

ОБ ИСПУСКАНИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ЯДЕРНОМ
ПОГЛОЩЕНИИ ОСТАНОВИВШИХСЯ π^- -МЕЗОНОВ

А. С. Ильинов, С. Г. Машник, В. И. Назарук, С. Е. Чигринов

УДК 539.172.5

Проанализированы новые экспериментальные данные /1/ по испусканию заряженных частиц при поглощении остановившихся отрицательных пионов ядрами ^{56}Fe и ^{197}Au на основе предложенной ранее модели /2/. Показано, что в эмиссию ядер дейтерия, трития, гелия-3 и α -частиц большой вклад дают предравновесные процессы.

Интерес к исследованию эмиссии сложных заряженных частиц при поглощении остановившихся π^- -мезонов ядрами вызван надеждой получить сведения о поглощении пионов более сложными, чем двухнуклонная, ассоциациями. Обычно такие эксперименты выполняются на легких мишенях, например на ^{12}C . Однако четко выраженная α -частичная структура ядра-мишени затрудняет интерпретацию полученных данных. Поэтому появившиеся в последнее время экспериментальные данные /1/ по эмиссии сложных заряженных частиц из средних и тяжелых ядер имеют самостоятельный интерес для изучения механизма поглощения π^- -мезонов. Цель данной работы — проанализировать эти новые экспериментальные данные на основе предложенной нами ранее модели /2/, описывающей процесс поглощения остановившихся π^- -мезонов ядрами с $A \gtrsim 20$.

В этой модели /2/ процесс имеет многостадийный характер. На первой стадии мезон поглощается ядром с одной из орбит мезоатома. Из анализа /2/ совокупности экспериментальных данных по интенсивностям мезоатомных переходов, спектрам вторичных частиц и выходу изотопов можно сделать вывод, что мезон поглощается в поверхностном слое ядра. Плотность вероятности поглощения пиона в ядре берется в виде

$$P_{\text{abs}}(r) \sim \exp \left\{ - [r - (c + \Delta r)]^2 / (2\sigma^2) \right\}, \quad (1)$$

где $\sigma = 1,3 \cdot 10^{-13}$ см, а параметр $\Delta r = 1 \cdot 10^{-13}$ см найден из условия наилучшего согласия с экспериментом.

Будем рассматривать поглощение π^- -мезона на n-p и p-p парах



с учетом их фермиевского движения внутри ядра.

В результате реакции (2) каждый из вторичных нуклонов имеет в среднем энергию $m_{\pi}/2 \approx 70$ МэВ (m_{π} - масса пиона). На следующей стадии процесса эти нуклоны после ряда перерассеяний могут вылететь из ядра или поглотиться им. Для описания этой стадии будем использовать стандартную модель внутриядерного каскада /3/.

Далее после окончания внутриядерного каскада ядро остается в возбужденном неравновесном состоянии, и в процессе установления равновесия из него могут испускаться частицы. Для описания предравновесной эмиссии воспользуемся экситонной моделью /4/. В этой модели состояние неравновесной системы Ферми-частиц полностью определяется заданием энергии возбуждения E^* и числа экситонов n после внутриядерного каскада.

И наконец, после предравновесной стадии следует стадия испарения частиц из высоковозбужденного составного ядра, расчет которой осуществляется в рамках обычной статистической модели /5/.

Конкретные расчеты трех последних стадий процесса были выполнены с помощью так называемой каскадно-экситонной модели /6/, которая хорошо воспроизводит экспериментальные функции возбуждения /7/, угловые и энергетические распределения /6,7/, двойные дифференциальные распределения /6,7/ вторичных частиц в нуклонядерных взаимодействиях при начальной энергии 30 - 70 МэВ. Все параметры модели оставим такими, как они были определены из анализа протон-ядерных реакций.

В описанном здесь подходе испускание сложных заряженных частиц возможно только на предравновесной и испарительной стадиях процесса, если не привлекать более сложных механизмов поглощения пиона, чем двухнуклонный. Расчеты, выполненные с помощью модели /2/ без учета предравновесной эмиссии, привели к сильному расхож-

дению с экспериментом как в абсолютных значениях энергетических спектров, так и в соотношении между вероятностями испускания различных типов частиц.

Применение экситонной модели к описанию эмиссии сложных частиц сопряжено с многими нерешенными вопросами. Однако и здесь для оценок можно воспользоваться результатами анализа экспериментальных данных по эмиссии сложных частиц в протон-ядерных реакциях при начальной энергии 30 - 70 МэВ /8/. Если не предполагать существования заранее приготовленных в ядре сложных частиц, то для скорости эмиссии частицы типа k с энергией ε из состояния ядра с энергией возбуждения E^* и числом возбужденных частиц и дырок $n = p + h$ будем иметь /8,9/

