

УДК 539.172.13

**РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ДЕЙТРОНЫ: ИХ ДИНАМИКА
И СТРУКТУРА В СТОЛКНОВЕНИЯХ
С НУКЛОНАМИ И ЯДРАМИ**

Л. С. Ажгирей

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Н. П. Юдин

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва

ВВЕДЕНИЕ	1012
ОСНОВНЫЕ ДАННЫЕ О ДЕЙТРОНЕ	1016
ЧТО ТАКОЕ РЕЛЯТИВИЗМ?	1024
ЯДЕРНАЯ ФРАГМЕНТАЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ДЕЙТРОНОВ: ИМПУЛЬСНЫЕ СПЕКТРЫ И СЕЧЕНИЯ	1042
ШЕСТИКВАРКОВЫЕ КЛАСТЕРЫ В ДЕЙТРОНЕ: ИХ ВОЗМОЖНАЯ РОЛЬ	1061
ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ АСПЕКТЫ ЯДЕРНОЙ ФРАГМЕНТАЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ДЕЙТРОНОВ	1067
АНАЛИЗ ФРАГМЕНТАЦИИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ДЕЙТРОНОВ С ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИЕЙ LC-ДИНАМИКИ	1089
ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ	1102
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1105

УДК 539.172.13

РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ДЕЙТРОНЫ: ИХ ДИНАМИКА И СТРУКТУРА В СТОЛКНОВЕНИЯХ С НУКЛОНАМИ И ЯДРАМИ

Л. С. Ажгирей

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Н. П. Юдин

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва

Рассмотрен широкий круг вопросов, связанных с исследованием структуры и динамики релятивистских дейтронов в процессах (d, p) на протонах и атомных ядрах. Экспериментальные данные включают импульсные распределения протонов, а также тензорные анализирующие способности этих реакций на различных ядрах и при различных энергиях, измеренные на пучках неполяризованных и поляризованных дейтронов синхрофазотрона ОИЯИ. При интерпретации экспериментальных результатов акцент сделан на применении динамики светового фронта, поскольку использование этой динамики позволяет анализировать данные в терминах волновой функции. Показано, что предлагаемый подход к анализу реакции $A(d, p)X$ позволяет получать новую важную информацию о структуре дейтрона в области малых расстояний и адекватно описывать его поведение при релятивистских энергиях. Указаны также трудности, встречающиеся при использовании этого подхода. Даются рекомендации по постановке новых экспериментов на планируемых пучках поляризованных дейтронов нуклотрона.

A wide range of problems associated with the investigation of the structure and dynamics of relativistic deuterons in (d, p) processes on nucleons and nuclei has been considered. Experimental data include the momentum distributions of protons, along with the tensor analyzing power of these reactions on different nuclei and at different energies, measured on the beams of unpolarized and polarized deuterons at the JINR Synchrophasotron. When interpreting experimental results, the accent is made on making use of the light-front dynamics because the employment of this dynamics allows the data to be analyzed in terms of a wave function. It is shown that with this approach, proposed to analyze $A(d, p)X$ reaction, new important information on the deuteron structure at short distances can be obtained, and the deuteron behaviour at relativistic energies may be adequately described. Difficulties arising in this approach have been also indicated. Suggestions for setting up new experiments on the planned beams of polarized deuterons at Nuclotron are made.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование ядерных реакций с участием дейтронов всегда играло важную роль в развитии представлений о структуре ядра и динамике ядерных взаимодействий. В качестве иллюстрации укажем, что детальное изучение одночастичных степеней свободы ядра было осуществлено при сравнительно низких энергиях с помощью дейтронных реакций развала и подхвата [1].

Анализ [2] данных о выбивании дейтронов из ядер протонами промежуточных энергий [3] привел к формулировке очень важной концепции флуктонов в ядерной материи [4].

В наше время, на новом витке развития ядерной физики, исследование процессов с участием дейтрона, несомненно, поможет решить многие современные, теперь уже релятивистские, проблемы ядерной физики.

В настоящее время накоплено множество данных о дейтроне, полученных в экспериментах на пучках электронов и адронов. Результаты исследования электромагнитной структуры дейтрона за последние годы описаны в трех больших обзорах [5–7]. Особенность современных исследований дейтрона на пучках электронов состоит в том, что они нацелены главным образом на выявление внутренней структуры дейтрона в области относительно малых расстояний или, что то же самое, в области больших относительных импульсов нуклонов. Замечательными достижениями здесь являются обнаружение мезонных степеней свободы в ядре и выявление явно релятивистских эффектов.

