

УДК 539.128

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕНЗОРНОЙ АНАЛИЗИРУЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ РЕАКЦИИ ФРАГМЕНТАЦИИ ТЕНЗОРНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ДЕЙТРОНОВ С ИМПУЛЬСОМ ОТ 6,2 ДО 9,0 ГэВ/с В КУМУЛЯТИВНЫЕ ПИОНЫ

*Ю.С.Анисимов, С.В.Афанасьев, Л.С.Золин, А.Ю.Исупов,
В.И.Колесников, А.Г.Литвиненко, А.И.Малахов,
А.С.Никифоров, В.В.Перельгин, С.Г.Резников,
П.К.Рукояткин, А.Ю.Семенов, И.А.Семенова*
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

*А.Вакаи, Т.Ивата, Ц.Кагэя, Е.Миачи,
М.Фудзиэда, С.Фукуи, Н.Хорикава*
Университет Нагои, Нагоя, Япония

К.Коба, Т.Матсуда, Т.Хасегава
Университет Миязаки, Миязаки, Япония

А.А.Изотов
Санкт-Петербургский институт ядерной физики, Гатчина, Россия

Измерена тензорная анализирующая способность T_{20} реакции $d^\uparrow + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi(0^\circ) + X$ при изменении импульса дейтронов от 6,2 до 9,0 ГэВ/с и фиксированном импульсе пионов 3,0 ГэВ/с. Это соответствует изменению кумулятивной инвариантной переменной x в данной реакции от 0,9 до 1,6. Мы наблюдали T_{20} , близкое к нулю во всем указанном интервале x , это противоречит предсказаниям теоретических моделей, основанных на двухнуклонном описании дейтрона и предсказывающих осциллирующее поведение T_{20} при $x > 1$ в соответствии с изменением вклада D -состояния в волновую функцию дейтрона при изменении межнуклонных расстояний в дейтроне. По-видимому, для описания структуры дейтронного кора и объяснения механизма кумулятивного рождения частиц необходимо использовать другие подходы, учитывающие кварк-глюонные степени свободы в ядрах.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Measurement of the Tensor Analysing Power for the Reaction of Fragmentation of Tensor Polarized Deuterons with Momenta from 6.2 to 9.0 GeV/c into Cumulative Mesons

Yu.S. Anisimov et al.

The tensor analysing power T_{20} for $d^\uparrow + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi(0^\circ) + X$ has been measured changing deuteron momenta from 6.2 to 9.0 GeV/c at fixed pion momentum of 3.0 GeV/c. It corresponds to the change of the cumulative invariant variable x in this reaction from 0.9 to 1.6. We observed the T_{20} close to zero over all this interval of x . This contradicts the predictions of theoretical models based on two-nucleon description of the deuteron and predicting an oscillating behaviour of the value of T_{20} at $x > 1$ in accordance with a change of the D -state contribution to the deuteron wave function with decreasing the internucleon distance in the deuteron. It seems that other approaches taking into consideration quark-gluon degrees of freedom in nuclei should be used to describe the deuteron core structure and to explain the cumulative particle production mechanism.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

1. Введение

В последние годы достигнут значительный прогресс в изучении свойств ядер на малых расстояниях, т.е. свойств сверхплотной ядерной материи. В частности, установлен ряд закономерностей в адрон(лептон)-ядерных реакциях, исследованных в условиях, кинематически запрещенных для взаимодействия со свободным нуклоном. Данные по реакциям этого типа, т.н. кумулятивным реакциям [1], были получены в основном на ускорителях России (ОИЯИ, Дубна; ИТЭФ, Москва; ИФВЭ, Протвино) [2]—[7] и США (FNAL, SLAC, LBL) [8]—[14]. Они стимулировали применение теоретических методов физики высоких энергий для описания структуры ядер на малых расстояниях (нерелятивистской квантовой механики, квантовой механики на световом конусе, квантовой хромодинамики, кварковых моделей, партонных моделей и т.п.). Некоторые из примененных подходов оказались успешными в интерпретации широкого набора экспериментальных данных. Например, в [15] было продемонстрировано, что использование представления о короткодействующих нуклонных корреляциях в ядрах дает возможность описать известные данные по электромагнитным формфакторам дейтрона, по глубоконеупругому рассеянию электронов и нейтрино на легких ядрах, а также спектры быстрых адронов в задней полусфере при взаимодействии высокоэнергетических пучков с ядрами (p, π, γ , легкие ядра $+ A \rightarrow p, \pi, K + X$).

