектры α -частиц.

Мы благодарны А.А.Воробьеву за интерес к работе и многочисленные плодотворные обсуждения.

Институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
25 мая 1978 г.

Литература

- [1] K.J.Foley, A.B.Glegg, G.L.Salmon. Nucl. Phys., 37, 23, 1962.
- [2] P.D.Barnes et al. Phys.Rev.Lett., 29, 230, 1972.
- [3] H.E.Jackson et al. Phys.Rev.Lett., 31, 1452, 1973.
- [4] V.G.Lind et al. Phys.Rev.Lett., 32, 479, 1974.
- [5] D.Ashery et al. Phys.Rev.Lett., 32, 943, 1974.
- [6] H.Ullrich et al. Phys.Rev.Lett., 33, 433, 1974.
- [7] C.L.Chang,, N.S.Wall, Z.Fraenkel. Phys.Rev.Lett., 33, 1493, 1974.

- [8] H.E.Jackson et al. Phys.Rev.Lett., 35, 641, 1975.
- [9] O.Artun et al. Phys.Rev.Lett., 35, 773, 1975.
- [10] H.E.Jackson et al. Phys.Rev.Lett., 35, 1170, 1975.
- [11] R.E.Segel et al. Phys.Rev., C13, 1566, 1976.
- [12] B.J.Leib et al. Phys.Rev., C14, 1515, 1976.
- [13] P.P.Singh et al. Phys.Rev., C14, 1655, 1976.
- [14] M.Sadler et al. Phys.Rev.Lett., 38, 950, 1977.
- [15] E.N.Volnin et al. Phys.Lett., 55B, 409, 1975.
- [16] L.A.Sliv. Phys.Lett., 58B, 260, 1975.
- [17] A.Moalem et al. Phys.Lett., 61B, 167, 1976.
- [18] A.Moalem. Nucl.Phys., A281, 461, 1977.
-