

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЭМИССИИ  
КОРРЕЛИРОВАННЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ  
ОСТАНОВИВШИХСЯ  $\pi^0$ -МЕЗОНОВ В КРЕМНИИ**

*М.Г.Горнов, Ю.Б.Гуров, В.П.Коптев<sup>1)</sup>, С.П.Круглов<sup>1)</sup>,  
А.С.Лукин<sup>1)</sup>, М.М.Макаров<sup>1)</sup>, П.В.Морохов,  
К.О.Оганесян<sup>2)</sup>, Б.П.Осипенко<sup>2)</sup>, В.А.Печкуров,  
А.П.Пичугин, М.А.Поликарпов, В.И.Савельев,  
Ф.М.Сергеев, А.А.Хомутов, Р.Р.Шафигуллин, А.В.Шишков*

Измерены спектры коррелированных под углом  $180^\circ$  пар заряженных частиц, испущенных ядрами кремния при поглощении остановившихся  $\pi^-$ -мезонов. Результат позволяет обнаружить сложные частицы как кластерного – прямого происхождения, так и образованные в результате вторичных внутриядерных взаимодействий.

---

<sup>1)</sup> ЛИЯФ АН СССР.

<sup>2)</sup> ОИЯИ.

В настоящее время исследование реакций поглощения пионов находится на стадии детальной теоретической и экспериментальной проработки. По-видимому, достаточно надежно установлен доминирующий, двухнуклонный механизм поглощения. Вклад кластерных механизмов, в том числе  $\alpha$ -частичного, менее понят. В частности, не ясна их роль в реакциях с испусканием сложных частиц. В последних работах <sup>1, 2</sup>, для описания инклюзивных спектров сложных частиц (дейтронов, тритонов и  $^3\text{He}$ ) авторы используют модель, в которой эти частицы образуются в результате двухнуклонного поглощения и далее внутриядерного подхвата. Сравнение расчетных и экспериментальных спектров указывает на то, что спектры дейтронов и  $^3\text{He}$  удовлетворительно описываются в рамках такой модели, в то время как для описания спектров трития необходимо учитывать  $\sim 10\%$ -ный вклад  $\alpha$ -частичного поглощения. Информация о динамике реакций поглощения с испусканием пар коррелированных заряженных частиц, представленная в данной статье, может служить в качестве одного из тестов для проверки гипотез образования сложных частиц. Например, при образовании дейтронов в результате реакций подхвата импульс дейтрона в коррелированных  $pd$ -парах должен превышать импульс протона. Особенно четко такое превышение должно наблюдаться для области малых возбуждений остаточных ядер, когда энергии протона и дейтрона должны быть приблизительно равными. В то же время для гипотезы образования таких пар в результате захвата  $\pi^-$ -мезона трехпротонной ассоциацией должны быть равными импульсы, а не энергии. Аналогичные критерии можно применить и к событиям с тритонами, например для  $pt$ - и  $dt$ -пар, с целью выяснения роли  $\alpha$ -частичного поглощения.

Эксперимент выполнен с помощью двухплечевого полупроводникового спектрометра <sup>3</sup> на пучке пионов низких энергий синхроциклотрона ЛИЯФ АН СССР <sup>4</sup>. Регистрировались коррелированные под углом  $180^\circ$  пары заряженных частиц, испущенные ядрами кремния при поглощении в "живой" мишени —  $\text{Si}(\text{Au})$  ППД. Энергетическое разрешение спектрометра для суммарной энергии пар  $\sim 1$  МэВ. Использование в качестве мишени детектора позволило с помощью измерений энерговыделения в мишени выделить каналы реакций с вылетом только двух заряженных частиц.

На рис. 1, а представлены спектры протонов, дейтронов и тритонов из зарегистрированных пар. Плавные кривые — инклюзивные спектры тех же частиц из ранее опубликованной работы <sup>5</sup>. Видно, что нет существенного отличия инклюзивных спектров от спектров частиц зарегистрированных на совпадение. Т. е., просто, спектры коррелированных под углом  $180^\circ$  заряженных частиц не дают новой информации о механизме образования таких пар, в том числе с дейтронами и тритонами.

Такое отсутствие отличий в зарегистрированных спектрах, по-видимому, обусловлено увеличением роли вторичных взаимодействий и, как следствие, увеличением множественности частиц в исследуемых реакциях на среднем ядре. На рис. 2 представлены спектры возбуждений остаточных ядер для зарегистрированных пар. Из полученных спектров, видно, что, в основном, зарегистрированы пары частиц из реакций с большой множественностью, так как области малых возбуждений, соответствующие возможному нуклонно-стабильным ядерным состояниям, составляют малую долю от полных спектров. Этот факт подтверждается и спектрами с "живой" мишени, где события с вылетом дополнительных заряженных частиц регистрируются по большому энерговыделению.

