

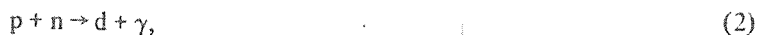
РОЖДЕНИЕ ЖЕСТКИХ ГАММА-КВАНТОВ В ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ СОУДАРЕНИЯХ ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ

М.В. Казарновский, А.С. Ильинов, Б.В. Криппа, Г.К. Матушко

*Рассчитаны инклюзивные характеристики реакции рождения гамма-квантов
протонами на ядре ^{27}Al .*

Изучение жестких гамма-квантов, испускаемых в неупругих взаимодействиях адронов средних энергий с ядрами, открывает новые возможности исследования как механизма таких реакций, так и структуры ядра. Дело в том, что гамма-кванты практически не взаимодействуют с ядром в конечном состоянии и поэтому несут неискаженную информацию как об элементарных процессах, в которых они были образованы (обменные токи, ненуклонные компоненты и т.д.), так и о характеристиках ядра-мишени (импульсные распределения нуклонов и т.д.).

В данной работе рассматривается реакция (p, γ) . В этом случае жесткие гамма-кванты могут рождаться в результате следующих элементарных процессов, происходящих в ядре:



Кулоновское торможение и радиационный захват дают малый вклад, кроме того, $\sigma^{(1)} \sim \sigma^{(2)} > \sigma^{(3)}$ (индексы соответствуют элементарным процессам). Поэтому будем учитывать только процессы (1) и (2).

В качестве конкретного примера использовалась реакция $p + ^{27}\text{Al} \rightarrow \gamma + X$ при энергии падающих протонов 80 и 140 МэВ. Отметим, что экспериментальных данных крайне мало, и они противоречивы, например, данные из работы /1/ при $E_p = 140$ МэВ, которые используются здесь, противоречат для ряда ядер более поздним результатам по гамма-спектрам /2/. Кроме того, если параметризовать данные из /1/ для ^{27}Al и затем использовать эту аппроксимацию в расчете ядро-ядерных реакций, не удастся получить удовлетворительного согласия с экспериментом /3/.

Жесткие гамма-кванты рождаются в основном в процессах тормозного излучения (1) и радиационного захвата (2). Для описания тормозного излучения используем приближение мягких фотонов /4/, основанное на разложении сечения $\sigma^{(1)}$ по степеням $|\vec{k}|$, где \vec{k} — импульс гамма-кванта. Главный член этого разложения можно записать в форме /4/

$$d\sigma^{(1)} = d\sigma_{el} \frac{2e^2}{3\pi m_N^2} \left[m \left(\frac{[\vec{V}'\vec{\Omega}]}{1 - V'\vec{\Omega}} - \frac{[\vec{V}\vec{\Omega}]}{1 - V\vec{\Omega}} \right) \right]^2,$$

где $d\sigma_{el}$ — сечение упругого pp-рассеяния; m_N — масса нуклона; $m = m_N/2$; $\vec{\Omega}$ — единичный вектор в направлении вылета гамма-кванта; \vec{V}, \vec{V}' — относительные скорости нуклонов до и после столкновения. Данное описание реакции (1) совпадает с предложенным в работах /5–8/. Достоверность такого подхода проверить трудно, так как экспериментальные данные противоречат друг другу. Так, в работе /9/ получено значение сечения $\sigma^{(1)} = 30$ мкбн, а в работе /10/ $\sigma^{(1)} = 8$ мкб; данные по дифференциальным сечениям вообще отсутствуют. Для реакции (2) в силу ее двухчастичного характера ситуация более благоприятная. Имеются как полные, так и дифференциальные сечения обратного процесса фоторасщепления дейтона $\gamma + d \rightarrow p + n$. Поэтому, используя принцип детального баланса, можно получить сечение реакции (2)

$$\frac{d\sigma^{(2)}}{d\vec{\Omega}} = \frac{3p_\gamma^2}{2p_n^2} \frac{d\sigma}{d\vec{\Omega}} (\gamma d \rightarrow np).$$

Учитывая вклад реакции (2), мы тем самым учитываем значительную часть вклада обменных токов /7/.

