

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭМИССИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ ОСТАНОВИВШИХСЯ π^- -МЕЗОНОВ В КРЕМНИИ

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

Измерены спектры вторичных частиц при поглощении остановившихся π^- -мезонов ядрами ^{28}Si . Эксперимент впервые выполнен с использованием „живой” мишени, что, по-видимому, позволило выделить процесс без внутриядерных перерассейаний и получить спектр „прямых” протонов из акта поглощения на внутриядерной pp -паре.

Известно, что с процессом поглощения пионов атомными ядрами связываются надежды, как с эффективным инструментом для исследования ядерной структуры. Вследствие закона сохра-

¹⁾ ЛИЯФ АН СССР.

²⁾ ЛЯП ОИЯИ.

нения энергии-импульса, одноклонный захват пионов сильно подавлен, поэтому выделяют механизмы поглощения с участием нескольких нуклонов, — как минимум двух, что и дает возможность изучать внутриядерные корреляции.

В экспериментах по исследованию процесса поглощения пионов наиболее часто регистрируется эмиссия частиц из ядер. Инклюзивные спектры частиц, а также спектры частиц, зарегистрированных на совпадение, являются результатами таких измерений. Одним из важных вопросов при анализе получаемых спектров является вопрос — насколько прямо информация о частицах, испускаемых ядрами, связана с механизмом поглощения.

В работе Хефнера по описанию инклюзивных спектров частиц при поглощении π^- -мезонов за первичный акт принимается двухнуклонное поглощение. Последующее развитие внутриядерного каскада приводит к размножению частиц и модификации спектров. В рамках таких расчетов первоначальный акт поглощения оказывается „забытым” для большей части спектра за исключением высокоимпульсной. Например, доля прямых без перерассеяния протонов в инклюзивных спектрах при поглощении на ядрах ^{12}C по расчетам Хефнера составляет 5%, причем неискаженная часть соответствует энергии выше 90 МэВ. Сравнение расчетов с экспериментальными данными из работы ¹ представлено на рис.1, а. Видно, что существуют серьезные аргументы за то, что инклюзивные спектры частиц несут слишком малую информацию о первоначальном акте захвата.