Описание поведения короткоживущей корреляции нуклонной пары в дейтроне связано с гипотезой ядерного кора в NN -взаимодействии. Реалистические волновые функции дейтрона содержат значительную высокоимпульсную часть ($\int \psi_D^2(k) \theta(k - 0,3 \text{ ГэВ}/c) d^3k = 4 + 5\%$). Наличие S - и D -компонент в волновой функции дейтрона приводит к сильной зависимости инклюзивных сечений от спинового состояния дейтрона в области, где вклад D -компоненты существен, т.е. в области кора дейтрона. Таким образом, эксперименты с поляризованными дейтронами при высоких энергиях являются эффективным дополнительным тестом существующих моделей ядерной

структуры на коротких расстояниях [16], [17]. Так, анализ данных по инклюзивному рождению быстрых протонов и пионов назад на неполяризованных ядрах показал [15], что импульсное приближение применимо при описании их спектров на основании модели Грибова — Глаубера. В случае рождения нуклонов спектр быстрых нуклонов-спектаторов, вылетающих назад, пропорционален нуклонной матрице плотности ядра, и следовательно, высокоимпульсная часть ядерной волновой функции может быть извлечена из данных по кумулятивному рождению нуклонов. Возможность количественного описания данных в рамках этой модели давала основание для заключения о доминировании двухнуклонных корреляций в ядерной волновой функции в области ядерного кора. Однако опыты по фрагментации дейтрона, выполненные в последнее время на пучках поляризованных дейтронов с импульсом $3 + 9$ ГэВ/с [18]—[20], показали, что тензорная анализирующая способность T_{20} и передача поляризации при развале дейтрона не могут быть описаны в рамках импульсного приближения в области внутренних импульсов $k > 0,3$ ГэВ/с. Модель, основанная на учете кварковых степеней свободы в дейтроне [21], оказывается более успешной в интерпретации поведения T_{20} при $k \equiv 1$ ГэВ/с. Таким образом, эксперименты с поляризованными дейтронами помогают выявить тот масштаб расстояний в ядре, где цветовые степени свободы в ядрах становятся существенными.

Характерной особенностью спектров кумулятивных частиц является их скейлинговое поведение, в области энергий пучков выше нескольких ГэВ наклоны спектров слабо зависят от энергии пучка (режим предельной фрагментации ядер). Слабо выражена также зависимость от типа частицы-снаряда, массы фрагментирующего ядра и типа кумулятивной частицы. Эти особенности спектров четко выражены при представлении инвариантных сечений в шкале инвариантной переменной x , определяемой как минимальная масса покоящейся мишени, на которой может быть рожден фрагмент мишени с заданным импульсом [2], [3]. В кумулятивной области x изменяется от 1 до A — атомного номера фрагментирующего ядра (при высоких энергиях x близко к переменной светового фронта α). В случае рождения кумулятивных пионов использование импульсного приближения в рамках модели механизма прямого рождения (во взаимодействии частицы-снаряда с высокоимпульсным нуклоном дейтрона) позволяет успешно описать спектры кумулятивных пионов (см., например, [22]). При фрагментации дейтрона в протоны и пионы механизм прямого рождения приводит при $x > 1$ к сильной зависимости сечений от спинового состояния дейтрона. Для стриппинговых протонов это предсказание качественно подтверждается, хотя использование импульсного приближения не дает удовлетворительного количественного описания данных при больших внутренних импульсах [20]. Это говорит о неэффективности нуклонной модели дейтрона при описании структуры кора дейтрона. Измерение разности сечений при фрагментации тензорно-поляризованных дейтронов (тензорной анализирующей способности) в кумулятивные пионы является независимым тестом применимости подходов, ограниченных учетом нуклонных степеней, для описания процессов глубоконеупругого рассеяния на ядрах. Наблюдение значительного отклонения от предсказаний прямого механизма можно рассматривать как весомый аргумент в пользу необходимости привлечения кварк-глюонных степеней свободы для описания механизма кумулятивных процессов.

