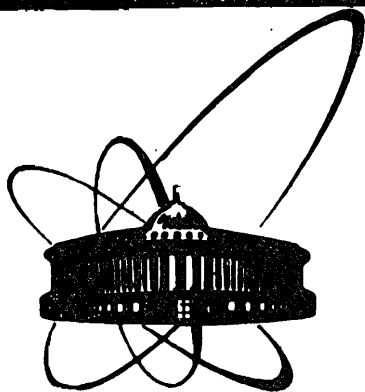


87-417



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-87-417

Л.С.Ажгирей, М.А.Игнатенко, С.В.Разин,
Н.П.Юдин*

К ВОПРОСУ ОБ ОПИСАНИИ РЕАКЦИИ $^1\text{H}(d,p)\text{X}$
ПРИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭНЕРГИЯХ ДЕЙТРОНОВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

*Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова

1987

1. В нашей предыдущей работе /1/ на основе релятивистской модели жестких соударений /2-4/ был проведен анализ новых экспериментальных данных /5/ о реакции ${}^1\text{H}(d,p)\text{X}$, исследовавшейся при начальном импульсе дейтронов 9 ГэВ/с и угле испускания вторичных протонов 0,139 рад. В модели жестких столкновений, являющейся одним из вариантов релятивистского импульсного приближения /6,7/, процессу ${}^1\text{H}(d,p)\text{X}$ в области больших поперечных импульсов протонов сопоставляется фейнмановская диаграмма, показанная на рис. 1. Здесь В и А – налетающий дейтрон и

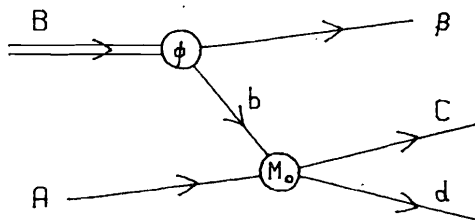


Рис. 1. Основная диаграмма модели жестких столкновений для реакции ${}^1\text{H}(d,p)\text{X}$. Обозначения разъясняются в тексте.

протон-мишень соответственно, β – нуклон-спектатор, C – регистрируемый протон. Импульсное распределение нуклонов в дейтроне характеризуется в рассматриваемой модели с помощью структурной функции $G_{q/B}(y, \bar{t}_T)$, где y – доля продольного импульса дейтрона, уносимая нуклоном в системе бесконечного импульса дейтрона, \bar{t}_T – поперечный импульс нуклона. С точностью до кинематических множителей структурную функцию можно трактовать как волновую функцию дейтрона в системе его бесконечного импульса /6,7/.

Если модель жестких соударений правильно отражает динамику процесса фрагментации релятивистских дейтронов в области больших поперечных импульсов вторичных протонов, то изучение этого процесса при значениях y , существенно превышающих $y_0 = 1/2$, позволяет, в принципе, получить независимую информацию о функции $G_{z/B}(y, \vec{t}_T)$ и, следовательно, сведения о структуре дейтрона в той области кинематических переменных, где применимость нерелятивистской волновой функции еще не установлена.

Проблема идентификации механизмов ядерных реакций является достаточно сложной, поэтому анализ ^{/1/} данных работы ^{/5/} по необходимости носил пробный характер. Основные результаты этого анализа сводятся к следующему.

(1). Модель жестких соударений в целом удовлетворительно описывает импульсный спектр протонов от реакции ${}^1\text{H}(d,p)X$, измеренный в работе ^{/5/}.

(2). Разумное согласие с экспериментальными данными удается получить со структурной функцией дейтрона ^{*}, отличающейся от структурных функций, выведенных из нерелятивистских волновых функций дейтрона (таких, как функции для потенциала Рейда с мягким кором ^{/9/} или для парижского потенциала ^{/10/}). Кроме того, оказалось, что импульсное распределение нуклонов в дейтроне, вытекающее из данных работы ^{/5/}, согласуется с распределением, извлеченным из данных об инклюзивной реакции ${}^2\text{H}(e,e')X$ ^{/11/}. Это было расценено как указание на то, что обычно используемые потенциальные модели нуклон-нуклонного взаимодействия не дадут правильного импульсного распределения нуклонов в дейтроне при больших импульсах внутреннего движения.

Полученные результаты наводят на мысль, во-первых, попытаться с помощью найденной феноменологической структурной функции описать данные о других реакциях с участием дейтрона, во-вторых, более детально исследовать возможные причины, приводящие к расхождению результатов расчетов, выполненных с использованием феноменологической

^{*} Эта структурная функция имеет тот же вид, что и функция, использованная в работе ^{/3/} для описания инклюзивного спектра протонов, испущенных под углом $2,5^\circ$ в реакции ${}^{12}\text{C}(d,p)X$ при начальной кинетической энергии дейтронов $2,1$ ГэВ/нуклон ^{/8/}, но отличается от нее значениями параметров; в дальнейшем будем называть ее феноменологической структурной функцией, в отличие от функций, полученных из нерелятивистских волновых функций дейтрона.

и "нерелятивистских" структурных функций. Это расхождение, конечно, не обязательно свидетельствует против нерелятивистских потенциальных моделей: например, может оказаться, что феноменологическая структурная функция эффективно учитывает вклад других, отличных от показанного на рис. 1, механизмов реакции (d,p) .