В адронных реакциях, а именно: в рассматриваемых в настоящем обзоре процессах столкновения релятивистских дейтронов с нуклонами и ядрами, с одной стороны, также решаются проблемы структуры дейтрона на малых расстояниях. Причем точность получаемых результатов уже сравнима с точностью, достигнутой в экспериментах на пучках электронов [8]. Поэтому роль таких исследований очень существенна для установления реальной картины того, что происходит в дейтроне на малых расстояниях. С другой стороны, изучение столкновений именно релятивистских дейтронов с нуклонами и ядрами исключительно важно для выяснения фундаментальных вопросов релятивистского описания быстро движущихся составных объектов.

Если речь идет о структуре дейтрона, то, на первый взгляд, кажется, что исследование столкновений релятивистских дейтронов с ядрами не дает дополнительной информации о дейтроне, так как всегда можно перейти в систему отсчета, в которой дейтрон покоится. В действительности, однако, это не так, поскольку

- при использовании релятивистских дейтронов могут легче достигаться специальные кинематические условия, не достижимые или трудно достижимые при исследовании столкновений с покоящимися дейтронами;
- при столкновении дейтронов с легкими ядрами переход в систему покоя дейтрона не упрощает задачу, поскольку в этом случае мы получаем новую быстро движущуюся составную систему — ядро;
- при релятивистских энергиях существует проблема взаимосвязи внутреннего и поступательного движений, обусловленная зависимостью релятивистского буста от взаимодействия; это приводит, вообще говоря, к тому, что при изменении импульса центра масс составной системы ее волновую функцию необходимо находить заново;

• наконец, в кварковой физике широко распространено описание процессов в системе отсчета, в которой составная система, например протон, обладает бесконечным импульсом. Поэтому для единого понимания и описания процессов и структур составных систем в области промежуточных и высоких энергий необходимо рассмотреть проблему анализа дейтрона в системе отсчета с большими импульсами.

Таким образом, анализ динамики и структуры релятивистских дейтронов представляет несомненный интерес и неизбежно связан с необходимостью понимания того, что происходит при релятивистских бустах составных систем.

В рамках подходов, имеющих дело с кварк-глюонными степенями свободы, релятивистская инвариантность обеспечивается пертурбативным полемым формализмом КХД. Релятивистская же физика составных систем — непертурбативных адронов — в рамках теории возмущений является непредсказуемой. С принципиальной точки зрения может показаться, что проблема описания релятивистских составных систем является надуманной, поскольку в рамках феноменологической фейнмановской диаграммной техники, ограниченной эффективными адронными степенями свободы, релятивистская инвариантность непосредственно гарантируется аппаратом фейнмановских диаграмм. Однако при реальном исследовании этой концепции мы немедленно сталкиваемся с проблемой определения вершин и пропагаторов, входящих в указанные диаграммы. Для этих вершин и пропагаторов, конечно, существуют уравнения типа уравнений Бете–Солпитера или Дайсона. Однако эти уравнения весьма сложны, и в настоящее время активное исследование механизмов формирования адронов и их столкновения в рамках замкнутой диаграммной техники, по существу, только начинается [9]. Поэтому вплоть до последнего времени теоретический анализ адронных столкновений проводился в рамках упрощенных модельных представлений, когда пытались угадать, что происходит с внутренней структурой при лоренцевских бустах.

В течение последних лет активно развиваются два подхода к анализу процессов столкновений релятивистских адронов. Один из них получил название релятивистской квантовой механики [10, 11] и сводится к введению такого прямого взаимодействия между нуклонами или кварками, при котором гамильтонов аппарат оказывается релятивистски-инвариантным. Обширные расчеты в рамках такого подхода были выполнены в работе [12]. Во втором подходе реализуются на современном уровне идеи типа заложенных в уравнения Бете–Солпитера и Дайсона. Несмотря на несомненную значимость этого подхода важным его ограничением является, по-видимому, неизбежная необходимость определенного расписывания неприводимых диаграммных блоков [13–15].

Важным для понимания физики релятивизма явилось осознание значимости старой работы Дирака [16], в которой была введена концепция динамик.

