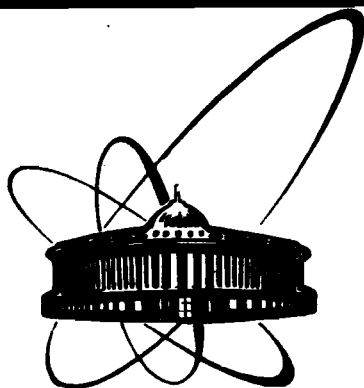


89-584



**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

Р 521

P1-89-584

**ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕАКЦИЙ $dp \rightarrow ppp\pi^-$,
 $np \rightarrow ppp\pi^-$ И ВОЛНОВАЯ ФУНКЦИЯ ДЕЙТРОНА**

1989

В.В.Глаголев, Ю.А.Троян, Н.С.Григалашвили, Р.М.Лебедев,
Г.Д.Пестова, В.Н.Печенов, Е.Б.Плеханов
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

С.Г.Аракелян, И.М.Рабинович, М.Я.Чубарян
Ереванский физический институт, Ереван

Ю.Главачова, Г.Мартинска, Й.Урбан
Университет им.П.Й.Шафарика, Кошице

А.К.Качарава, Д.Г.Мирианашвили, М.С.Ниорадзе, З.Р.Салуквадзе
Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

Л.В.Костицина, К.У.Хайретдинов
Физический институт им.П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

Б.Пастирчак, М.Семан, Л.Шандор
Институт экспериментальной физики САН, Кошице

С.С.Шиманский
Институт физики высоких энергий АН КазССР, Алма-Ата

ВВЕДЕНИЕ

На протяжении многих лет не ослабевает интерес к поведению волновой функции простейшего атомного ядра - дейтрона на малых расстояниях /меньше 1 фм/. Большинство посвященных этому вопросу экспериментов проведено на спектрометрах. Среди них наиболее известными являются опыты по неупругому рассеянию электронов^{/1/} и измерению дифференциальных поперечных сечений реакций стриппинга быстрых дейтронов с выходом протонов под малыми углами^{/2,3,4/}. Свой вклад в понимание происходящих процессов внесли корреляционные исследования в эксклюзивном подходе^{/5/}.

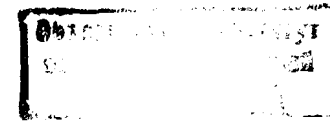
Во всех экспериментах наблюдается превышение числа событий над расчетами, сделанными исходя из обычно используемых волновых функций дейтрона, в области импульсов выше 200 МэВ/с в системе покоя ядра.

Теоретики объясняют этот эффект разными механизмами /или их совокупностью/: поглощением виртуального π -мезона на паре нуклонов^{/6/}, возбуждением изобарных состояний^{/7/}, высокоимпульсной компонентой волновой функции дейтрона^{/8/}. Делаются попытки извлечь шестикварковую компоненту^{/9/}.

Представленные в данной работе результаты получены из сравнения реакций $pp \rightarrow pp\pi$ - и $dp \rightarrow dpp\pi$ -, исследованных с помощью единой методики - водородной пузырьковой камеры - в условиях 4π -геометрии. Выбор реакции с выходом π -мезона является не случайным. В работах по изучению dp - и ${}^4\text{He}p$ -взаимодействий, проведенных на той же установке, было показано, что в безмезонных реакциях, особенно в области промежуточных энергий (~ 1 ГэВ/с/нуклон), на высокоимпульсную часть спектров нуклонов сильное влияние оказывают π -обменные процессы^{/10/}. Сравнение реакций с π -мезоном в конечном состоянии позволяет уменьшить это влияние и сравнить полученные данные с расчетами, использующими известные волновые функции дейтрона.

Предлагаемый подход дает своеобразный тест на корректность обычно используемого определения нуклона-спектатора.

В работе рассмотрены также процессы, приводящие к появлению "неспектаторных" событий.



ЭКСПЕРИМЕНТ

Основная часть этой работы основана на анализе сходства и различия данных, полученных на однометровой водородной пузырьковой камере, облученной в одном эксперименте пучком дейтронов и в другом эксперименте - пучком квазимонохроматических нейтронов на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ. Величина импульса пучка дейтронов $/3,34 \pm 0,08/$ ГэВ/с по сравнению с импульсом нейтронного пучка $/1,73 \pm 0,05/$ ГэВ/с дает приблизительно одинаковую энергию на нуклон.

Проведенные эксперименты позволяют сравнить между собой элементарное np -взаимодействие и квазисвободное ${}^n p$ -взаимодействие на нейтроне, связанном в ядре-дейтроне.