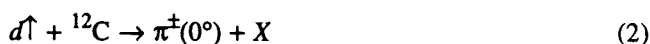
2. Эксперимент

Тензорная анализирующая способность T_{20} инклюзивной реакции с вылетом регистрируемой частицы под нулевым углом определяется соотношением

$$\sigma^{\pm} = \sigma^0 \left(1 - \frac{1}{2\sqrt{2}} p_{zz}^{\pm} T_{20} \right), \quad (1)$$

где σ^+ и σ^- — сечения при положительной и отрицательной выстроенности пучка, σ^0 — сечение для неполяризованного пучка и p_{zz}^{\pm} — тензорная поляризация пучка.

Измерение тензорной анализирующей способности T_{20} реакции



было выполнено на пучке тензорно-поляризованных дейтронов с использованием канала 4В в системе медленного вывода синхрофазотрона Лаборатории высоких энергий ОИЯИ [23]. Канал 4В расположен в основном измерительном зале ускорителя и предназначен для транспортировки частиц к магнитному спектрометру СФЕРА (рис.1). Углеродная мишень толщиной 40 г/см^2 была установлена в фокусе F3. Мониторинг интенсивности пучка дейтрона, падающего на мишень, осуществлялось с помощью ионизационной камеры, расположенной перед мишенью на расстоянии 1 м от нее. Дополнительно использовались два монитора, состоящие из скинцилляционных телескопов и регистрирующие потоки вторичных частиц от мембраны ионопровода, транспортирующего дейтронный пучок от камеры ускорителя к фокусу F3. Отношение показаний трех мониторов сохранялось стабильным при заданном импульсе первичного пучка дейтронов. Протяженность трассы транспортировки пучка от фокуса F3 до финального фокуса F6 составляет около 100 м, что позволяет использовать большую времяпролетную базу для разделения частиц в импульсном диапазоне канала до 9 ГэВ/с. Техника времени пролета (TOF) обеспечивала надежную идентификацию отрицательных пионов без привлечения других средств селекции. Нами были использованы две времяпролетные базы длиной 74 и 42 м с размещением «старт»-счетчика T6 в фокусе F6 и «стоп»-счетчиков T4₁, T4₂, T5 в промежуточных фокусах F4 (T4₁, T4₂) и F5 (T5). Корреляция двух времен пролета позволяла существенно подавить фоновые события при работе с пучками высокой интенсивности.

При измерениях с отрицательными пионами было использовано простейшее условие для триггера — совпадение сигналов счетчиков S1, S2, и T6, расположенных в фокусе F6: $Tr(-) = S1 \times S1 \times T6$. Селективные свойства канала 4В таковы, что в TOF-спектре отрицательных частиц при импульсе 3 + 4,5 ГэВ/с присутствуют практически только π^- -мезоны (рис.2). При настройке канала на положительные частицы основной компонентой в фокусе F6 являются стриппинговые протоны, отношение которых к пионам резко возрастает, достигая 10^5 с приближением импульса канала к половинному импульсу первичных дейтронов. Для подавления протонов в триггере для

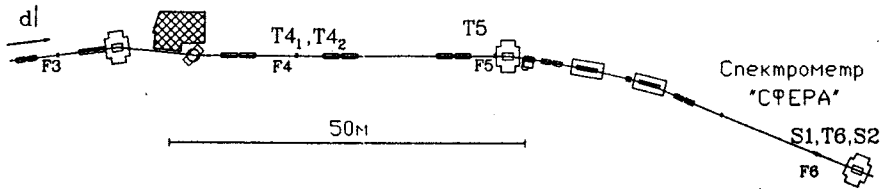


Рис.1. Канал 4В в экспериментальном зале синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ