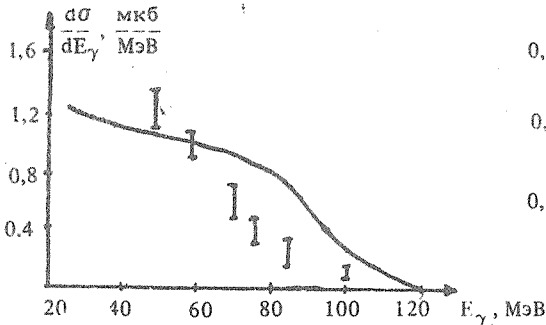


Рис. 1

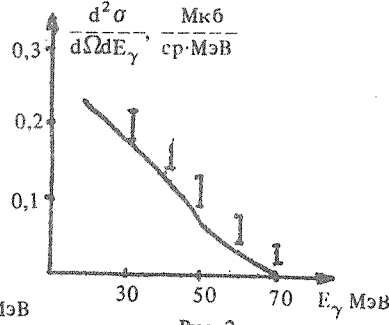


Рис. 2

Рис. 1. Спектр гамма-квантов, испущенных в рА-столкновении при $E_p = 140$ МэВ. Экспериментальные данные из работы /1/.

Рис. 2. Двойное дифференциальное сечение процесса $p + Al \rightarrow \gamma + X$ при $E_p = 80$ МэВ и угле вылета гамма-кванта $\Theta = 60^\circ$. Экспериментальные данные — из работы /9/.

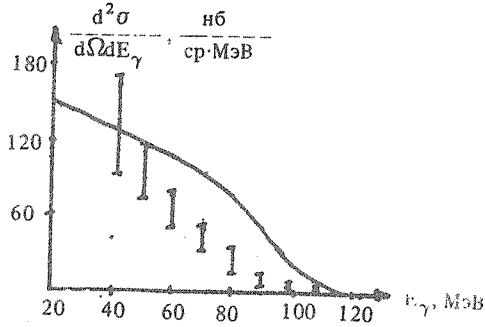


Рис. 3

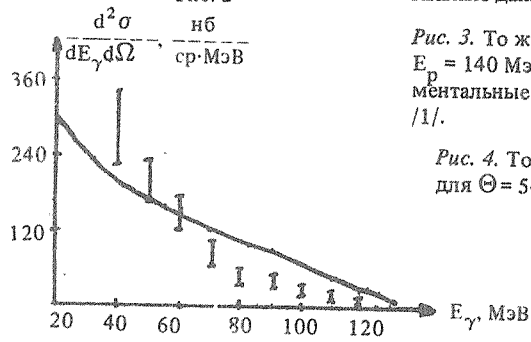


Рис. 4

Рис. 3. То же, что и на рис. 2 для $E_p = 140$ МэВ и $\Theta = 90^\circ$. Экспериментальные данные из работы /1/.

Рис. 4. То же, что и на рис. 3 для $\Theta = 54^\circ$.

Внутриядерный каскад, инициированный в ядре налетающим протоном, рассчитывался методом Монте-Карло /11/. Поскольку полное сечение пр-взаимодействия велико по сравнению с сечением каналов (1), (2) /12/, вычислить энергетический спектр гамма-квантов в таком подходе не представляется возможным. Поэтому здесь, как и в /3/, использовался комбинированный метод: эффект увеличения числа пр-столкновений и уменьшения энергии каскадных нуклонов по мере развития каскада описывался методом Монте-Карло, затем полученные результаты "сворачивались" с результатами аналитического расчета сечений реакций (1), (2) в ядре, учитывающего влияние фермиевского движения и принципа Паули. Как показал расчет методом Монте-Карло, при начальной энергии $E_p = 140$ МэВ за счет развития каскада в ядре суммарное число пр-столкновений возрастает в 2–3 раза, что дает увеличение полного сечения эмиссии жестких гамма-квантов. В данной модели ядро представляло собой вырожденный ферми-газ в потенциальной яме, имеющей вид сферически симметричной системы n зон, в каждой из которых потенциал U_i , плотность нуклонов ρ_i и энергия (импульс Ферми) E_i^F (p_i^F) постоянны (в данной работе ядро разбивалось на 7 зон). При этом с учетом условия $\sigma^{(1)} + \sigma^{(2)} < \sigma_{el}$ двойное дифференциальное сечение вылета гамма-кванта при взаимодействии протона с импульсом p_0 с ядром имеет вид:

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \vec{\Omega} \partial \omega} = \sigma_{in} \sum_{i=1}^n \left\{ N_i \frac{1}{\sigma_i^{tot}(p_0)} [P_i^{(1)}(\vec{\Omega}, \omega, p_0) \sigma_i^{(1)}(p_0^2) + P_i^{(2)}(\vec{\Omega}, \omega, p_0) \sigma_i^{(2)}(p_0^2)] + \int_{p > p_F} dp n_i(p) [P_i^{(1)}(\vec{\Omega}, \omega, p) \sigma_i^{(1)}(p^2) + P_i^{(2)}(\vec{\Omega}, \omega, p) \sigma_i^{(2)}(p^2)] \right\} / \sigma_i^{tot}(p^2).$$