В элементарном np -взаимодействии при $P = 1,73$ ГэВ/с π -мезоны рождаются в 3-лучевых звездах. Соответствующие события, происходящие на нейтроне, связанном в дейтроне, будут 4-лучевыми. События измерялись на сканирующем автомате НРД и полуавтоматах ПУОС. Геометрическая реконструкция и идентификация np -взаимодействий выполнялись по программам^{/11,12/}. Математическая обработка dp -взаимодействий проводилась с помощью специализированной высокоавтоматизированной системы программ^{/13/}.

В табл.1 показано количество событий в кинематически полностью восстанавливаемых каналах, а также общее число событий.

Таблица 1

Канал	Степень свободы	Количество событий	
		np	${}^n p$
$pp\pi^- / ppp\pi^-$	4	4570	2973
$pp\pi^-\pi^0 / ppp\pi^-\pi^0$	1	170	84
$pn\pi^+\pi^- / ppn\pi^+\pi^-$	1	763	552
Все события	/включая нофит/	6801	4195

Для сравнения np - и ${}^n p$ -взаимодействий были выбраны реакции:



Оба эти канала /4С-фит/ статистически самые богатые. События /a/ представляют 67% всех 3-лучевых np -взаимодействий и /b/ - 70% 4-лучевых dp -взаимодействий. Анализ в^{/14/} показал,

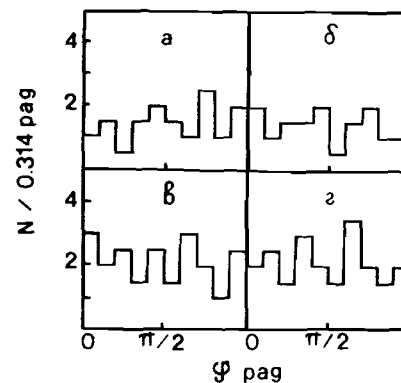


Рис.1. Азимутальное распределение протонов отдачи и π -мезонов в реакции $dp \rightarrow ppp\pi^-$ /а, б/ и в реакции $np \rightarrow ppp\pi^-$ /в, г/ для $|t| \leq 0,02$ (ГэВ/с)².

что все события /а/ идентифицируются однозначно. Использование ускоренных дейтронов способствует тому, что гипотез, конкурирующих /б/, очень мало /1%.

Условия 4 π -геометрии позволили получить экспериментальные данные без значительных потерь. Однако мы попытались оценить их в обеих исследованных реакциях.

Основные потери возникают для треков медленных частиц, вылетающих перпендикулярно к плоскости кадра. Они обусловлены событиями с малыми передачами импульса протону-мишени. Однако эти потери должны быть меньше, чем при упругом или квазиупругом рассеянии.

Оценка, сделанная на основании асимметрии азимутальных распределений медленных протонов и π -мезонов, показала, что при импульсах протона отдачи в лабораторной системе меньше 0,14 ГэВ/с или импульсах π -мезона меньше 0,10 ГэВ/с, которые соответствуют передачам 4-импульса, меньшим, чем 0,02 (ГэВ/с)², потери составляют для реакции /а/ меньше 1% и для реакции /б/ - меньше 0,5%. На рис.1 представлены эти распределения для протонов отдачи /а, в/ и π -мезонов /б, г/. Верхние гистограммы относятся к реакции /б/ - 28 событий, нижние относятся к реакции /а/ - 43 события. Кроме того, эти потери распределены по передаче четырехмерного импульса достаточно равномерно и поэтому не вносят сколько-нибудь заметных искажений. Важно также, что потери в /а/ или /б/ очень мало различаются.

ОБОСНОВАНИЕ СОПОСТАВЛЕНИЯ РЕАКЦИЙ np И ${}^n p$

Из-за малой энергии связи дейтрона можно считать, что связанные нуклоны находятся почти на массовой поверхности, и ожидать, что в основном взаимодействует только один нуклон, а второй, так называемый нуклон-спектатор, не участвует во взаимодействии. Так, в импульсном приближении^{/15/} предполагается, что у спектатора после взаимодействия сохраняется тот же импульс, как до взаимодействия, и импульсное распределе-

ние нуклонов-спектаторов можно просто получить из волновой функции дейтрона:

$$\frac{dN}{dp_s} = \int p_s^2 |\Phi(p_s)|^2 d\Omega, \quad /1/$$

где $d\Omega$ - телесный угол, в котором вылетает нуклон-спектатор в системе покоя дейтрона. В эксперименте события с нуклоном-спектатором в конечном состоянии выбираются как события, в которых импульс хотя бы одного нуклона в системе покоя ядра мал, а спектатор обычно определяется как самый медленный нуклон в этой системе. Делаются разные обрезания на импульс этого нуклона в конце спектра, чтобы уменьшить примесь неспектаторных событий. Общая картина усложняется следующими эффектами:

- 1/ ферми-движением нуклона-мишени, которое вносит значительный разброс полной энергии в системе центра масс и изменяет кинематику рассматриваемых процессов;
- 2/ зависимостью сечения нуклон-нуклонного взаимодействия от энергии;
- 3/ изменением инвариантного флюкс-фактора Моллера при различных конфигурациях импульсов нуклона-мишени и падающей частицы;
- 4/ немассовой природой связанных нуклонов.