В настоящей работе найденная ранее ^{/1/} феноменологическая структурная функция дейтрона используется для описания спектров протонов, вылетающих в реакции ${}^1\text{H}(d,p)X$ под нулевым углом при начальных импульсах дейтронов $5,75$ ^{/12/} и $9,1$ ГэВ/с ^{/13/}. Кроме того, в условиях эксперимента ^{/5/} оценивается вклад в импульсный спектр протонов, обусловленный возбуждением пионных степеней свободы в процессе фрагментации дейтронов, а именно, вклады от диаграмм, показанных на рис. 2. Эти механизмы уже рассматривались в литературе ^{/14,15/}, но в существенно других кинематических условиях: указывалось на значительную их роль в процессе фрагментации дейтронов под 0° . Отметим, что в рассматриваемую нами кинематическую область заметный вклад могут дать только диаграммы с возбуждением пионных степеней свободы. Как нетрудно убедиться, основной вклад диаграмм с обменом тяжелыми частицами (и, в частности, диаграммы двукратного рассеяния) находится в области меньших значений импульсов регистрируемых протонов.

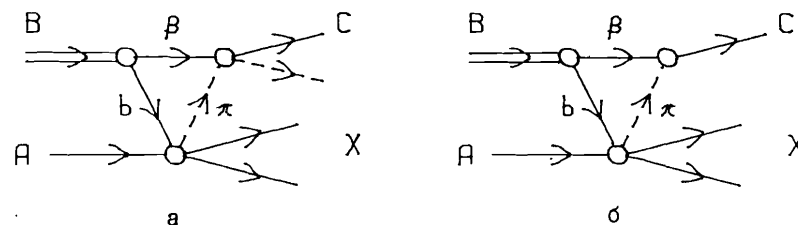


Рис. 2. Механизмы реакции ${}^1\text{H}(d,p)X$ с возбуждением пионных степеней свободы.

2. При вычислении вкладов диаграмм, показанных на рис. 2, в реакцию ${}^1\text{H}(d,p)X$ будем придерживаться основных предположений, принятых в работах ^{/14,15/}. Так, для диаграммы с перерассеянием пиона (рис. 2а) нуклоны дейтрона считаются находящимися на массовой поверхности и "замороженными", а промежуточные пионы — физическими. В случае диаграммы с поглощением промежуточного пиона нуклоном-

спектатором (рис. 2б) предполагается, что импульсное распределение нуклонов дейтрона является гораздо быстрее меняющейся функцией, чем амплитуда рождения пионов в нуклон-нуклонных соударениях. В этих приближениях инвариантные дифференциальные сечения для процессов, показанных на рис. 2а, 2б, даются соответственно выражениями

$$E_c \frac{d\sigma}{d\vec{c}} = \frac{s_N}{4\pi R^2 m} \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} \int_{\varphi_{\min}}^{\varphi_{\max}} \varepsilon \frac{d\sigma}{d\vec{q}} \frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{E_c q}{q' \varepsilon' \varepsilon} \frac{d\varphi dx}{q/\varepsilon - q' \cos \theta / \varepsilon'} \quad (1)$$

$$E_c \frac{d\sigma}{d\vec{c}} = \frac{g^2 q_{\mu}^2}{8m |\vec{c}|^2} |\mathcal{F}_{\pi}(q, \mu)|^2 \left(\varepsilon \frac{d\sigma}{d\vec{q}} \right)' I^2 \quad (2)$$

Здесь $\varepsilon d\sigma/d\vec{q}$ - инвариантное дифференциальное сечение рождения пиона в нуклон-нуклонном взаимодействии, $d\sigma/d\Omega$ - дифференциальное сечение упругого пион-нуклонного рассеяния, g - константа пион-нуклонного взаимодействия ($g^2/4\pi = 14,7$), q_{μ}^2 - квадрат четырехимпульса виртуального пиона, \vec{q} и ε - трехмерный импульс и энергия промежуточного пиона, \vec{q}' и ε' - трехмерный импульс и энергия конечного пиона (рис. 2а), $s_N = 2m(E_0 + m)$, m и μ - массы нуклона и пиона соответственно, E_0 - энергия нуклона-мишени в системе покоя дейтрона, $1/R^2$ - среднее значение обратного квадрата радиуса дейтрона, $x = 2mq_z/s_N$, q_z - проекция импульса промежуточного пиона на направление пучка, φ - азимутальный угол вылета промежуточного пиона, θ - угол между регистрируемым протоном и конечным пионом, \vec{c} и E_c - трехмерный импульс и энергия регистрируемого протона. Сечение рождения промежуточного пиона в $N-N$ взаимодействии ($\varepsilon d\sigma/d\vec{q}$)', модифицированное с учетом изменения фазового объема из-за виртуальности этого пиона, дается выражением (5),

$$I = \int \phi(r) \exp(i\alpha r) dr \quad (3)$$

$\phi(r)$ - волновая функция дейтрона, $\alpha = \varepsilon(E_c - m - \varepsilon)/q$. При вычислении вклада диаграммы рис. 2а проводилось суммирование вкладов от всех возможных каналов реакций $NN \rightarrow \pi NN$ и $\pi N \rightarrow \pi N$, а спиновыми эффектами пренебрегалось. В качестве дифференциальных сечений $\varepsilon d\sigma/d\vec{q}$ и $d\sigma/d\Omega$ использовались параметризации соответствующих экспериментальных величин, приведенные в приложении. Там же приведены выражения для определения пределов интегрирования в (1).