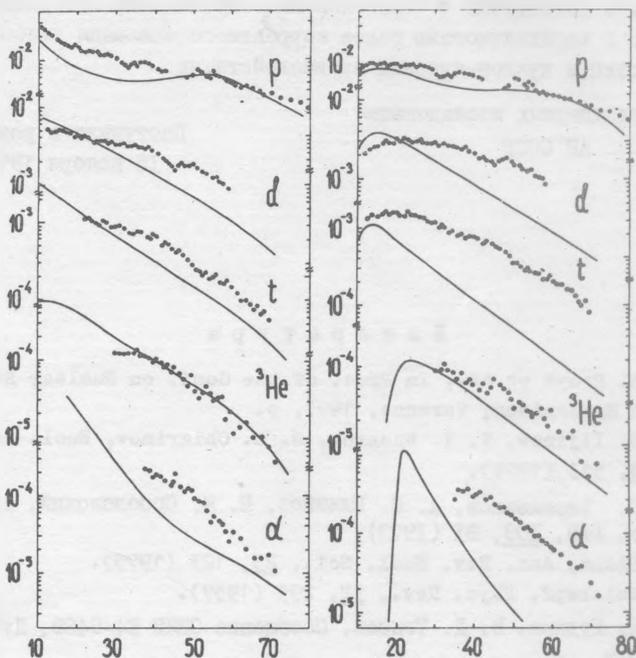
$$w_k(p, h, E^*, \varepsilon) d\varepsilon = \frac{2s_k + 1}{\pi^2 \hbar^3} \mu_k \sigma_k(\varepsilon) \varepsilon \frac{\omega(p - p_k, h, E^* - B_k - \varepsilon)}{\omega(p, h, E^*)} \times \\ \times \frac{\omega(p_k, 0, B_k + \varepsilon)}{\varepsilon} \gamma_k R_k(p) d\varepsilon. \quad (3)$$

Здесь s_k , μ_k , ε , B_k и σ_k - спины, приведенная масса, энергия, энергия связи и сечение обратной реакции, ω - плотность частично-дырочных состояний, g - плотность одночастичных состояний в приближении эквидистантного спектра. Фактор $R_k(p)$ отвечает за правильный изотопический состав, а параметр γ_k описывает вероятность формирования p_k нуклонов в сложную частицу. Величину γ_k можно определить как интеграл перекрытия волновых функций независимых нуклонов ψ_1 с кластерной волновой функцией ψ_k . Для γ_k будем использовать простейшую оценку /10/, полученную в предположении постоянства волновых функций ядра внутри области, где они заметно отличны от нуля

$$\gamma_k = \left| \int \psi_1 \dots \psi_{p_k} \psi_k^* d\vec{x}_1 \dots d\vec{x}_{p_k} \right|^2 \approx p_k^3 (p_k / \Lambda)^{p_k - 1}. \quad (4)$$

На рис. 1 показано сравнение с расчетом экспериментальных /1/ энергетических спектров p , d , t , ${}^3\text{He}$ и α -частиц, испущенных при поглощении остановившихся π^- -ядрами ${}^{59}\text{Co}$ и ${}^{197}\text{Au}$. Параметры, описывающие предравновесную и испарительную стадии, приведены в работах /6-8/ и их изменение в разумных пределах приводит к изменению абсолютных значений спектров не более, чем в 2 раза.

Из рис. I следует, что предравновесные процессы дают большой вклад в эмиссию сложных заряженных частиц при поглощении остановившихся π^- -мезонов ядрами. Вместе с тем расчетные кривые лежат



Р и с. I. Энергетические спектры протонов, дейтронов, ядер трития, гелия-3 и α -частиц, испущенных при поглощении остановившихся π^- -мезонов ядрами ^{59}Co (слева) и ^{197}Au (справа). Кривые - расчет, точки - эксперимент /I/. По оси ординат - число частиц на МэВ на остановившийся π^- , по оси абсцисс - энергия, МэВ

ниже экспериментальных данных в области больших энергий. Аналогичное расхождение между каскадно-экситонной моделью и экспериментом наблюдается и в нуклон-ядерных взаимодействиях /8, II/.

Поэтому причины отмеченного расхождения для пион-ядерного взаимодействия нельзя приписать только присутствию поглощения π^- -мезонов более сложными, чем двухнуклонная, ассоциациями. Решение вопроса о поглощении π^- -мезонов многонуклонными ассоциациями связано с необходимостью более корректного описания эмиссии сложных частиц в нуклон-ядерных взаимодействиях.

Институт ядерных исследований
АН СССР

Поступила в редакцию
15 ноября 1978 г.

Л и т е р а т у р а

1. H. S. Pruys et al., In Proc. of the Conf. on Nuclear Reaction Mechanisms, Varenna, 1977, p.
2. A. S. Iljinov, V. I. Nasaruk, S. E. Chigrinov, Nucl. Phys., A268, 513 (1976).
3. В. С. Барашенков, А. С. Ильинов, Н. М. Соболевский, В. Д. Тонеев, УФН, 109, 91 (1973).
4. M. Blann, Ann. Rev. Nucl. Sci., 25, 123 (1975).
5. V. Weiskopf, Phys. Rev., 52, 295 (1937).
6. К. К. Гудима, В. Д. Тонеев, Сообщение ОИЯИ Е4-9489, Дубна, 1976 г.
7. К. К. Гудима, С. Г. Машник, В. Д. Тонеев, в сб. "Образование и распад возбужденных ядер", "Штиинца", Кишинев, 1976 г., стр. 31.
8. К. К. Гудима, С. Г. Машник, В. Д. Тонеев, в сб. "Расчеты структуры ядра и ядерных реакций", изд. "Штиинца", Кишинев, 1977 г., стр. 12.
9. I. Ribansky, P. Oblozinsky, Phys. Lett., 45B, 318 (1973).
10. E. Betak, P. Oblozinsky, Contribution presented at the V Int. Symp. on Interactions of Fast Neutrons with Nuclei, Gaussig (G.D.R.), 1975.
11. К. Зайдель, Д. Зеллигер, Р. Райф, В. Д. Тонеев, ЭЧАЯ, 7, 499 (1976).