На основании сказанного можно ожидать стремления к сходству или различию в разных аспектах np - и nnp -взаимодействий. Сравнение nnp -взаимодействия /б/ и элементарного np -взаимодействия /а/ позволяет выключить эффекты, которые происходят на свободном нейтроне. Таким путем можно выделить вклад чисто ядерных явлений и, с другой стороны, проверить выбор спектаторных событий.

СОПОСТАВЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РЕАКЦИЙ np И nnp

Три протона, вылетающих в конечном состоянии в реакции /б/, разделим на протон-спектатор /самый медленный в системе покоя дейтрона/ и на два остальных протона, которые считаем продуктами nnp -взаимодействия. Довольно хорошее разделение спектатора и других протонов показывает рис.2а, на котором представлено импульсное распределение всех протонов в лабораторной системе. Левая часть рисунка без спектаторного пика совпадает с соответствующим импульсным распределением протонов из /а/.

Для сравнения np - и nnp -реакций удобно использовать систему центра масс сталкивающихся нуклонов $n-p$. Для этого надо определить 4-вектор энергии-импульса для нейтрона, связанного

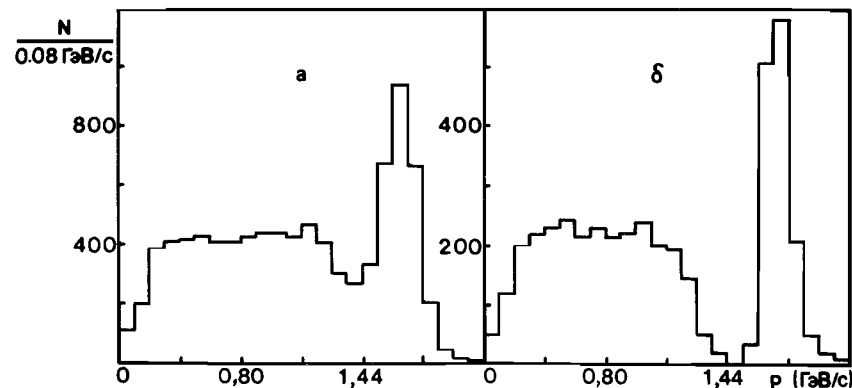


Рис.2. Импульсное распределение протонов из реакции $dp \rightarrow ppp \pi^-$ в лабораторной системе координат: а - для всех событий, б - для событий с протоном, самым медленным в системе покоя дейтрона, летящим под углом больше предельного.

в дейтроне. Учитывая сход нейтрона с массовой поверхности, в качестве его 4-вектора энергии-импульса используем $P_n = (-P_s, m_d - E_s)$. В этом методе сохраняется энергия, но незначительно уменьшается масса нейтрона^{/16/}. В случае /а/ выбор с.ц.м. однозначный.

На рис.3 представлены угловые распределения протонов и π -мезонов из сравниваемых np - и nnp -взаимодействий в системе центра масс для всех событий. О качественном сходстве этих распределений свидетельствуют также коэффициенты асимметрии, показанные в табл.2.

Таблица 2

Вид реакции	Сорт частиц	
	np	nnp
протоны	$0,059 \pm 0,012$	$0,050 \pm 0,018$
π -мезоны	$0,067 \pm 0,010$	$0,064 \pm 0,018$

Из рис.3 видно, что π -мезоны в обоих случаях имеют тенденцию к вылету вперед. Протоны сколламированы вблизи направлений вперед и назад с небольшой асимметрией. Видно, что основные характеристики обоих процессов, такие как периферичность и рождение π -мезонов, в первом приближении совпадают.

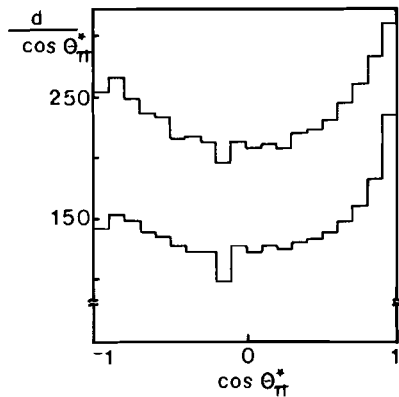


Рис.3. Угловые распределения π -мезонов и протонов в с.ц.м. pn -взаимодействия из реакций $pn \rightarrow pp\pi^-$ /верхние гистограммы/ и $dp \rightarrow ppp\pi^-$ /нижние гистограммы/.