Здесь $\sigma^{\text{tot}}(p^2)$ — полное сечение пр-взаимодействия, усредненное по фермиевскому распределению с учетом принципа Паули (величина σ^{tot} вычислялась по формулам из работы /13/); σ_{in} — сечение неупругого рА-взаимодействия; N_i — вероятность столкновения первичного протона с нейтроном ядра в i -той зоне; $n_i(p) dp$ — число пр-столкновений нуклона с импульсом в элементе dp в i -той зоне, отнесенное к одному неупругому рА-взаимодействию; $P_i^{(1)}(p, \omega, \vec{\Omega})$ — вероятность вылета γ -кванта в элемент $d\vec{\Omega}$ с энергией в интервале $\omega, \omega + d\omega$, т.е.

$$P_i^{(1)}(p, \omega, \vec{\Omega}) = \sigma_i^{(1)}(p, \omega, \vec{\Omega}) / \sigma_i^{(1)}(p^2), \quad \sigma_i^{(1)}(p^2) = \int d\vec{\Omega} d\omega \sigma_i^{(1)}(p, \omega, \vec{\Omega}),$$

где $\sigma_i^{(1)}$ — дифференциальное сечение столкновения протона с импульсом p с нейтроном ниже границы Ферми с вылетом гамма-кванта с энергией ω в направлении единичного вектора $\vec{\Omega}$, усредненное по фермиевскому движению с учетом принципа Паули;

$$\sigma_i^{(1)}(p, \omega, \vec{\Omega}) = \frac{3m_N}{2\pi(p_1^F)^3} \int dp' dp'' dn \delta(p^2 + p'^2 - p''^2 - n^2 - 2m_N\omega) \times \\ \times \delta(p + p' - p'' - n - \vec{\Omega}\omega) d\sigma^{(1)}(p, \vec{\Omega}, \omega, p', n) \Theta(p_1^F - p') \Theta(n - p_1^F) \Theta(p'' - p_1^F),$$

где p' — импульс нуклона мишени до столкновения; p'', n — импульсы нуклонов после столкновения; $\Theta(x)$ — стандартная ступенчатая функция. Упругая часть считалась изотропной и выносилась из интеграла при некотором эффективном импульсе $p_1^{\text{eff}} = \sqrt{p^2 + 3(p_1^F)^2}/5$. Величины N_i и $n_i(p)$ вычислялись методом внутриядерного каскада. Аналогичные величины для реакции (2) вычислялись в /13/. Полученные результаты приведены на рис. 1–4. При энергии $E_p = 80$ МэВ заметен вклад от процесса радиационного захвата, поэтому наш расчет лежит несколько ниже эксперимента. При энергии $E_p = 140$ МэВ вклад реакций (1), (2) будет определяющим. Жесткая часть спектра формируется в основном в результате первого пр-столкновения и является весьма чувствительной к фермиевскому движению. Поэтому измерения инклюзивных спектров жестких гамма-квантов позволили бы сделать определенные выводы об импульсном распределении ядра-мишени.

Авторы благодарны В.М. Лобашеву, В.Б. Копелиовичу, Р.А. Эрамбяну, С.Н. Гниненко за интерес к работе и плодотворные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Edgington T. A., Rose B. Nucl. Phys., 89, 523 (1966).
2. Nefkens B. M. K. et al. Phys. Rev. Lett., 45, 168 (1980).
3. Bertsch G. et al. Phys. Rev., 34C, 2127 (1986).
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая электродинамика. М., Наука, 1980, с. 578.
5. Blann M. Phys. Rev. Lett., 57, 2909 (1986).
6. Cassing W. et al. Phys. Lett., 181B, 217 (1986).
7. Cassing W. et al. Nucl. Phys., A475, 579 (1987).
8. Nakayama K., Bertsch G. F. Phys. Rev., C34, 2190 (1986).
9. Koehler P. F. M. et al. Phys. Rev. Lett., 18, 933 (1967).
10. Brady S. et al. Phys. Rev. Lett., 20, 750 (1968).
11. Барашенков В. С., Тонеев В. Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц с ядрами. М., Атомиздат, 1972.
12. Болотов В. Н. Программа экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР. Труды Всесоюзного семинара, 1979, с. 67.
13. Казарновский М. В. и др. Программа экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР. Труды III Всесоюзного семинара, 1984, с. 262.