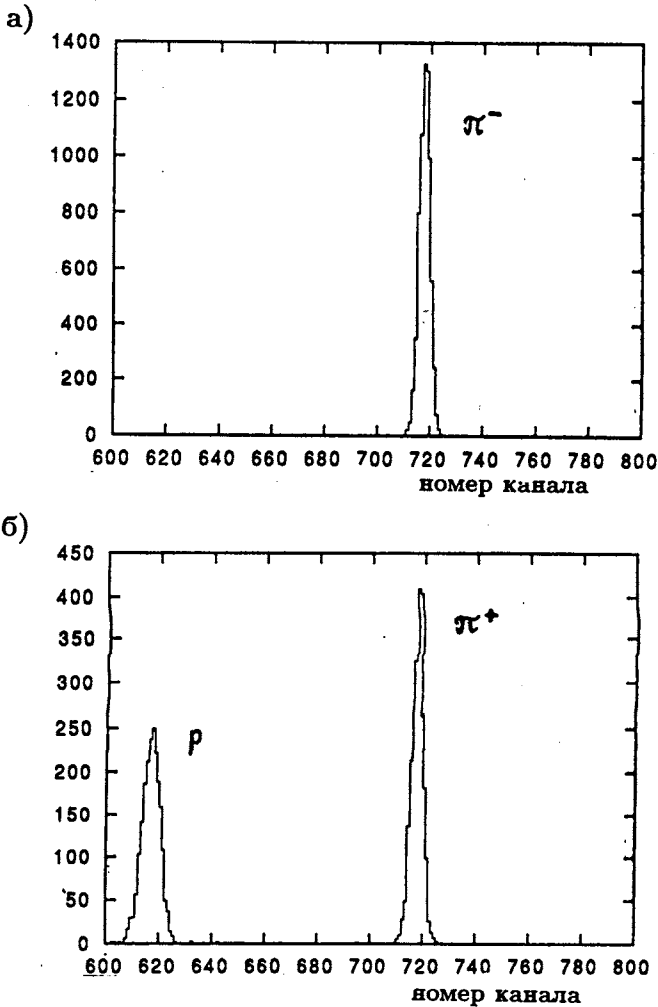


Рис.2. а) Времяпролетный спектр отрицательных частиц с импульсом 3,0 ГэВ/с. Цена деления канала равна 120 пс/кан., ширина на полувысоте пика пионов — 500 пс; б) времяпролетный спектр положительных частиц при 100-кратном подавлении протонов (левый пик) черенковским счетчиком

положительных частиц нами был применен черенковский счетчик с аэрогелевым радиатором размером $158 \times 158 \times 100 \text{ мм}^3$ и коэффициентом рефракции $n = 1,033$. Включение С-счетчика в триггер $Tr (+) = S1 \times S2 \times T6 \times C$ обеспечивало 100-кратное подавление протонных событий. Для определения примеси мюонов в фокусе F6 было измерено уменьшение числа отсчетов при увеличении толщины свинцового поглотителя перед счетчиком S2 до 60 см. По поведению кривой ослабления верхняя граница доли мюонов по отношению к пионам оценена нами в 8%.

Значение кумулятивной переменной для регистрируемых пионов можно варьировать в процессе измерений двумя способами: а) при фиксированном импульсе дейтронов P_d изменяется импульс настройки канала P_b (в этом случае при $P_d = 9 \text{ ГэВ/с}$ значениям кумулятивной переменной $x = 1$ и 2 соответствуют импульсы пионов $P_\pi = 3,21$ и $6,06 \text{ ГэВ/с}$), б) при фиксированном импульсе пионов $P_\pi = P_b$ изменяется импульс первичных дейтронов (например, при $P_b = 3,0 \text{ ГэВ/с}$ значениям $x = 1$ и 2 соответствует импульс дейтронов $P_d = 8,6$ и $5,83 \text{ ГэВ/с}$). Мы использовали второй способ, чтобы избежать многократной настройки канала. Оптимизация канала особенно сложна на отрицательных частицах, поскольку использование обычных средств диагностики пучка становится затруднительным из-за низкой интенсивности потока отрицательных частиц. Канал 4В был настроен на импульс $3,0 \text{ ГэВ/с}$, который был фиксирован на все время измерений. Импульсный акцептанс канала составлял $\delta P_b / P_b = 1,3\%$, что было определено на основании измерения ширины распределения TOF-спектра для протонов и подтверждено расчетами импульсного акцептанса канала по программе GEANT. Измерения были выполнены при шести значениях импульсов дейтронов $P_d = 9,0; 8,6; 7,4; 7,0; 6,6$ и $6,2 \text{ ГэВ/с}$, соответствующих интервалу кумулятивной переменной x от $0,91$ до $1,66$.

Сечения образования кумулятивных пионов в адронных пучках подробно изучены в опытах по фрагментации ядер с вылетом пионов назад [2—7]. В шкале кумулятивной переменной x сечение образования пионов аппроксимируется экспонентой $\sigma_{inv} = C \exp(-x/x_0)$, где $x_0 \cong 0,12$. В области энергий пучка выше 3 ГэВ/с x_0 и C слабо зависят от энергии. В исследованном нами интервале x от $0,91$ до $1,65$ сечение выхода пионов уменьшается в 300 раз. При $x = 1,65$ скорость набора статистики составляла $\sim 0,01 \text{ соб./с}$ при интенсивности пучка поляризованных дейтронов $1 \cdot 10^9 \text{ дейтр./сброс}$.