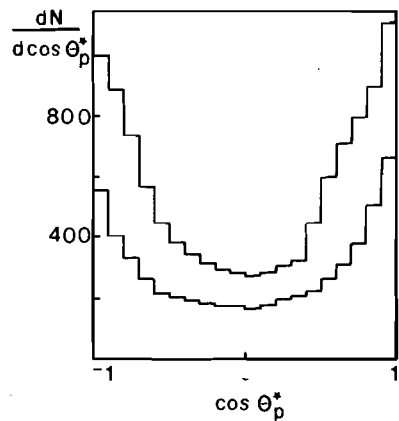


Рис.4. Импульсное распределение протонов в с.ц.м. pn -взаимодействия: - - - - pn , — — — — pn 'р.

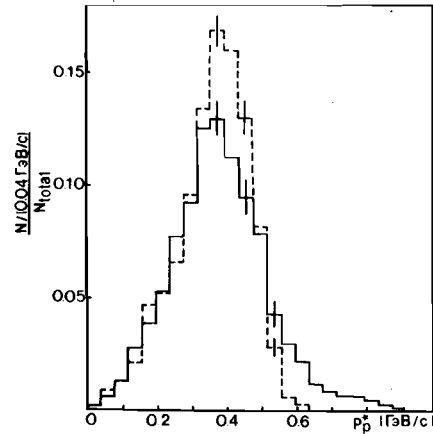


Рис.5. Импульсное распределение π -мезонов в с.ц.м. pn -взаимодействия: - - - - pn , — — — — pn 'р.

где s_n - квадрат полной энергии свободного нуклона, W - энергия связи дейтрона, p_f , T_f , $\cos \theta_f$ - импульс, кинетическая энергия и полярный угол вылета спектатора. Эта формула показывает влияние ферми-движения и энергии связи дейтрона. Отсюда, учитывая, что различие в пределах распределений обусловлено только ферми-движением, вычисляем верхнюю границу импульса нейтрона в ядре дейтерия. Расчет, основанный на различии спектров протонов, совпадает с оценкой по предельному импульсу π -мезонов.

Из соотношения для максимального импульса в с.ц.м. определяется предельный угол вылета протонов в лабораторной системе. Однако зависимость этого угла от полной энергии в с.ц.м. более слабая и поэтому мы не видим различий в угловых распределениях протонов в лабораторной системе координат. Результаты этих сравнений и проделанных оценок приведены в табл.3.

Из соотношения для максимального импульса в с.ц.м. определяется предельный угол вылета протонов в лабораторной системе. Однако зависимость этого угла от полной энергии в с.ц.м. более слабая и поэтому мы не видим различий в угловых распределениях протонов в лабораторной системе координат. Результаты этих сравнений и проделанных оценок приведены в табл.3.

Таблица 3

Учитывая периферичность pn - и pn 'р-реакций, можно связать вторичные протоны с одним из начальных нуклонов. Протон, связанный с протоном-мишенью, или протон отдачи, определяем как самый медленный в лабораторной системе, а протон, связанный с нейтроном-пучком, или лидирующий протон, - как более быстрый в этой системе.

Импульсные распределения протонов и π -мезонов из pn - или pn 'р-взаимодействий в с.ц.м. pn представлены на рис.4 и 5. Концы спектров здесь заметно расходятся. Это понятно при учете ферми-движения, потому что предельный импульс с.ц.м. зависит от полной энергии s в этой системе, и она меняется вследствие ферми-движения. Квадрат полной энергии выражается следующей формулой:

$$s = s_n - 2W(E_p + m_n) + W^2 - 2T_f(E_p + m_d) + 2P_p P_f \cos \theta_f,$$

Вид реакции		pn	pn 'р
Предельные значения			
θ			
тах прот.	экспер.	60 - 63	60 - 63
/град/	вычисл.	61	65
p			
тах прот.	экспер.	0,63 - 0,64	0,89 - 0,90
ГэВ/с	вычисл.	0,64	
	вычисл. ферми-имп.		0,56 ± 0,10
p			
тах π -мез.	экспер.	0,43 - 0,44	0,61 - 0,62
ГэВ/с	вычисл.	0,44	
	вычисл. ферми-имп.		0,54 ± 0,11