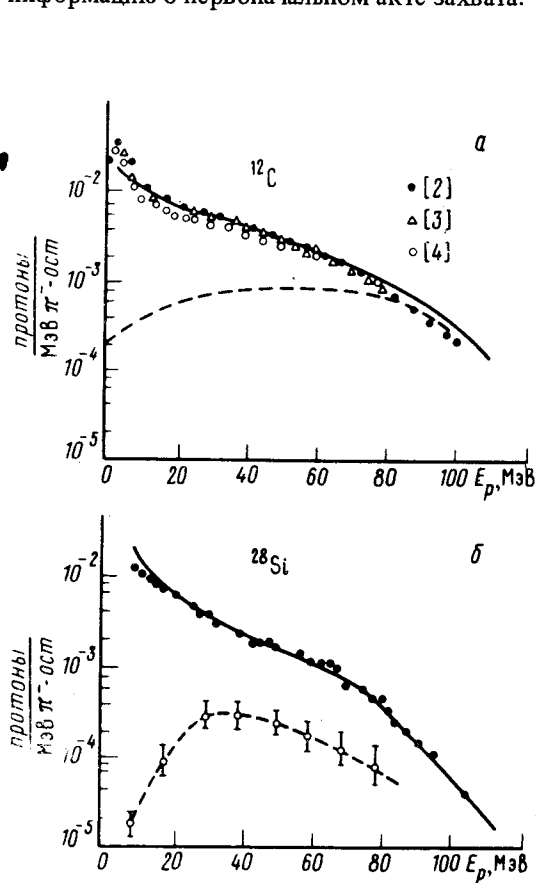


Рис. 1

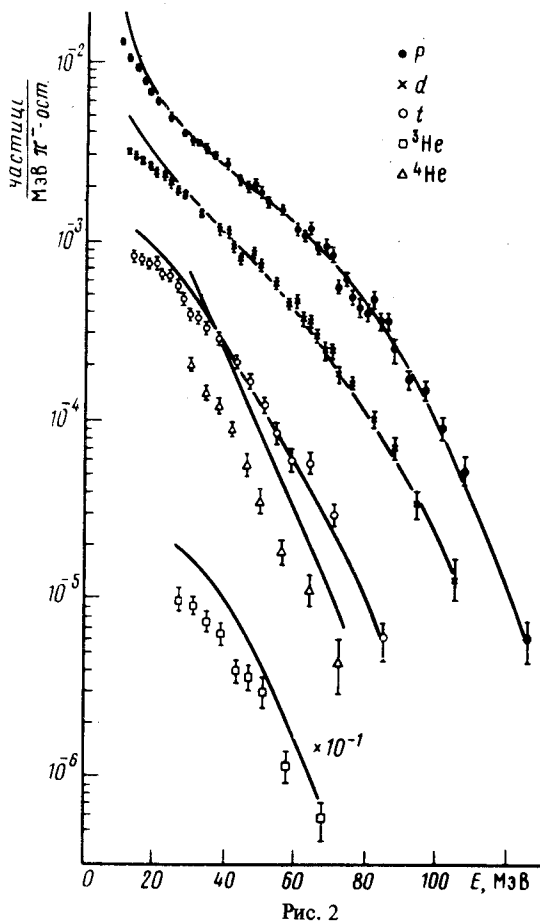


Рис. 2

Рис.1. а — Экспериментальные и расчетные спектры протонов, испущенных ядрами ^{12}C при поглощении π^- -мезонов. Расчетные кривые: пунктир — вклад первичных протонов, сплошная — учет вторичных процессов ¹; б — экспериментальный спектр протонов при поглощении π^- -мезонов ядрами ^{28}Si — сплошная кривая. Экспериментальный спектр протонов для событий, принадлежащих пику в „живой” мишени — пунктирная кривая

Рис.2. Спектры частиц при поглощении π^- -мезонов ядрами ^{28}Si

В такой ситуации целесообразны измерения с привлечением дополнительной информации для выделения прямых, без перерассеяния, каналов реакции. В данной работе в качестве источника такой информации служит „живая” мишень — Si(Au) — ППД. Измерения выполнены на π -мезонном канале синхроциклотрона ЛИЯФ АН СССР⁵. Описание спектрометра, на котором выполнялись исследования, приведено в работе⁶. Пучок пионов останавливался в мишени диаметром 3,2 см и толщиной 0,1 г · см⁻². Количество остановок в мишени составляло $\cong 2000$ с⁻¹. Вторичные частицы регистрировались телескопами из кремниевых детекторов, позволяющими измерять энергию частиц с точностью не хуже 0,5 МэВ. Использование в качестве мишени детектора позволило измерить энерговыделение в мишени и провести корреляционный анализ данных, а также более корректно выполнить абсолютную нормировку выходов частиц, так как в данном случае в отличие от предыдущих работ, регистрируется непосредственно сам акт остановки пиона в мишени.

На рис.2 представлены полученные спектры изотопов водорода и гелия. В спектре введены поправки на светосилу установки и выбывание частиц за счет ядерных реакций. Сплошные кривые — результат аппроксимации экспериментальных данных с учетом потерь энергии в мишени согласно работе⁴. Восстановленные спектры изотопов водорода и ³He подобны друг другу. В то же время спектр ⁴He отличается качественно большим наклоном. Такое поведение спектров отмечалось авторами работ, выполненных на других ядрах, и, в принципе, согласуется с предположением о том, что дейтоны, тритоны и ³He образуются, в основном, в результате внутриядерного подхвата, в то время как происхождение α -частиц связано с выбиванием^{2,3}. Выходы частиц (Y [%/ост. π^-]) для энергий выше порога идентификации, соответствующие рис.2, равны: $Y_p = 27,7 \pm 1,2$ ($E > 8$ МэВ), $Y_d = 9,5 \pm 0,5$ ($E > 10$ МэВ), $Y_t = 2,2 \pm 0,1$ ($E > 12$ МэВ), $Y_{^3\text{He}} = 0,33 \pm 0,02$ ($E > 24$ МэВ), $Y_{^4\text{He}} = 0,70 \pm 0,03$ ($E > 28$ МэВ).