Наиболее существенные неопределенности возникают при вычислении вклада диаграммы рис. 2б. Они связаны с тем, что в интересующей нас

кинематической области промежуточные пионы являются сильно нефизическими. Например, для данных, относящихся к углу измерений $0,139$ рад, величина q_{μ}^2 для промежуточного пиона достигает значения $-0,4$ (ГэВ/с)². Учет виртуальности пиона производится путем введения фактора $\mathcal{F}_{\pi}(q, \mu)$, феноменологически описывающего как немассовость пиона в обеих вершинах диаграммы рис. 2б, так и отличие точного пропагатора пиона от пропагатора в полюсном приближении. В расчетах использовалась функция

$$\mathcal{F}_{\pi}(q, \mu) = 9\mu^2 / (10\mu^2 - q_{\mu}^2) \quad (4)$$

успешно примененная в анализе дифференциальных сечений /16/ и поляризационных эффектов /17/ в реакциях образования пионов в нуклон-нуклонных взаимодействиях. В качестве дифференциального сечения рождения пионов, входящего в формулу (2), использовалось определенным образом модифицированное сечение образования реальных пионов:

$$\left(\varepsilon \frac{d\sigma}{d\vec{q}} \right)' = \varepsilon \frac{d\sigma}{d\vec{q}} \frac{\Phi(\vec{q})}{\Phi_{NN}(\vec{q})} \quad (5)$$

где $\Phi_{NN}(\vec{q})$ - фазовый объем для двух нуклонов в конечном состоянии X при заданном значении переданного импульса \vec{q} , а $\Phi(\vec{q})$ - фазовый объем этих же нуклонов при условии, что импульс \vec{q} переносится пионом с массой, определяемой законом сохранения четырехимпульса в вершине поглощения пиона нуклоном. В области, кинематически недоступной для рождения физических пионов, использовалась процедура аналитического продолжения квадрата амплитуды M^2 рождения реальных пионов в нефизическую область. Эта экстраполяция производилась на основе параметризации величины $M^2 = (\varepsilon d\sigma/d\vec{q})/\Phi_{NN}(\vec{q})$ как функции переменных x_T и $|\vec{q}_T|$ в области $0,9 < x_T < 0,99$ и $0 < |\vec{q}_T| < 0,7$ ГэВ/с (см. приложение).

Помимо того, что настоящий анализ проводился для существенно иных кинематических условий, чем расчеты, выполненные в работе /15/, другими отличающими их моментами являются выбор вида фактора $\mathcal{F}_{\pi}(q, \mu)$ и модификация сечения инклюзивного рождения пионов, учитывающая расширение фазового объема двух нуклонов из-за виртуальности пиона.

3. При оценке вкладов диаграмм, представляющих различные механизмы реакции, следует, вообще говоря, считаться с возможностью интерференции амплитуд, относящихся к диаграммам с одинаковыми конечными состояниями. Так, например, необходимо учитывать интерференцию амплитуд для диаграмм рис. 1 и рис. 2б или же амплитуд для диаграмм рис. 2а и рис. 1, когда из нижней вершины последней диаграммы дополнительно испускается пион. Поскольку, однако, в настоящее время отсутствует какой-либо разумный способ определения относительной фазы этих амплитуд, ограничимся рассмотрением наиболее простого случая, когда эта фаза равна $\pi/2$.

На рис. 3 результаты расчетов дифференциального сечения реакции ${}^1\text{H}(d, p)\text{X}$ для начального импульса дейтронов 9 ГэВ/с и угла испускания протонов $0,139$ рад сравниваются с экспериментальными данными. Здесь штриховой кривой 2 показан вклад диаграммы рис. 1, вычисленный с феноменологической структурной функцией работы $/I/$ в предположении, что в нижней вершине этой диаграммы имеет место только упругое p-p рассеяние, кривой 3 показан вклад неупругих процессов в нижней вершине этой диаграммы, найденный в $/I/$, кривые 4 и 5 представляют вклады диаграмм рис. 2а и рис. 2б соответственно, а кривой 1 показана сумма всех указанных вкладов.

Из рис. 3 видно, что вклады диаграмм, учитывающих возбуждение пионных степеней свободы, в целом невелики и сравнимы с вкладом от процессов мезообразования в нижней вершине диаграммы рис. 1. Максимальное значение вклада 37% достигается при 5,1 ГэВ/с, и вообще, эти вклады превышают 30% только в интервале импульсов от 4,8 до 5,4 ГэВ/с. Таким образом, выполненные расчеты подтверждают вывод о том, что измерение импульсных спектров протонов, испускаемых с большими поперечными импульсами во взаимодействиях релятивистских дейтронов с ядрами, является эффективным средством изучения структурной функции дейтрона в области малых межнуклонных расстояний.

4. В работе $/I/$ уже отмечалось, что экспериментальные данные о спектре протонов, испускаемых под углом $0,139$ рад в реакции ${}^1\text{H}(d, p)\text{X}$ при 9 ГэВ/с, не удается описать с помощью структурных функций, выведенных из нерелятивистских волновых функций дейтрона. Настоящий анализ показывает, что выполненные расчеты вкладов диаграмм с возбуждением пионных степеней свободы не меняют этого заключения.

На рис. 4 приведены результаты вычислений протонного спектра с использованием "нерелятивистских" структурных функций. Кривые 3, 4 и 5 на рис. 4 соответствуют, как и на рис. 3, вкладам диаграмм рис. 1 с