Чтобы получить более тонкую информацию из сравнения pp и ${}^n p$ о вкладе ядерных эффектов в $/b/$ мы построили распределения по азимутальному углу спиральности λ . Он определен в системе покоя ($p\pi^-$) 17 :

$$\lambda = \arccos \frac{(\vec{p}_1 \times \vec{p}_t) \cdot (\vec{p}_1 \times \vec{p}_{\pi^-})}{|\vec{p}_1 \times \vec{p}_t| \cdot |\vec{p}_1 \times \vec{p}_{\pi^-}|} \quad \vec{p}_2 = -\vec{p}_{\pi^-}$$

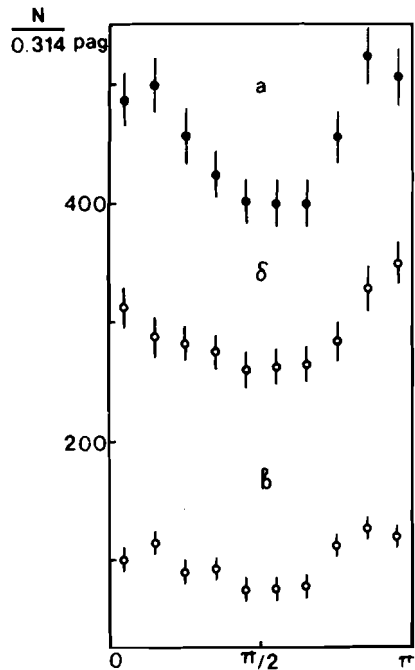
где \vec{p}_t , \vec{p}_{π^-} — импульсы мишени и π^- -мезона, а \vec{p}_1 , \vec{p}_2 — импульсы вылетающих протонов. Таким образом, λ есть угол между плоскостью рождения \vec{p}_1 и \vec{p}_t и плоскостью \vec{p}_1 , \vec{p}_{π^-} , причем ось направлена вдоль $\vec{p}_t + \vec{p}_{\pi^-} = \vec{p}_1$. Распределение симметрично относительно π , и поэтому представлено в интервале $(0, \pi)$. Чтобы картина элементарного pp -взаимодействия не усложняла характеристику ${}^n p$ на ядре, проводим усреднение по обеим вершинам.

На рис. 6а, б представлены эти распределения для всех событий $/a/$ и $/b/$, левая часть $(0, \pi/2)$ обусловлена преимущественно протонами отдачи и, наоборот, в $(\pi, \pi/2)$ попадают в основном быстрые в лабораторной системе протоны. Кроме общего сходства обоих распределений в виде симметрии около $\pi/2$, существует также заметное различие в поведении около 0 и π , а именно: распределение для реакции $/b/$ не спадает к краям. Предполагая, что это связано с ядерными эффектами, мы попытались уменьшить их влияние отбрасыванием событий, в которых у протона-спектатора импульс был больше 200 МэВ/с. Качественное различие при этом все-таки осталось.

Второе предположение заключалось в том, что причина расхождения связана с некорректностью определения спектатора

Рис. 6. Распределение по азимутальному углу спиральности:

а — для pp -взаимодействий, б — для ${}^n p$ -взаимодействий, в — для ${}^n p$ -взаимодействий с вылетом самого медленного из нуклонов, под углами больше предельного.



как самого медленного нуклона в системе покоя ядра. Чтобы понять влияние перепутывания быстрого протона из ${}^n p$ -взаимодействия с протоном-спектатором, мы их искусственно переставили местами. При этом превышение в окрестности π только увеличилось. Существование предельного угла вылета протонов из ${}^n p$ в лабораторной системе, а также и в системе покоя ядра для наших кинематических условий позволяет избежать этого перепутывания. Выбран набор событий, в которых самый медленный в системе покоя ядра протон летит в этой системе под углом, заведомо большим, чем предельный угол вылета протонов ${}^n p$ -взаимодействия. Эффективным оказывается обрезание на угол 80° в дальнейшем — вылет назад в системе покоя дейтрона/. Считаем, что это "истинный" спектатор. Распределение по азимутальному углу спиральности для этого набора показано на рис. 6в. Можно заметить качественное сходство этого распределения и распределения для элементарного pp -взаимодействия, что свидетельствует в пользу того, что события, выбранные таким способом из $/b/$, происходят как pp на свободном нуклоне и ядерные эффекты не оказывают существенного влияния.

ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕКТАТОРОВ

Понятно, что обычно принятое определение спектатора как самого медленного нуклона в системе покоя дейтрона является условным и имеет физический смысл, когда спектатор значительно медленнее остальных протонов. Процессы, в которых взаимодействуют оба нуклона из дейтрона /двукратное рассеяние, взаимодействие в конечном состоянии/, и интерференционные эффекты ограничивают возможность точного указания спектатора. Влияние кратного рассеяния и взаимодействия в конечном состоянии проявляется через увеличение числа так определенных спектаторов с большими импульсами. Обычно поэтому используется обрезание 200 МэВ/с на импульс спектатора. Однако из предыдущего ясно, что этот критерий является недостаточным. Описанный выше выбор спектаторных событий сильно подавляет интерференционный эффект. Рис. 2б показывает импульсное распределение всех трех протонов в лабораторной системе для этого набора. Между протоном-спектатором и другими здесь уже нет перекрытия. При сказанном ограничении мы одновременно частично устраняем влияние взаимодействия в конечном состоянии, которое увеличивает количество спектаторов, летящих в системе покоя дейтрона вперед.

На рис. 7 представлено угловое распределение спектаторов в системе покоя дейтрона для всех событий и для событий, в которых импульс спектатора меньше 200 МэВ/с. В простейшей форме

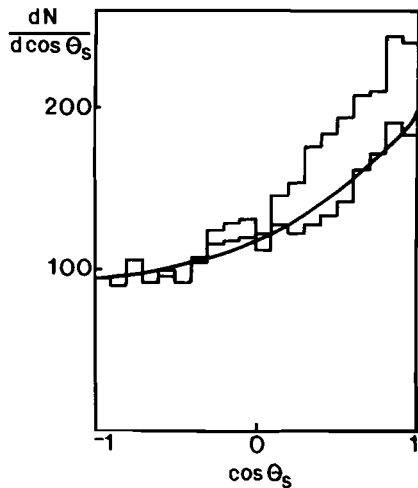


Рис.7. Угловое распределение самых медленных в системе покоя дейтрона протонов: верхнее распределение - для всех событий, нижнее распределение - для событий с импульсом этого протона меньше 200 МэВ/с, кривая - расчет по формуле /2/.

импульсного приближения предполагается его изотропность. Как было показано в /18/, вследствие нескольких факторов она исчезает. Влияние флюкс-фактора /16/:

$$F = \frac{1}{m_p m_s} ((E_p E_s + p_p p_s \cos \theta_s)^2 - m_p^2 m_s^2)^{1/2}$$

увеличивает количество событий в окрестности 0° , так как F максимально при фиксированном значении p_s для $\cos \theta_s = 1$. Из-за изменения полной энергии в с.ц.м. необходимо учитывать зависимость сечения соответствующего элементарного pp -взаимодействия от s . С учетом этих факторов можно угловое распределение спектров вычислить из соотношения:

$$\frac{dN}{d \cos \theta_s} = \int p_s^2 |\Phi(p_s)|^2 \sigma(s) F dp_s. \quad /2/$$

Энергетическую зависимость, показанную на рис.8, получаем в виде полинома процедурой интерполяции точек, взятых из работ /14, 19, 20/. Сечения в /14/ измерены на той же установке, на которой получены данные, использованные в этой работе.

Вычисление по формуле /2/ с использованием волновой функции Хюльтена дает кривую на рис.7. Отнормированная на количество событий со спектатором до 200 МэВ/с, она хорошо описывает это распределение. Из ри-

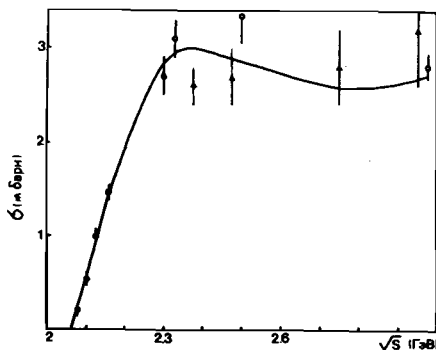


Рис.8. Энергетический ход поперечного сечения реакции $pp \rightarrow pp \pi^-$.