Так как измерения на кремнии проведены впервые, прямого сравнения полученных результатов с другими работами выполнить нельзя. Можно сопоставить наши данные с результатами на других ядрах. В таблице выходы частиц на ²⁸Si сравниваются с выходами на ядрах ¹²C и ⁴⁰Ca для двух интервалов энергий. Видно, что выходы протонов практически не изменяются, в то время как выходы дейтонов и тритонов уменьшаются с возрастанием атомного номера. Для ³He и ⁴He выходы на ²⁸Si и ¹²C получились практически одинаковыми. Правда следует отметить большие ошибки, особенно, для ³He. В таблице приведены также отношения выходов тритонов к ³He. В рамках гипотезы парного поглощения и последующего образования таких частиц в результате внутриядерного подхвата спин-изоспиновая статистика приводит к значению равному 4³. В наших измерениях это отношение получилось равным $3,5 \pm 0,7$.

		Y_p	Y_d	Y_t	$Y_{^3\text{He}}$	$Y_{^4\text{He}}$	$t/{}^3\text{He}$	
20 – 70 МэВ	¹² C	$17,7 \pm 2,7$	$9,8 \pm 1,5$	$3,7 \pm 0,6$	—	—	—	³
	²⁸ Si	$13,8 \pm 0,7$	$6,1 \pm 0,3$	$1,6 \pm 0,1$	—	—	—	—
	⁴⁰ Ca	$15,2 \pm 1,5$	$4,3 \pm 0,4$	$1,52 \pm 0,15$	—	—	—	²
40 – 70 МэВ	¹² C	$7,7 \pm 1,2$	$3,1 \pm 0,5$	$0,73 \pm 0,15$	$0,10 \pm 0,06$	$0,25 \pm 0,06$	7 ± 2	³
	²⁸ Si	$5,9 \pm 0,3$	$1,7 \pm 0,2$	$0,35 \pm 0,05$	$0,10 \pm 0,02$	$0,21 \pm 0,02$	$3,5 \pm 0,7$	—
	⁴⁰ Ca	$5,7 \pm 0,6$	$1,6 \pm 0,2$	$0,45 \pm 0,05$	—	$0,23 \pm 0,02$	—	²

Основное отличие данного эксперимента от выполненных ранее заключается в использовании „живой мишени”. На рис.3 представлены спектры энерговыделения в мишени для событий с зарегистрированными протонами. В спектре для протонов с энергией выше 25 МэВ (рис.3, а) проявляется пик в области малых энерговыделений. На рис.3, б проявление пика

прослеживается более подробно. Пунктиром на рис.3, б обозначены спектры энерговыделения, рассчитанные для реакции $\pi^- {}^{28}\text{Si} - pn {}^{26}\text{Mg}$ (1) по статистической модели, нормированные на максимумы распределений. Видно, что наблюдаемые пики находятся в области, кинематически разрешенной для реакции (1). Смещение максимумов к левой границе разрешенной области (для $E < 85$ МэВ), а также ширина пиков не противоречат предположению о выделении реакции (1) с механизмом поглощения на pp -паре.