Хотя в принципе можно ввести много различных форм динамики [17], наиболее эффективными являются динамики мгновенной формы, светового фронта и точечная. Типы динамик различаются по типу времени, определяющего эволюцию системы. В динамике мгновенной формы время совпадает с обычным временем t . В динамике светового фронта время $\tau = \frac{1}{\sqrt{2}}(t + x^3)$, где x^3 — третья компонента координаты. В соответствии с этим к одному моменту времени принадлежат все события, находящиеся на фронте световой волны. Поэтому все, что происходит с быстро движущейся частицей, в рамках динамики светового фронта происходит в один и тот же момент времени. Это обстоятельство позволяет существенно упростить трактовку многих релятивистских процессов.

Релятивистская квантовая теория и теория поля могут быть сформулированы в любой из указанных форм динамики, и конечные физические результаты анализа явлений в рамках каждой из динамик должны быть одинаковы. Однако вполне возможно, что описание физики явлений с использованием разных форм динамики может быть различным, в частности, в одной из динамик оно может оказаться более простым. Но из-за непертурбативности физики адронов невозможно заранее сказать, в рамках какой динамики описание релятивистских свойств составных систем является наиболее эффективным.

Таким образом, при исследовании процессов с участием релятивистских дейтронов может быть получена очень важная информация

- о взаимосвязи внутреннего и поступательного движений составных систем;
- о типе динамики, в рамках которой описание релятивистских свойств дейтронов оказывается наиболее эффективным;
- о возможностях релятивистской квантовой механики;
- о структуре релятивистского дейтрона на малых расстояниях, получаемой путем преобразования результатов, найденных в рамках того или иного типа динамики, на привычный язык.

Обзор начинается с разд. 1, в котором приводятся и кратко обсуждаются основные характеристики дейтрона. Разд. 2 посвящен общему обсуждению концепции релятивизма. Поскольку в обзоре затрагиваются многие, зачастую нетривиальные вопросы релятивизма, экскурс в концепцию релятивизма проводится с непосредственным привлечением основных свойств группы Пуанкаре, являющейся теоретической основой всех релятивистских моделей. В разд. 3 приведены результаты измерения импульсных спектров протонов, испускаемых в результате фрагментации релятивистских дейтронов, и дается их интерпретация в рамках динамики светового фронта. Особенностью этого анализа является его до некоторой степени гибридный характер, проявляющийся в том, что при нахождении соответствующих вершин в рамках диа-

граммной техники в то же время в качестве волновой функции релятивистской квантовой теории используется функция, представляющая собой суперпозицию S - и D -волн, как это делается в нерелятивистской квантовой теории. В разд. 4 рассматривается проблема примеси шестикварковой компоненты к волновой функции дейтрона. Разд. 5 посвящен поляризационным аспектам фрагментации релятивистских дейтронов. Последовательный релятивистский анализ экспериментальных данных с использованием релятивистской волновой функции дейтрона, предложенной В. А. Кармановым с сотрудниками [18], представлен в разд. 6.

1. ОСНОВНЫЕ ДАННЫЕ О ДЕЙТРОНЕ

1.1. Статические характеристики дейтрона. Несмотря на кажущуюся простоту строения дейтрона его свойства многообразны и иногда сложны для понимания. Это связано главным образом с тем, что внутренняя структура дейтрона зависит от относительного расстояния между составляющими его нуклонами. В соответствии с этим можно говорить о статических свойствах дейтрона, которые обусловлены главным образом большими расстояниями, и о структуре дейтрона на малых расстояниях, которая изучается в основном с помощью электронных пробников. Статические характеристики дейтрона известны с высокой точностью; некоторые из них приведены ниже [6, 19]:

Масса m_d , МэВ	1875,61276(8)
Энергия связи E_B , МэВ	2,2245661(5)
Радиус R , Фм	$1/\alpha = 4,318946$
Среднеквадратичный радиус $\langle r^2 \rangle_d^{1/2}$, Фм	1,975(3)
Электрический квадрупольный момент Q_d , Фм ²	0,2859(3)
Магнитный дипольный момент M_d	$0,857438228(9) \cdot M_N$

Радиус (масштабный параметр) $R = 1/\alpha = 1/(m_N E_B)^{1/2}$ лучше характеризует размер дейтрона, чем $\langle r^2 \rangle_d^{1/2}$. Тот факт, что дейтрон обладает положительным электрическим квадрупольным моментом, означает, что в конфигурационном пространстве его форма не сферическая, а сигарообразная, причем большая ось направлена вдоль проекции спина $M = +1$. Динамически эта особенность выражается в наличии D -компоненты в волновой функции дейтрона $\psi^{JM}(\mathbf{r})$:

$$\psi^{JM}(\mathbf{r}) = \frac{u(r)}{r} Y_{01}^{JM}(\mathbf{r}) + \frac{w(r)}{r} Y_{21}^{JM}(\mathbf{r}), \quad (1)$$

где $u(r)$ и $w(r)$ — радиальные волновые функции S - и D -состояний, а Y_{LS}^{JM} — сферические гармоники. Присутствие D -компоненты ответственно

также за то, что магнитный момент дейтрона не равен сумме магнитных моментов протона и нейтрона.