В соответствии с (1) тензорная анализирующая способность T_{20} связана с выходами пионов N^\pm (нормированными на отсчеты монитора) при двух значениях тензорной поляризации дейтронного пучка p_{zz}^\pm соотношением

$$T_{20} = \frac{2\sqrt{2} (N^+ - N^-)}{N^+ p_{zz}^- - N^- p_{zz}^+} \quad (3)$$

Состояния поляризация «+» и «-» тензорно-поляризованного пучка дейтронов, поставляемого ионным источником ПОЛЯРИС [24], чередовались от цикла к циклу. Величины компонент поляризации дейтронного пучка были измерены посредством изме-

рения упругого dp -рассеяния с помощью двухплечевого поляриметра АЛЬФА [25], использующего жидководородную мишень в фокусе F5 канала медленного вывода. Измерение p_{zz}^{\pm} было выполнено дважды: до и после набора статистики для определения T_{20} . Измеренные значения p_{zz}^{\pm} составили соответственно

$$p_{zz}^{+} = 0,66 \pm 0,03; \quad p_{zz}^{-} = -0,77 \pm 0,03.$$

и

$$p_{zz}^{+} = 0,59 \pm 0,05; \quad p_{zz}^{-} = -0,66 \pm 0,04.$$

При вычислении T_{20} мы использовали усредненные значения p_{zz}^{\pm} . Систематическая ошибка T_{20} зависит от точности знания p_{zz}^{\pm} в период измерений (5 суток). Неопределенность p_{zz}^{\pm} в течение этого периода оценена нами в 10%. Для дополнительного

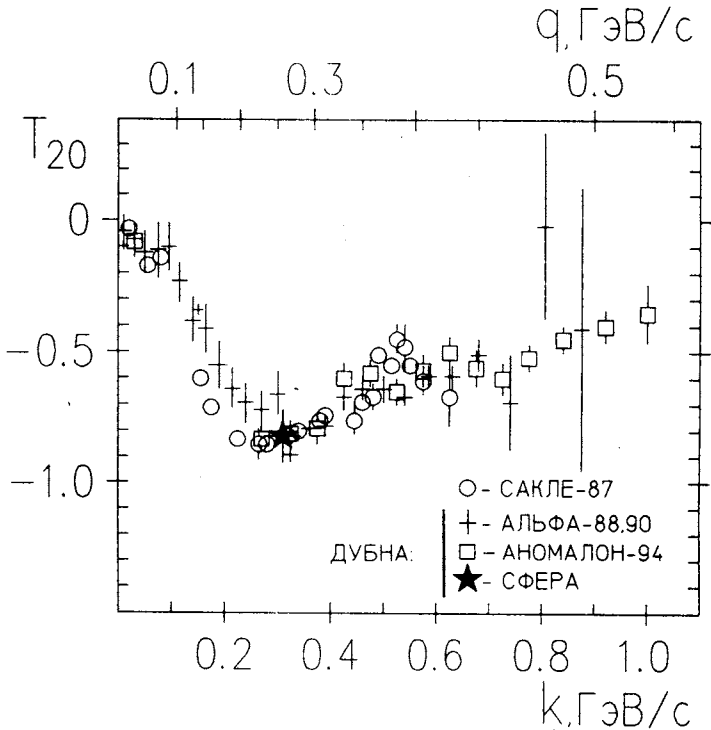


Рис.3. Экспериментальные данные измерения T_{20} для реакции $d\uparrow + {}^{12}\text{C} \rightarrow p(0^\circ) + X$. Звездой отмечен результат измерения T_{20} , выполненного на спектрометре СФЕРА в данном эксперименте, остальные точки — данные из [18], [19] и [20]

контроля стабильности p_{zz}^{\pm} и проверки правильности процесса измерения тензорной анализирующей способности в рождении пионов мы провели в середине периода набора данных измерение T_{20} для реакции стриппинга дейтронов $d\uparrow + {}^{12}\text{C} \rightarrow p(0^\circ) + X$, которая с хорошей точностью измерена в нескольких экспериментах в области, соответствующей внутренним импульсам $k_p \cong 0,3$ ГэВ/с. При импульсе дейтронов 4,5 ГэВ/с и импульсе протонов 3,0 ГэВ/с ($k_p = 0,27$) мы получили значение $T_{20} = 0,88 \pm 0,10$, которое находится в хорошем согласии с известными данными [18]—[20] (рис.3).