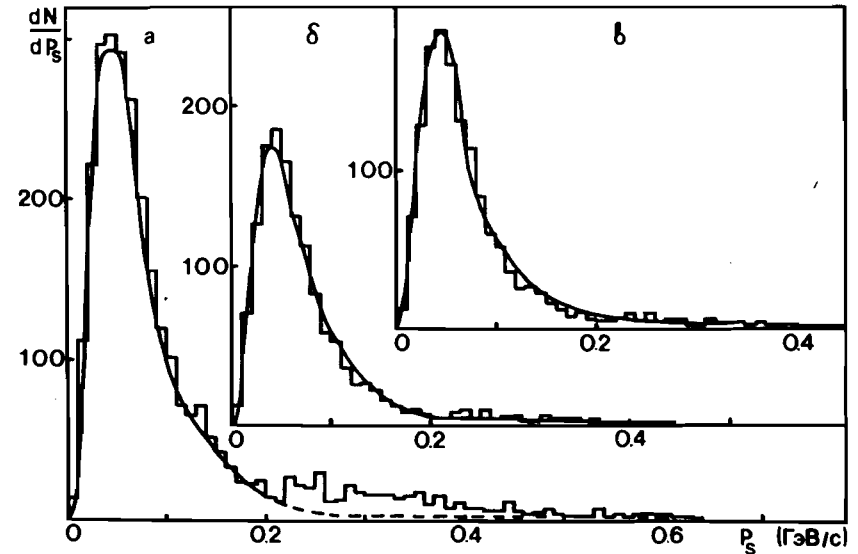


Рис.9. Импульсное распределение самых медленных в системе покоя дейтрона протонов из реакции $dp \rightarrow ppp \pi^-$: а - все события, б и в - события с вылетом этого протона под углом больше 80° .

сунка видно, что событий с импульсом более 200 МэВ/с, со "спектаторами", летящими назад, примерно в 10 раз меньше, чем таких событий со "спектатором", летящим вперед.

На рис.9 представлены импульсные распределения для всех спектаторов /рис.9а/ и для спектаторов, летящих только назад /рис.9б, в/. В импульсном приближении эти распределения должны описываться волновой функцией дейтрона в импульсном представлении. Сплошные кривые на рис.9а и 9б - результаты фита с простейшей волновой функции дейтрона - функцией Хюльтена:

$$\Phi(p_s) = N \left(\frac{1}{p_s^2 + \alpha^2} - \frac{1}{p_s^2 + \beta^2} \right),$$

где N - нормировочный множитель, α обусловлено энергией связи дейтрона и β - параметр.

Для распределения рис.9а подгонка проводилась до 200 МэВ/с. При этом получены значения $\alpha = /0,046 \pm 0,003/$ ГэВ/с, $\beta = /0,197 \pm 0,018/$ ГэВ/с при $\chi^2 = 1,65$, что говорит о недостаточно хорошем согласии с экспериментальными данными. В то же время для спектра на рис.9б, взятого вплоть до 400 МэВ/с, получены зна-

чения $\alpha = 0,044 \pm 0,002$ / ГэВ/с, $\beta = 0,171 \pm 0,015$ / ГэВ/с при $\chi^2 = 0,92$. Видно, что получается хорошее описание поведения импульсного распределения практически во всей области. Для сравнения приводим еще теоретическое значение параметра: $\alpha = 0,045$ ГэВ/с.

На рис.9в с импульсным распределением спектров, летящих назад, сравнивается более реалистическая волновая функция, а именно парижская волновая функция ²¹. Заметного различия в поведении обеих волновых функций не видно.

В табл.4 приведена доля событий, в которых импульс спектра превышает 200 МэВ/с для трех наборов данных: а/ для всех событий, б/ только для "спектратора", летящего вперед, в/ только для спектра, летящего назад, и предсказания волновых функций Хюльтена и парижского потенциала.

Таблица 4

Доля событий, %	а	б	в	Хюльтен	Париж
%	16 ± 1	23 ± 1	7 ± 0,5	8	9

На основании этих данных можно утверждать, что в реакции /б/ самые медленные в системе покоя дейтрона протоны, вылетающие назад, являются спектраторами. Следовательно, на все другие эффекты в высокоимпульсной части спектра, такие как поглощение виртуальных π -мезонов, возбуждение ненуклонных степеней свободы, высокоимпульсную часть волновой функции дейтрона, б_q-компоненту, остается максимум ~1% событий.

ОБСУЖДЕНИЕ НЕСПЕКТАТОРНЫХ СОБЫТИЙ

С другой стороны, из табл.4 и рис.7 видно, что существует довольно большое превышение количества событий над предсказанным для "спектраторов" с импульсами больше чем 200 МэВ/с, летящих вперед. В этой области между вылетающими протонами нет большого различия в импульсах и можно ожидать, что они являются продуктами кратного взаимодействия.

Чтобы проверить такую интерпретацию, мы исследовали азимутальные корреляции между всеми тремя протонами по парам в этой области /В/ и для сравнения также в областях со спектром назад /А/ или спектром вперед с импульсом меньше 200 МэВ/с /Б/. Коэффициенты асимметрии распределений по азимутальным углам разлета пар протонов приведены в табл.5.