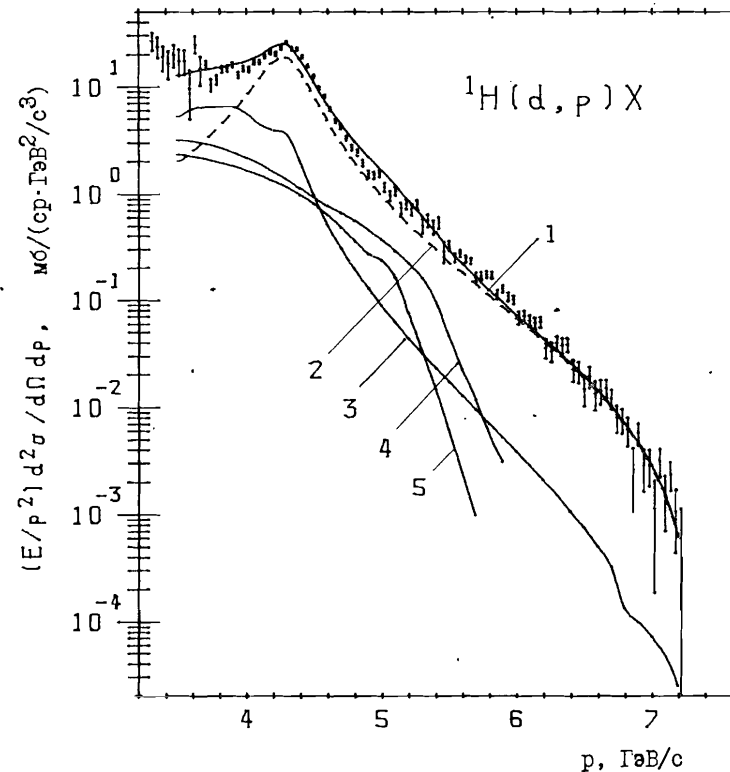


Рис. 3. Импульсный спектр протонов, зарегистрированных под углом $0,139$ рад во взаимодействиях дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с с ядрами водорода ${}^1\text{H}$. Штриховая кривая 2 - вклад диаграммы рис. 1, вычисленный с феноменологической структурной функцией работы $/I/$ в предположении, что в нижней вершине этой диаграммы имеет место только упругое p-p рассеяние, кривая 3 - вклад неупругих процессов в нижней вершине диаграммы рис. 1, кривые 4 и 5 - вклады диаграмм рис. 2а и рис. 2б соответственно, кривая 1 - сумма всех указанных вкладов.

неупругими процессами в нижней вершине, рис. 2а и рис. 2б. Штриховой кривой 2 показан вклад диаграммы рис. 1 с упругим рассеянием в нижней вершине, вычисленный со структурной функцией, отвечающей парижскому потенциалу $/IO/$, а кривой 1 показана сумма всех перечисленных

вкладов. Кривая 6 представляет аналогичную сумму в случае вычислений со структурной функцией, полученной из волновой функции дейтрона для потенциала Рейда /9/.

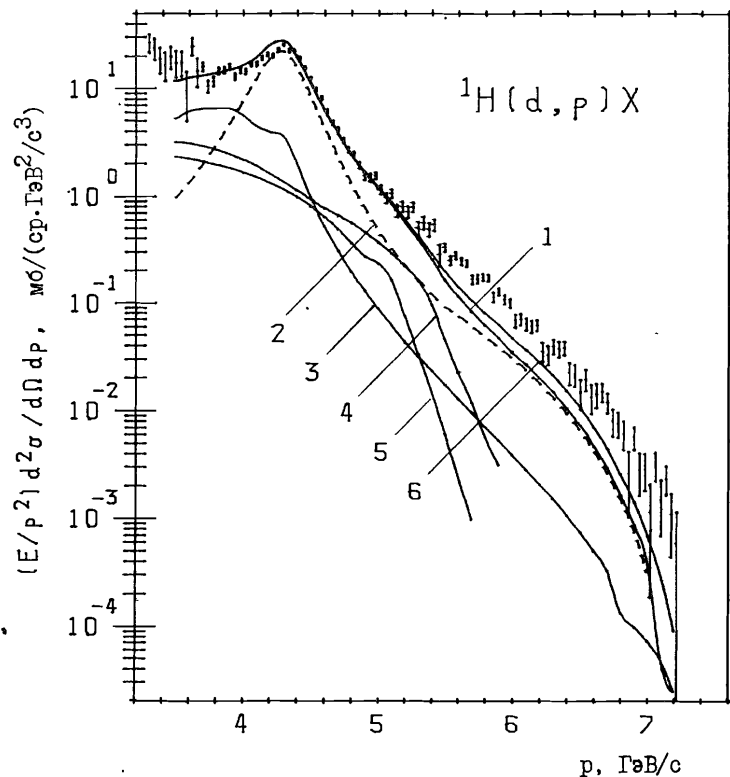


Рис. 4. То же, что и на рис. 3. Штриховая кривая 2 - вклад диаграммы рис. I с упругим рассеянием в нижней вершине, вычисленный со структурной функцией для парижского потенциала, кривая 3 - вклад неупругих процессов в нижней вершине диаграммы рис. I, кривые 4 и 5 - вклады диаграмм рис. 2а и рис. 2б, кривая 1 - сумма всех указанных вкладов, кривая 6 - сумма этих же вкладов в случае вычислений со структурной функцией для потенциала Рейда.

Из рис. 4 видно, что ни один из вариантов расчетов с нерелятивистскими волновыми функциями не воспроизводит высокоимпульсную часть протонного спектра, где оба варианта различаются также между собой. Отсюда следует, что попытки скорректировать результаты, получаемые с нерелятивистскими волновыми функциями, путем добавления вклада "6q-компоненты" должны приводить к сильной зависимости величины этого вклада от конкретного вида используемой волновой функции.