Статические свойства дейтрона связаны с компонентами его волновой функции следующими соотношениями:

$$\langle r^2 \rangle_d = \frac{1}{4} \int_0^\infty r^2 (u^2 + w^2) dr, \quad Q_d = \frac{1}{\sqrt{50}} \int_0^\infty r^2 w \left(u - \frac{1}{\sqrt{8}} w \right) dr.$$

Если известна волновая функция дейтрона, то можно получить более сложные его характеристики — формфакторы (их иногда называют «body form factors»):

электрический монополюный	$F_E = \int (u^2 + w^2) j_0(qr/2) dr,$
электрический квадрупольный	$F_Q = 2 \int w(u - 8^{-1/2} w) j_2(qr/2) dr,$
магнитный продольный	$F_L = \frac{3}{2} \int w^2 (j_0(qr/2) + j_2(qr/2)) dr,$
магнитный поперечный	$F_S = \int \left(u^2 - \frac{1}{2} w^2 \right) j_0(qr/2) dr +$ $+ 2^{-1/2} w \left(u + 2^{-1/2} w \right) j_2(qr/2) dr.$

В импульсном пространстве нуклонная волновая функция дейтрона записывается в следующем виде [20]:

$$\psi_\mu(\mathbf{k}, \mu_1, \mu_2) = \sum_{L=0,2} \left\langle \frac{1}{2} \mu_1 \frac{1}{2} \mu_2 \left| 1M_S \right. \right\rangle \left\langle LM_L 1M_S \left| 1M \right. \right\rangle \frac{u_L(k)}{k} Y_{LM_L}(\hat{\mathbf{k}}), \quad (2)$$

где μ_1, μ_2 — проекции спинов нуклонов на ось квантования в системе покоя каждого нуклона; $\langle \dots | \dots \rangle$ — коэффициенты Клебша–Гордана; $Y_{LM_L}(\hat{\mathbf{k}})$ — сферические гармоники и $\hat{\mathbf{k}} = \mathbf{k}/k$.

Условие ее нормировки имеет вид

$$1 = \int_0^\infty [u^2(r) + w^2(r)] dr = \int_0^\infty [u^2(p) + w^2(p)] p^2 dp.$$

Вероятность D -состояния

$$P_D = \int_0^\infty w^2(r) dr = (5 \pm 2) \%$$

служит мерой величины тензорной компоненты NN -взаимодействия. Она имеет довольно большую неопределенность, потому что на малых расстояниях (или при больших значениях внутренних импульсов) функция $w(r)$ известна довольно плохо.

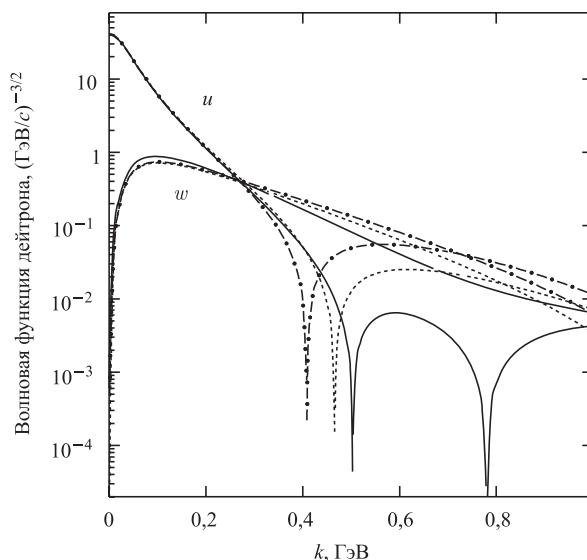


Рис. 1. Волновые функции дейтрона в импульсном пространстве. Через u и w обозначены волновые функции S - и D -состояний дейтрона для парижского [21] (штрихпунктирные кривые) и боннского [22] (штриховые кривые) потенциалов NN -рассеяния, а также функции f_1 и f_2 (при $z = -1$) релятивистской волновой функции дейтрона, найденной Кармановым с соавторами [18] (сплошные кривые, f_1 соответствует u , а f_2 — w)