Таблица 5

Комбинация частиц	А	Б	В
(0, Л)	0,73 ± 0,04	0,74 ± 0,04	0,62 ± 0,0
(С, 0)	0,08 ± 0,03	0,07 ± 0,03	0,41 ± 0,06
(С, Л)	0,14 ± 0,03	0,13 ± 0,03	0,36 ± 0,05

Здесь 0 обозначает протон отдачи, Л - протон-лидер и С - протон-спектатор. Корреляция между спектатором и остальными протонами в наборах А и Б слабая и однотипная, в то время как между несекторными протонами она сильная. Это свидетельствует в пользу применимости импульсного приближения. Картина существенно изменяется для событий с импульсом самого медленного протона, летящего вперед, больше 200 МэВ/с. Корреляция между всеми тремя парами протонов велика, особенно резко она усиливается между "спектатором" и протоном отдачи. Можно сказать, что этот набор несекторных событий действительно ближе тяготеет к кратному взаимодействию.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено сопоставление ряда характеристик реакций $pp \rightarrow ppp\pi^-$ и $pp \rightarrow ppp\pi^-$ в одинаковых экспериментальных условиях. Выбор этих реакций - с π -мезоном в конечном состоянии - существенно снимает вклад внутриядерного поглощения пионов.

При общем качественном согласии поведения продуктов реакций наблюдаются расхождения в границах импульсных спектров и в распределениях по азимутальному углу спиральности.

Если первый эффект мог быть связан с влиянием ферми-движения, то второй удалось объяснить только некорректностью обычно принимаемого отбора спектра как самого медленного из нуклонов в системе покоя дейтрона.

С учетом предельного угла вылета нуклонов в изучаемых реакциях было использовано другое определение спектра, т.е. наложено дополнительное требование вылета самого медленного нуклона под углами, превышающими предельный.

Полученное импульсное распределение спектров удалось хорошо описать классической волновой функцией Хюльтена, причем на долю всех экзотических эффектов осталось не более 1% событий.

Показано, что появление неспектаторных событий с вылетом самых медленных в реакции нуклонов с импульсом больше 200 МэВ/с при углах меньше предельного связано с эффектами перерассеяния.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bosted P. et al. - Phys.Rev. Lett., 1982, 49, p.1380
2. Ableev V.G. et al. - Nucl.Phys., 1983, A393, p.491.
3. Ажгирей Л.С. и др. - ЯФ, 1987, 46, с.1134.
4. Perdrisat C.F. et al. - Phys.Rev.Lett., 1987, 59, p.2840.
5. Аладашвили Б.С. и др. - ЯФ, 1979, 30, с.1569.
6. Амелин Н.С., Лыкасов Г.И. - ЯФ, 1978, 28, с.1258.
7. Albert G., Baldracchini F. - Preprint INFN/AE-77/1, 1977.
8. Стрикман М.И., Франкфурт Л.Л. - ЭЧАЯ, 1980, 11, с.571.
9. Ефремов А.В. - ЭЧАЯ, 1982, 13, с.613.
10. Aladashvili B.S. et al. - Nucl.Phys., 1976, A274, p.486.
11. Которобай Ф. и др. - ОИЯИ, P10-9314, Дубна, 1975.
12. Маркова Н.Ф. и др. - ОИЯИ, P10-3768, Дубна, 1968.
13. Балгансурэн Я. и др. - ОИЯИ, 9-86-418, Дубна, 1986.
14. Троян Ю.А. и др. - ОИЯИ, P1-81-126, Дубна, 1981.
15. Chew G.F., Low E.E. - Phys.Rev., 1959, 113, p.1640.
16. Fridman A. - Fortschritte der Physik, 1975, 23, p.243.
17. Бюклинг Е., Каянти К. - Кинематика элементарных частиц. М.: Мир, 1975, с.140.
18. Аладашвили Б.С. и др. - ОИЯИ, E1-9814, Дубна, 1976.
19. Rushbrooke J.G. et al. - Nuovo Cim., 1964, 33, p.1509.
20. Compilation of Cross-Sections p and \bar{p} Induced Reactions. CERN-HERA 84-01, Geneva, 1984.
21. Lacombe M. et al. - Phys.Lett., 1981, 101B, p.139.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 августа 1989 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-368	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. (2 тома)	7 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р. 00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике Алушта, 1986.	4 р. 50 к.
—	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. (2 тома)	13 р. 50 к.
Д1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. (2 тома)	7 р. 35 к.
Д9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома)	13 р. 45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р. 10 к.
Д2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа - 86". Дубна, 1986.	4 р. 45 к.
Д4-87-692	Труды Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 1987.	4 р. 30 к.
Д2-87-798	Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р. 55 к.
Д14-87-799	Труды II Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987	4 р. 20 к.
Д17-88-95	Труды IV Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1987.	5 р. 20 к.