5. В импульсный спектр протонов, испускаемых в процессе фрагментации дейтронов на ядрах водорода под 0^0 , определяющий вклад дают протоны-спектаторы (на диаграмме рис. I они обозначены как частицы β). Инвариантное дифференциальное сечение испускания протонов-спектаторов под нулевым углом можно записать в виде /4/

$$\beta_0 \frac{d\sigma}{d\beta} = N \sigma_t^{n,p}(s') \times G_{\beta/V}(x, \vec{\beta}_T = 0) F(\vec{\beta}) f(\ell^2). \quad (6)$$

Здесь N - нормировочный множитель, $x = (\beta_0 + \beta_3)/(V_0 + V_3)$, $\sigma_t^{n,p}(s')$ - полное сечение $n-p$ взаимодействия, $s' = (V_0 - \beta_0 + m)^2 - (V_3 - \beta_3)^2$ - квадрат полной энергии в системе центра масс взаимодействующих частиц в нижней вершине диаграммы рис. I, $G_{\beta/V}(x, \vec{\beta}_T)$ - структурная функция дейтрона для нуклона β , находящегося на массовой поверхности, $\ell^2 = (V_0 - \beta_0)^2 - (V_3 - \beta_3)^2$ - квадрат инвариантной массы нуклона β , находящегося вне массовой поверхности, функция $f(\ell^2)$ должна модифицировать сечение $\sigma_t^{n,p}(s')$ с учетом виртуальности нейтрона, а функция

$$F(\beta) = \sqrt{s'(s' - 4m^2)} / [2m(1-x)V_3], \quad (7)$$

пропорциональная отношению инвариантных потоков сталкивающихся частиц, обеспечивает обращение в нуль инвариантного дифференциального сечения (6) реакции ${}^1H(d, p(0^0))X$ на кинематической границе.

Следует отметить, что величина x может быть определена также соотношением $x = (\beta_0 - \beta_3)/(V_0 - V_3)$, что соответствовало бы противоположному направлению движения системы бесконечного импульса. Возможное физическое истолкование этой неоднозначности обсуждалось в работе /18/.

Расчеты по формуле (6) проводились в предположениях, что: (а) сечения взаимодействия реальных и виртуальных нейтронов с протонами одинаковы (т.е. $f(\ell^2) = 1$); (б) структурная функция $G_{\beta/V}(x, \vec{\beta}_T)$

совпадает с функцией $G_{\pi/V}(\gamma, \vec{r}_T)$ для немассового нуклона δ ; в расчетах использовалась функция, найденная из анализа данных о реакции ${}^1\text{H}(d, p)\text{X}$ при 9 ГэВ/с и угле испускания протонов $0,139 \text{ рад}$ ^{/1/}. В качестве $\sigma_t^{\pi p}(\delta')$ использовалась параметризация энергетической зависимости приведенных в ^{/19/} экспериментальных данных о полных сечениях $n-p$ рассеяния.

Результаты вычисления импульсных спектров протонов вместе с экспериментальными данными при начальных импульсах дейтронов $5,75$ ^{/12/}, $9,1$ ^{/13/} и $17,8 \text{ ГэВ/с}$ ^{/20/} показаны кривыми 1, 2 и 3 на рис. 5. (На этом рисунке для совмещения максимумов спектров при $5,75$ и $9,1 \text{ ГэВ/с}$ данные при $5,75 \text{ ГэВ/с}$ умножены на коэффициент 1,6.) Там же штриховой кривой 4 для сравнения показан спектр протонов при $9,1 \text{ ГэВ/с}$, вычисленный с "нерелятивистской" структурной функцией, полученной из волновой функции дейтрона для парижского потенциала. Кривые 5 и 6 соответствуют вкладам диаграмм рис. 2а и рис. 2б при $9,1 \text{ ГэВ/с}$.

Из рис. 5 видно, что имеет место качественное согласие между экспериментальными данными и результатами расчетов с феноменологической структурной функцией. Различия в поведении кривых 1, 2 и 3 в высокоимпульсной части спектра обусловлены именно учетом энергетической зависимости полного сечения $n-p$ рассеяния и влиянием функций $F(\vec{\beta})$. Видно также, что расчетные кривые проходят несколько ниже экспериментальных значений в области максимума спектра и выше их в области импульсов $0,15 - 0,3 \text{ ГэВ/с}$ в системе покоя дейтрона. Эти расхождения могут быть обусловлены как указанными выше приближениями, сделанными при вычислениях по формуле (6), так и, возможно, недостаточно точной x -зависимостью используемой структурной функции.

Результаты расчетов протонного спектра, выполненных с парижской волновой функцией, как это уже отмечалось в работах ^{/13, 21/}, недостаточно хорошо воспроизводят экспериментальные данные при $9,1 \text{ ГэВ/с}$ в области импульсов $0,2 - 0,45 \text{ ГэВ/с}$ в системе покоя дейтрона, причем экспериментальные данные лежат в этом случае выше расчетной кривой. Из рисунка видно, что путем учета вкладов диаграмм с промежуточным пионом нельзя полностью устранить это расхождение, так как вклад диаграммы с поглощением пиона, превышающий вклад диаграммы с перерассеянием пиона, оказывается существенным лишь в довольно узкой области импульсов $0,1 - 0,3 \text{ ГэВ/с}$ в системе покоя дейтрона. Отметим, что эти результаты не подтверждают выводов работ ^{/14, 15/} о том, что расхождение между экспериментальными данными о реакции ${}^1\text{H}(d, p(0^\circ))\text{X}$ при $9,1 \text{ ГэВ/с}$ и результатами расчетов с нерелятивистскими волновыми функциями можно целиком устранить за счет механизмов с промежуточным пионом. Следует также иметь в виду, что из-за сравнимости вкладов