3. Результаты и их обсуждение

Тензорная анализирующая способность T_{20} для реакции (2) измерена нами при шести значениях импульса дейтронов P_d для π^- -мезонов и при двух значениях P_d в случае π^+ -мезонов. Результаты измерений представлены в таблице. Вместе с соответствующими значениями кумулятивной переменной x приведены значения импульсов пионов в системе покоя дейтрона (q_π); указанные неопределенности δx и δq_π соответствуют импульсному акцептансу канала $4\text{В } \delta P_b / P_b = 1,3\%$.

Полученные величины T_{20} показаны на рис.4 в зависимости от инвариантной переменной x . Чтобы сравнить поведение T_{20} с предсказанием [26], полученным для реакции фрагментации покоящегося дейтрона $p + d\uparrow \rightarrow \pi(180^\circ) + X$, мы показываем на рис.5 значения $T_{20}(\pi^-)$ в зависимости от импульса пиона в системе покоя дейтрона, как это было сделано при представлении результатов расчетов в [26] (знак расчетных значений T_{20} изменен нами для приведения в соответствие с Медисоновской конвенцией

Таблица

P_d , ГэВ/с	$x \pm \delta x$	$q_\pi \pm \delta q_\pi$, ГэВ/с	$T_{20}(\pi^-) \pm \text{стат.} \pm \text{сист.}$	$T_{20}(\pi^+)$
9,0	$0,908 \pm 0,011$	$0,294 \pm 0,036$	$-0,005 \pm 0,045 \pm 0,005$	$-0,002 \pm 0,039 \pm 0,001$
8,6	$0,970 \pm 0,012$	$0,309 \pm 0,037$	$-0,008 \pm 0,030 \pm 0,003$	
7,4	$1,220 \pm 0,016$	$0,362 \pm 0,043$	$0,051 \pm 0,066 \pm 0,007$	$0,131 \pm 0,085 \pm 0,013$
7,0	$1,337 \pm 0,017$	$0,383 \pm 0,045$	$-0,042 \pm 0,080 \pm 0,008$	
6,6	$1,479 \pm 0,020$	$0,407 \pm 0,046$	$0,205 \pm 0,113 \pm 0,021$	
6,2	$1,658 \pm 0,023$	$0,433 \pm 0,052$	$0,017 \pm 0,137 \pm 0,002$	

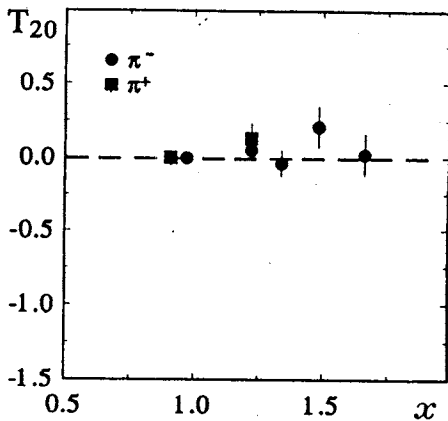


Рис.4. Тензорная анализирующая способность T_{20} для реакции $d + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^+(0^\circ) + X$ в зависимости от кумулятивной переменной x

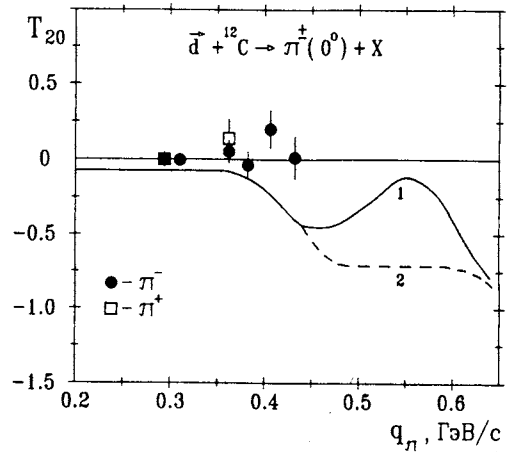


Рис.5. Сопоставление результатов данного эксперимента с расчетами из [26]. Пунктирная и сплошная кривые — предсказанное поведение T_{20} в зависимости от импульса пиона в системе покоя дейтрона для случая волновой функции дейтрона с кором (пунктир) и без кора