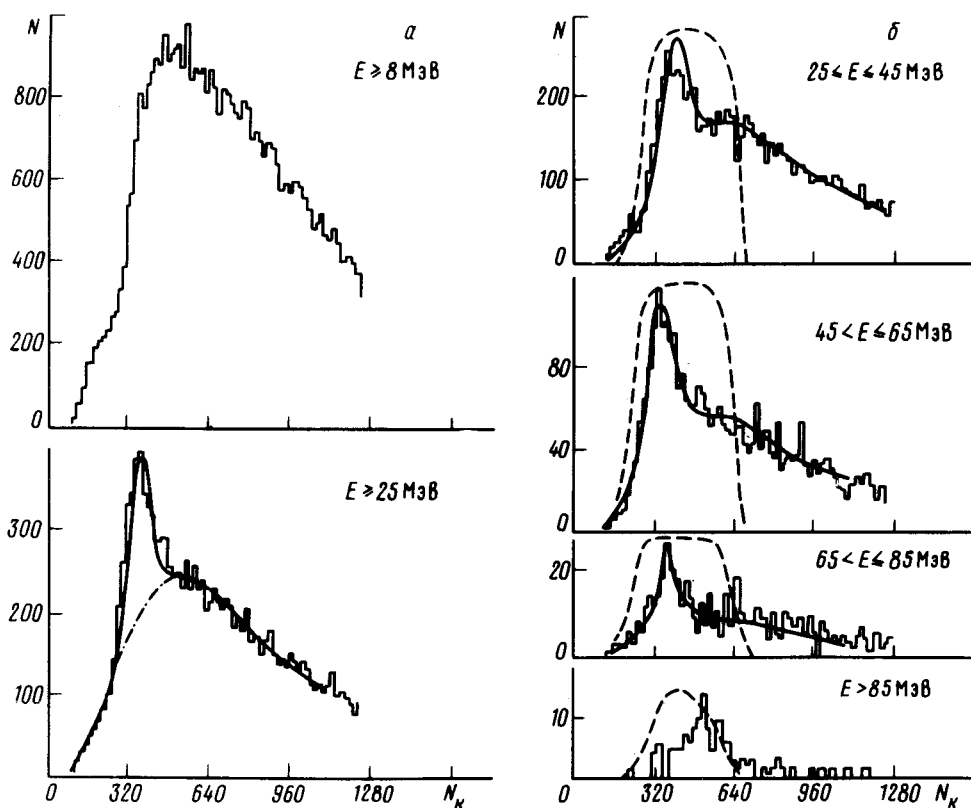


Рис.3. Спектры энерговыделения в „живой” мишени для различных интервалов энергий зарегистрированных протонов. Цена канала — 20 КэВ. Канал, соответствующий нулевой энергии равен 50

Следует специально отметить, что для событий с протонами, энергия которых превосходит 85 МэВ, у нас наблюдается сдвиг пика к правой границе разрешенной области. Этот факт, по-видимому, указывает на возрастающий вклад двухчастичного канала реакции для протонов высокой энергии.

С целью получения спектра протонов для событий, принадлежащих пику, определялась зависимость вклада пика от энергии протонов. Распределения аппроксимировались суммой двух кривых: нормальным распределением, описывающим пик, и полиномом, описывающим фон. На рис.3, б примеры такой аппроксимации даны сплошными кривыми. На рис. 1, б представлены инклюзивный спектр протонов и спектр протонов для выделенных событий.

Видно, что спектр протонов, принадлежащих пику, резко отличается от инклюзивного. Спектр имеет максимум в области 40 МэВ. Среднее значение энергии в спектре $\cong 45$ МэВ. Результат качественно согласуется с идеологией расчетов Хефнера ¹, согласно которой данный спектр является спектром прямых протонов из акта поглощения на pp -паре, неискаженным вторичными процессами перерасеяния. По нашим результатам доля таких событий для интервала энергий протонов 8 — 85 МэВ составляет 2%, а для интервала 25 — 85 МэВ — 9,5%.

Литература

1. *Chiang H.C., Hüfner J.* Nucl. Phys., 1981, A352, 442
2. *Mechtersheimer G. et al.* Nucl. Phys., 1979, A324, 379.
3. *Phruys H.S. et al.* Nucl. Phys., 1981, A352, 388.
4. *Schlepütz F.W. et al.* Phys. Rev. C, 1979, V19, 135.
5. *Волченков В.А. и др.* Препринт ЛИЯФ-612, Л., 1980.
6. *Горнов М.Г. и др.* Препринт ОИЯИ, 13-82-621, Дубна, 1982.
7. *Randoll H. et al.* Nucl. Phys., 1982, A381, 317.

Московский
инженерно-физический институт

Поступила в редакцию
23 апреля 1983 г.