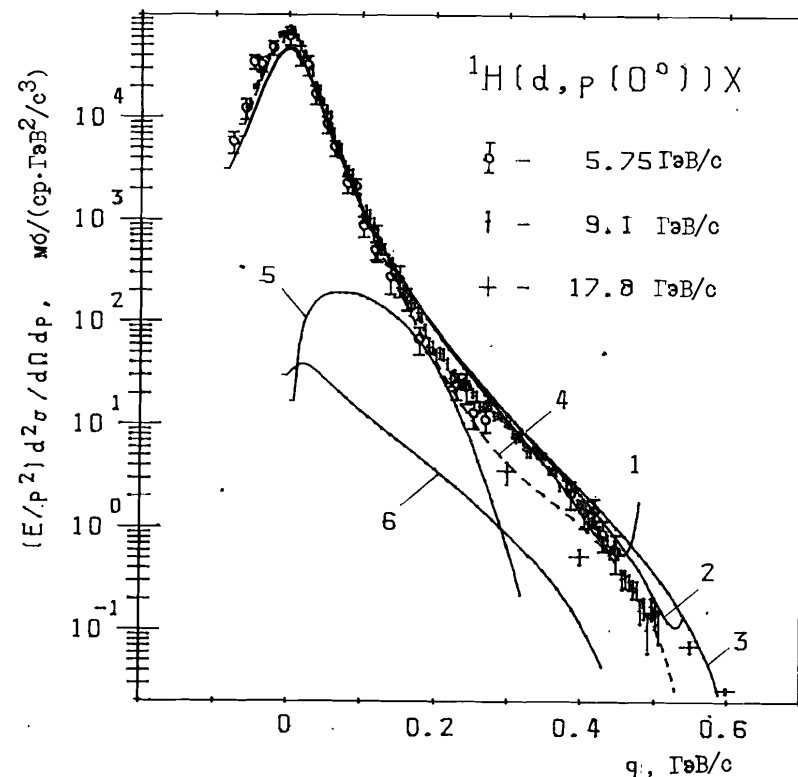


Рис. 5. Импульсные спектры протонов, испущенных под 0° в реакции ${}^1\text{H}(d, p)\text{X}$ при $5,75$ ^{/12/}, $9,1$ ^{/13/} и $17,8 \text{ ГэВ/с}$ ^{/20/}, в системе покоя дейтрона. Кривые 1, 2 и 3 - результаты расчетов по формуле (6) для начальных импульсов дейтронов $5,75$, $9,1$ и $17,8 \text{ ГэВ/с}$, соответственно, со структурной функцией работы ^{/1/}. Кривая 4 - расчет при $9,1 \text{ ГэВ/с}$ с "нерелятивистской" структурной функцией, полученной из волновой функции дейтрона для парижского потенциала. Кривые 5 и 6 - вклады диаграмм рис. 2а и рис. 2б при $9,1 \text{ ГэВ/с}$.

диаграмм рис. 1 и рис. 2б в область протонного спектра вблизи $0,2 \text{ ГэВ/с}$ интерференционные эффекты могут играть здесь важную роль, и без их учета трудно сделать определенные заключения о качестве описания экспериментальных данных при $9,1 \text{ ГэВ/с}$ для угла наблюдения 0° .

6. В настоящей работе расчеты импульсных спектров протонов, испускаемых в реакции ${}^1\text{H}(d, p)\text{X}$ при 9 ГэВ/с как в области больших ($\theta = 0,139$ рад), так и нулевых поперечных импульсов протонов ($\theta = 0^\circ$), выполнены для разных механизмов протекания реакции.

Ситуация оказывается более простой для больших поперечных импульсов вторичных протонов. В этом случае вклад диаграмм с возбуждением пионных степеней свободы (рис. 2) оказывается значительно меньшим, чем вклад основной диаграммы модели жестких соударений (рис. 1). Поэтому данные о высокоимпульсных частях спектров протонов, испускаемых с большими поперечными импульсами во взаимодействиях релятивистских дейтронов с ядрами, удобно использовать для изучения структуры дейтрона.

В случае нулевых поперечных импульсов вторичных протонов ситуация складывается не столь однозначно. Здесь использование феноменологической структурной функции дейтрона позволяет качественно, с точностью до некоторых деталей, воспроизвести экспериментальные спектры протонов-спектаторов при 5,75 и 9,1 ГэВ/с. Однако при 9,1 ГэВ/с вклад механизма с поглощением нуклоном-спектатором виртуального пиона (диаграмма рис. 2б), доминирующий по сравнению с вкладом механизма с перерассеянием пиона (диаграмма рис. 2а), в узкой кинематической области ($q_\perp \approx 0,2$ ГэВ/с, $\Delta q_\perp \approx 0,08$ ГэВ/с в системе покоя дейтрона) становится сравнимым с вкладом основного механизма (диаграмма рис. 1), и возникает вопрос о необходимости учета интерференции амплитуд, отвечающих указанным диаграммам. Не проведя соответствующих расчетов, трудно сделать определенные заключения о согласии между теорией и экспериментом во всем исследованном импульсном интервале.

Таким образом, получение новых экспериментальных данных о спектрах протонов, испускаемых в реакциях $A(d, p)\text{X}$ под несколькими углами наблюдения, в условиях, когда вклады механизмов с возбуждением пионных степеней свободы невелики, было бы крайне полезно для извлечения информации о структурной функции дейтрона.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность профессору М.Г.Мешерякову за поддержку работы и ценные советы, а также Г.И.Лыкасову за обсуждение результатов.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Рассмотрение кинематики проводилось в системе покоя дейтрона. Законы сохранения энергии и импульса в обеих вершинах диаграммы рис. 2а приводят к следующим уравнениям:

$$y^2 m^2 + 2ymq_z + (a^2 - 1)q_z^2 = q_T^2 + \mu^2, \quad (8)$$

$$m^2 - ym(E_c - m) - q_z \Delta - mE_c + \vec{q}_T \cdot \vec{p}_T = 0, \quad (9)$$

где $y = 1 - M_X^2/s_N$, M_X — инвариантная масса нерегистрируемых частиц, $a = 2P_0 m/s_N$, P_0 — импульс протона-мишени в системе покоя дейтрона, q_T — поперечная компонента импульса промежуточного пиона, $\Delta = (E_c - m)a - p_z$, p_z и p_T — продольная и поперечная компоненты импульса регистрируемого протона, μ — масса пиона. Исключив q_z из (8) и (9), получим уравнение

$$(1 - a^2)[(1 - a^2)p_T^2 \cos^2 \varphi + \Delta^2] q_T^2 - 2(1 - a^2)b q_T p_T \cos \varphi + b^2 - (ym\Delta)^2 = 0, \quad (10)$$

где

$$b = (1 - a^2)(1 + y)m(E_c - m) + aym\Delta;$$

из корней уравнения (10) q_T^{\max} и q_T^{\min} , найденных при максимальном значении величины $y_{\max} = 1 - 4m^2/s_N$, можно определить пределы интегрирования x_{\min} и x_{\max} .