о знаке поляризационных наблюдаемых). Расчеты [26] выполнены в импульсном приближении в предположении, что пионы рождаются за счет прямого механизма, т.е. во взаимодействии с высокоимпульсным нуклоном дейтрона ($N + N \rightarrow \pi + X$). Применение такого подхода могло бы быть оправдано тем, что существовавший ранее набор экспериментальных данных позволял заключить, что в кинематической области, соответствующей $x \leq 1,5$, описание дейтрона как двухнуклонной системы является обоснованным [15]. Очевидное расхождение предсказаний прямого механизма и результатов наших измерений T_{20} показывает, что прямой механизм по крайней мере не является доминирующим в процессе рождения кумулятивных пионов. Это должно привлечь внимание к разработке альтернативных моделей, связывающих рождение кумулятивных мезонов с наличием кварк-глюонных степеней свободы в ядрах.

Эксперимент был выполнен при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ 95-02-05070), Фонда Японского общества содействия науке (JSPS) и Международного научного фонда (грант № NK7000).

Авторы выражают благодарность дирекции ЛВЭ ОИЯИ за предоставленную возможность постановки эксперимента на ускорительном комплексе ЛВЭ, персоналу ускорителя, сотрудникам криогенного отдела ЛВЭ и группы АЛЬФА за обеспечение работы источника ПОЛЯРИС и контроль поляризации пучка дейтронов. Особую признательность авторы выражают Ю.К.Пилипенко и В.И.Шарову.

Литература

1. Балдин А.М. — ЭЧАЯ, 1977, т.8, с.429.
2. Ставинский В.С. — ЭЧАЯ, 1978, т.10, с.949.
3. Baldin A.M. et al. — JINR, Commun. E1-82-472, Dubna, 1982.
4. Лексин Г.А. — В сб.: Труды XVIII Междунар. конф. по физике высоких энергий, т.1, Дубна, 1977, с. А6-3.
5. Бояринов С.И. и др. — ЯФ, 1987, 46, с.1472; 1989, 50, с.1605.
6. Gavrishchuk O.P. et al. — Nucl. Phys., 1991, A523, p.589.
7. Беляев И.М. и др. — ЯФ, 1993, 56, с.135.
8. Shroeder L.S. et al. — Phys. Rev. Lett., 1979, 43, p.1787.
9. Anderson L. et al. — Phys. Rev., 1981, C28, p.1224.
10. Moeller E. et al. — Phys. Rev., 1981, C28, p.1246.
11. Schutz W.P. et al. — Phys. Rev. Lett., 1977, 38, p.259.
12. Arnold R.G. et al. — Phys. Rev. Lett., 1978, 40, p.1429.
13. Bayukov Yu.D. et al. — Phys. Rev., 1979, C20, p.2257.
14. Nikiforov N.A. et al. — Phys. Rev., 1980, C22, p.700.
15. Frankfurt L.L., Strikman M.I. — Phys. Rep., 1981, 76, p.215.
16. Frankfurt L.L., Strikman M.I. — Nucl. Phys., 1983, A405, p.557.
17. Frankfurt L.L., Strikman M.I. — Phys. Rep., 1988, 160, p.235.
18. Perdrisat C.F. et al. — Phys. Rev. Lett., 1987, 59, p.2840; Punjabi V. et al. — Phys. Rev., 1989, C39, p.608.
19. Аблеев В.Г. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1988, 47, с.558; Краткие сообщения ОИЯИ №3[43]-90, Дубна, 1990, с.5.
20. Nomofilov A.A. et al. — Phys. Lett., 1994, B325, p.327.
21. Kobushkin A.P. — J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 1993, 19, p.1993.
22. Браун М.А. — ЯФ, 1985, 42, с.818; Браун М.А., Токарев М.В. — Вестник ЛГУ, 1986, 4, с.7.
23. Issinsky I.B. et al. — Acta Phys. Polonica, 1994, 25, p.673.
24. Belushkina A.A. et al. — In Proceedings of the 7th International Symposium on High-Energy Spin Physics, vol.2, Protvino, 1986, p.215.
25. Ableev V.G. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1991, A306, p.73.
26. Tokarev M.V. — In: Proceedings of the International Workshop «Dubna, Deuteron-91», Dubna, June 11—13, 1991, JINR, E2-92-25, Dubna, 1992, p.84.