С целью выделить пары частиц с характеристиками чувствительными к механизму образования необходимо отобрать реакции с малой множественностью. Для этого есть две возможности: первая — воспользоваться показаниями "живой" мишени, чтобы исключить реакции с вылетом дополнительных заряженных частиц, и вторая — ввести ограничения на величину энергии возбуждения остаточных ядер.

Спектры событий с ограничением по энерговыделению в "живой" мишени  $\leq 5$  МэВ, соответствующие реакциям с вылетом только двух заряженных частиц (максимальная энергия пиона, останавливающегося в мишени  $\approx 4$  МэВ, энергия ядер отдачи  $\leq 1$  МэВ), на рис. 2 выделены штриховкой. Видно, что в спектрах возбуждений ограничение по мишени

привело к подавлению больших значений. Однако, доля событий с большими возбуждениями, соответствующая реакциям с испусканием нейтронов достаточно велика. С точки зрения выделения пар частиц с характеристиками чувствительными к механизму образования примесь реакций с вылетом нейтронов является фоном. Поэтому целесообразно проанализировать зависимости параметров спектров частиц от энергии возбуждения.

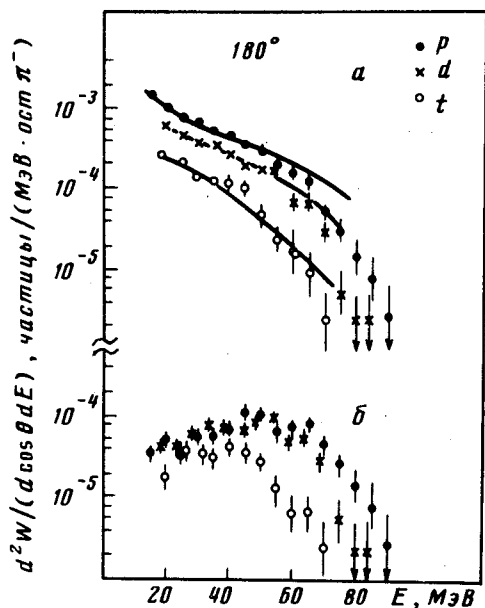


Рис. 1

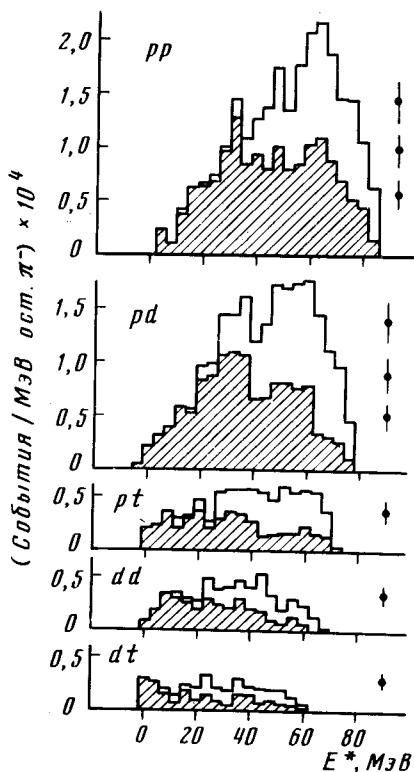


Рис. 2

Рис. 1. Спектры частиц из зарегистрированных пар.  $E_p \geq 12,1$  МэВ;  $E_d \geq 16,2$  МэВ;  $E_t \geq 19,3$  МэВ: а – без ограничений. Плавные кривые – инклюзивные спектры частиц из работы <sup>5</sup>, нормированные в интервале 25 ÷ 55 МэВ; б – энергия возбуждения остаточных ядер –  $E^* \leq 25$  МэВ, энерговыделение в мишени –  $\bar{E}_M \leq 5$  МэВ

Рис. 2. Спектры возбуждения остаточных ядер.  $E^* = MM - M_k$ , где  $MM$  – недостающая масса в зарегистрированных реакциях,  $M_k$  – масса ядра ( $A - N, Z - 3$ ), где  $N$  – суммарное количество нуклонов в зарегистрированных частицах. Штриховкой выделены события с  $E_M \leq 5$  МэВ