Верхний предел интегрирования по азимутальному углу

$$\varphi_{\max} = \arccos \left[B \sqrt{1 - a^2} / (2y_{\max} p_T) \right], \quad (11)$$

где

$$B = y_{\max}(E_c - m + p_z) + 2(E_c - m) - y_{\max} \Delta / (1 - a^2),$$

находится из условия совпадения пределов интегрирования по x . Решение системы уравнений (8), (9) относительно y при заданном x слишком громоздко, поэтому вся область интегрирования по x была разбита на две части, для которых приближенно справедливы следующие соотношения:

$$q_z = (q_T^2 - y^2 m^2 + \mu^2) / (2my), \quad (12)$$

$$q_z = ym / (1 - a) - (q_T^2 + \mu^2) / (2my). \quad (13)$$

Из (I2) и (I3) для каждой из подобластей получаются следующие уравнения для определения y :

$$y^2 (\alpha^2 - 4 \Delta^2 p_T^2 \cos^2 \varphi) - 2y [(2 p_T^2 \cos^2 \varphi - \alpha) \beta - 4 \Delta (E_c - m) p_T^2 \cos^2 \varphi] + \beta^2 = 0, \quad (I4)$$

$$y = [x s_N / (2 m^2)] / \left\{ 1 / (1 - a) - \left[\sqrt{p_T^2 \cos^2 \varphi + 2 \Delta^2 / (1 - a)} - p_T \cos \varphi \right]^2 / (2 \Delta^2) \right\}, \quad (I5)$$

где

$$\alpha = (E_c - m + p_z) \Delta + \Delta^2,$$

$$\beta = x s_N \Delta^2 / m + 2 (E_c - m).$$

Перейдем теперь к вопросу параметризации дифференциальных сечений $d\sigma/d\Omega$ и $\xi d\sigma/d\vec{q}$, входящих в выражения (I) и (5). В случае регистрации протонов под 0° основной вклад в дифференциальное сечение реакции ${}^1\text{H}(d, p)\text{X}$ обусловлен промежуточными пионами с импульсами, соответствующими образованию резонансного состояния $N^*(3/2, 3/2)$ в упругом пион-нуклонном рассеянии. В этом случае в расчетах для величины $d\sigma/d\Omega$ использовалась предложенная в работе /14/ параметризация экспериментальных данных о π -N рассеянии в области импульсов пионов от 0 до 0,7 ГэВ/с. В случае регистрации протонов 0,139 рад важны только промежуточные пионы с импульсами, большими, чем 0,7 ГэВ/с. Здесь для получения величины $d\sigma/d\Omega$ были использованы результаты фазового анализа данных о π -N рассеянии в области импульсов 0,7 - 1,7 ГэВ/с /22/. Полученные в /22/ коэффициенты C_n разложения дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega$ по полиномам Лежандра аппроксимировались выражениями

$$C_n = \sum_{i=1}^2 (A_i + B_i T) + \sum_{i=1}^4 K_i \exp \left\{ -(T - T_i)^2 / (2 C_i^2) \right\}, \quad (I6)$$

где A_i , B_i , K_i , T_i , C_i - параметры, определяемые в процессе аппроксимации, а T - кинетическая энергия пиона. Для пионов с импульсами, большими, чем 1,7 ГэВ/с, дифференциальные сечения π -N рассеяния параметризовались в виде

$$d\sigma(\pi^+p)/d\Omega = d\sigma(\pi^-p)/d\Omega = (0,2 + 4,64 \cdot 10^{-3} \exp(7,67 \cos \theta)) \text{ мб/ср},$$

$$d\sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^0 n)/d\Omega = (0,01 + 4,3 \cdot 10^{-3} \exp(3,84 \cos \theta)) \text{ мб/ср}. \quad (I7)$$

Отметим, что вклад пионов с импульсами более 1,7 ГэВ/с в результирующее сечение невелик.

Инвариантное сечение инклюзивного рождения пионов в протон-нуклонных соударениях вычислялось из соотношения

$$\xi d\sigma/d\vec{q} = \kappa \xi d\sigma(pp \rightarrow \pi^+ X)/d\vec{q}, \quad (I8)$$

где $\xi d\sigma(pp \rightarrow \pi^+ X)/d\vec{q}$ - приведенная в работе /23/ параметризация инклюзивного сечения рождения пионов в p-p соударениях, а κ - коэффициенты, полученные на основе модели однопионного обмена в предположении, что в π -N рассеянии доминируют амплитуды с изоспином 3/2:

реакция	κ
$pp \rightarrow \pi^+ pn$	I/8
$pn \rightarrow \pi^+ np$	I/I6
$pn \rightarrow \pi^0 pn$	I/2
$pn \rightarrow \pi^- pp$	I/I6

Для экстраполяции квадрата амплитуды рождения пионов в нефизическую область использовались выражения

$$M^2 = \begin{cases} M^2(\xi=0,98) \exp\{-10(x_F-1)\} \exp\{-(6,3 - 5x_F)q_T\} & \text{при } x_F > 1, \\ M^2(\xi=0,98) \exp\{-(6,3 - 5x_F)(q_T - q_{Tmax})\} & \text{при } x_F \leq 1, \end{cases} \quad (I9)$$

где $\xi = q^*/q_{Tmax}^*$ - отношение импульса пиона к максимально возможному его импульсу в системе центра масс взаимодействующих нуклонов, а q_{Tmax} вычисляется при $\xi = 0,98$.

Величина среднего обратного квадрата радиуса дейтрона принималась равной $0,061 \text{ мб}^{-1}$, как это дают вычисления с волновой функцией Хильтена с параметрами $\alpha = 45,8 \text{ МэВ}$ и $\beta = 237,2 \text{ МэВ}$. Следует отметить, что вычисления с разными волновыми функциями приводят, вообще говоря, к разным значениям обратного квадрата радиуса дейтрона (например, для волновой функции, отвечающей потенциалу Хамади-Джонсона, получается значение $1/R^2 = 0,0273 \text{ мб}^{-1}$ /24/). Это, конечно, дополнительно снижает надежность оценки вклада механизма с перерассеянием промежуточного пиона (рис. 2а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ажгирей Л.С., Разин С.В., Юдин Н.П. Препринт ОИЯИ, Р1-86-729, Дубна, 1986.
2. Schmidt I.A., Blankenbecler R. Phys.Rev. D, 1977, v.15, p. 3321.
3. Chemtob M. Nucl.Phys., 1979, v.A314, p. 387.
4. Wong Ch.-Y., Blankenbecler R. Phys.Rev. C, 1980, v.22, p.2433.
5. Ажгирей Л.С. и др. Препринт ОИЯИ, Р1-86-728, Дубна, 1986.
6. Karmanov V.A. Nucl.Phys., 1981, v.A362, p. 331.
7. Frankfurt L.L., Strikman M.I. Phys.Reports, 1981, v.76, p.215.
8. Papp J. et al. Phys.Rev.Lett., 1975, v.34, p. 601;
Anderson L. et al. Phys.Rev. C, 1983, v.28, p.1224.
9. Reid R.V., Jr. Ann. of Phys., 1968, v.50, p.411;
Alberi G., Rosa L.P., Thome Z.D. Phys.Rev.Lett., 1975, v.34, p.503.
10. Lacombe M. et al. Phys.Rev. C, 1980, v.21, p.861;
Lacombe M. et al. Phys.Lett., 1981, v.101B, p. 139.
11. Bosted P. et al. Phys.Rev.Lett., 1982, v.49, p. 1380.
12. Anderson L. et al. LBL Report, LBL-14330, Berkeley, 1982.
13. Запорожец С.А. и др. В кн.: "Труды УШ Международ. семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-86-668, т.1, с.341, Дубна, 1986.
14. Браун М.А., Вечернин В.В. ЯФ, 1986, т.43, с. 1579.
15. Игнатенко М.А., Лыкасов Г.И. Препринт ОИЯИ, Р2-86-629, Дубна, 1986.
16. Amaldi U., Jr., Biancastelli R., Francaviglia S. Nuovo Cimento, 1967, v.47, p.85.
17. Ажгирей Л.С., Чижиков В.И. ОИЯИ, Р2-4937, Дубна, 1970.
18. Карманов В.А. Письма в ЖЭТФ, 1985, т.42, с. 116.
19. Venary O., Price L.R., Alexander G. LBL Report, UCRL-20000, Berkeley, 1970.
20. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, Р1-III68, Дубна, 1977.
21. Аблеев В.Г. и др. Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 37, с.196.
22. Baryre P. et al. Phys.Rev., 1968, v.165, p.1730.
23. Герасимов С.Б., Гиордэнеску Н. ОИЯИ, Р2-7687, Дубна, 1974.
24. Brady F.P. et al. Phys.Rev.C, 1972, v.6, p.1150.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 июня 1987 года.

Ажгирей Л.С. и др.
К вопросу об описании реакции ${}^1\text{H}(d,p)\text{X}$
при релятивистских энергиях дейтронов

P2-87-417

Для различных механизмов протекания реакции ${}^1\text{H}(d,p)\text{X}$ при 9 ГэВ/с выполнены расчеты импульсных спектров протонов, испускаемых как с большими, так и с нулевыми поперечными импульсами /углы регистрации протонов 0,139 и 0 рад соответственно/. Показано, что в случае больших поперечных импульсов вторичных протонов диаграммы с возбуждением пионных степеней свободы дают в целом незначительные поправки к результатам, полученным в модели жестких соударений; напротив, для угла регистрации 0° в области импульсов вторичных протонов 0,1±0,3 ГэВ/с /в системе покоя дейтрона/ вклады процесса прямой фрагментации и механизмов с возбуждением пионных степеней свободы сравнимы по величине, и при рассмотрении вопроса об адекватности теоретического описания следует считаться с возможностью интерференции амплитуд различных механизмов рассматриваемой реакции.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод авторов

Azhgirey L.S. et al.
On the Description of the ${}^1\text{H}(d,p)\text{X}$ Reaction
at Relativistic Energies of Deuterons

P2-87-417

Calculations of the momentum spectra of protons, emitted both with large and zero transversal momenta in the ${}^1\text{H}(d,p)\text{X}$ reaction (the detection angles of protons are 0.139 and 0 rad, respectively), have been performed for different reaction mechanisms. In the case of the large transversal momenta the graphs with the excitation of the pion degrees of freedom on the whole yield only minor corrections to the results obtained in the hard scattering model. On the contrary, for zero angles of the secondary proton emission the direct deuteron fragmentation and the mechanism with the excitation of the pion degrees of freedom turns out to give approximately the same contributions in the momentum interval of secondary protons 0.1-0.3 GeV/c (in the rest frame of the deuteron), and the possibility of the interference of the amplitudes for different reaction mechanisms should be taken into account.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987