Рис. 3. Зависимости средних энергий частиц в  $pd$ -,  $pt$ - и  $dt$ -парах от энергии возбуждения для событий с  $E_M \leq 5$  МэВ

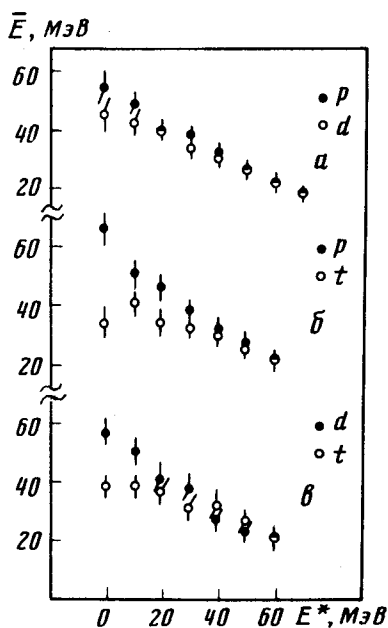


Рис. 3

На рис. 3 представлены зависимости средних энергий частиц в  $pd$ -,  $pt$ - и  $dt$ -парах от энергии возбуждения.

В области малых возбуждений наименьшая разница в энергиях частиц  $\sim 10$  МэВ наблюдается для  $pd$ -пар (рис. 3, а), что не противоречит ожидаемому значению 12 МэВ для механизма образования дейтронов в результате реакций подхвата. Следует также отметить,

что полученная для  $pd$ -пар зависимость соответствует росту разности импульсов ( $P_p - P_d$ ) при уменьшении энергии возбуждения, что, как указывалось выше, отличает механизм подхвата от кластерного происхождения дейтронов.

Для  $pt$ - и  $dt$ -пар (рис. 3, б, в) средняя энергия тритонов в области малых возбуждений значительно меньше энергии более легких частиц. Наблюдаемые соотношения энергий явно не согласуются с гипотезой образования тритонов в результате вторичных ( $N, t$ )-реакций, и, по-видимому, указывают на значительный вклад  $\alpha$ -частичного поглощения.

Если проанализировать изменение энергий частиц в  $pt$ - и  $dt$ -парах, то также можно найти указание на вклад тритонов прямого происхождения. Например, из полученных зависимостей видно, что в интервале возбуждений  $0 \div 25$  МэВ средняя энергия тритонов для этих пар одинакова и, практически, не изменяется, а все изменение энергии возбуждения обусловлено изменением энергии более легкой частицы. Т. е. наблюдаемые зависимости не противоречат механизму образования таких пар через поглощение  $\pi^-$ -мезона на  $\alpha$ -кластере, когда тритон является прямой частицей, а другие заряженные – вторичными продуктами внутриядерного взаимодействия.

Такая ситуация, когда динамика  $pd$ -пар не обнаруживает указаний на присутствие поглощения кластерами, а для  $pt$ - и  $dt$ -пар такое указание есть, не является противоречивой. Дело в том, что сечение ( $N, d$ ) реакций примерно на порядок превосходит сечение ( $N, t$ ) реакций<sup>6</sup>, поэтому понятно отсутствие значительного вклада высокоэнергичных тритонов. В то же время дейтроны от поглощения  $\alpha$ -частицами в отличие от тритонов не могут быть выделены методикой наблюдения пар коррелированных частиц.

Спектры частиц для малой энергии возбуждения остаточных ядер, представленные на рис. 1, б не противоречат сделанным выводам.

Таким образом анализ коррелированных пар показывает, что в образование сложных частиц, испускаемых ядрами при поглощении пионов, значительный вклад вносят как вторичные взаимодействия, так и поглощение на тяжелых кластерах. Для количественных выводов необходимо соответствующее развитие модельных расчетов с целью сравнения с экспериментом.

В заключение авторы выражают благодарность Р.А.Эрамбяну за полезные обсуждения.

#### Литература

1. Hachenberg F., Chiang H.C., Hufner J. Phys. Lett., 1980, 97B, 183.
2. Hachenberg F. Phys. Lett., 1982, 113B, 451.
3. Горнов М.Г. и др. Препринт ОИЯИ, 13-82-621, Дубна 1982.
4. Волченков В.А. и др. Препринт ЛИЯФ-612, Л., 1980.
5. Горнов М.Г. и др. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 552.
6. Bertrand F.E., Peele R.W. Phys. Rev., 1973, C8, 1045.

Московский  
инженерно-физический институт

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

Объединенный  
институт ядерных исследований

Поступила в редакцию  
23 апреля 1984 г.  
После переработки  
15 июня 1984г.