Параметры волновой функции дейтрона определяются путем решения уравнения Шредингера для потенциалов, построенных таким образом, чтобы описать данные по нуклон-нуклонному рассеянию при энергиях ниже порога образования пионов. Современные модели потенциалов дают хорошее описание данных по NN -рассеянию при энергиях ниже 350 МэВ, включая статические характеристики дейтрона. На больших расстояниях между нуклонами в дейтроне, соответствующих малым импульсам их относительного движения, эти модели дают почти одинаковые результаты; они начинают различаться по своей структуре на малых расстояниях, предсказывая различные высокоимпульсные компоненты волновой функции дейтрона. Волновые функции S - и D -состояний в импульсном пространстве для парижского [21]

и боннского [22] потенциалов показаны на рис. 1. На этом же рисунке приведены f_1 - и f_2 -компоненты (при $z = -1$) релятивистской волновой функции, полученной Кармановым и др. [18], которая будет обсуждаться далее.

1.2. Ранние исследования фрагментации релятивистских дейтронов с простейшим учетом релятивизма. На ранней стадии экспериментальные исследования развала дейтронов, происходящего при соударениях релятивистских дейтронов с атомными ядрами, состояли главным образом в измерениях выходов протонов и нейтронов под углами, близкими к 0° [23–25]. Анализ результатов этих исследований позволил выделить основные процессы, приводящие к развалу дейтронов: стриппинг, когерентную дифракционную диссоциацию, вызванную ядерными или кулоновскими силами, и некогерентную диссоциацию дейтронов [26].

Другой подход к исследованию развала релятивистских дейтронов состоит в измерении под фиксированными углами импульсных спектров протонов, испускаемых в процессе



Этот метод использовался для исследования развала дейтронов на протонах при начальном импульсе дейтронов 2,95 ГэВ/с [27] и на ядрах при 3,5 и 5,8 ГэВ/с [28]. Эти исследования дали указания на определенный избыток протонов с большими значениями импульсов. Подобное же заключение было сделано и в результате изучения реакции $dp \rightarrow ppn$ при 3,3 ГэВ/с с помощью жидководородной пузырьковой камеры [29].

Измерения импульсных спектров протонов, испускаемых в реакции (3) под углом 103 мрад (в л.с.) при взаимодействиях дейтронов с импульсом 6,3 ГэВ/с с ядрами ^1H , ^2H , C, Al и Bi, были выполнены на синхрофазотроне ОИЯИ с помощью магнитного спектрометра с искровыми камерами на линии с ЭВМ [30]. Измерения охватывали импульсный интервал вторичных протонов в л.с. от 2,6 до 3,6 ГэВ/с, что соответствовало области импульсов протонов-спектаторов в системе покоя дейтрона от 328 до 370 МэВ/с. При этих условиях вклад в спектры давали не только протоны-спектаторы от стриппинга и когерентной дифракционной диссоциации, но и протоны, испытывавшие в процессе развала дейтрона взаимодействия с нуклонами ядра мишени. Результаты измерений представлены на рис. 2. Во всех спектрах доминируют пики при $\sim 3,1$ ГэВ/с с полной шириной на половине высоты 280–300 МэВ/с. Интенсивный выход протонов с импульсами, примерно равными половине импульса падающих дейтронов, очевидно, обусловлен процессами развала дейтронов. Слева спектры обогащены вкладами протонов, потерявших энергию в неупругих взаимодействиях.

Процесс (3) рассматривался в работе [31] в рамках модели многократного рассеяния Глаубера с учетом релятивистской деформации волновой функции дейтрона. Согласно [31] дифференциальное сечение испускания быстрых

протонов в реакции (3) можно записать в виде

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp} = C_d \frac{E^* p^2}{E} \left\{ \phi_d^2(\mathbf{t}_p, l_p) \sigma_t - 2\phi_d(\mathbf{t}_p, l_p) \int \phi_d(\mathbf{q}, l_p) \frac{d\sigma(\mathbf{t}_p - \mathbf{q})}{d\mathbf{q}} d^2q + \int \phi_d^2(\mathbf{q}, l_p) \frac{d\sigma(\mathbf{t}_p - \mathbf{q})}{d\mathbf{q}} d^2q \right\}. \quad (4)$$

Здесь C_d — нормировочный множитель; σ_t — полное сечение нуклон-ядерного рассеяния; $d\sigma(\mathbf{q})/d\mathbf{q}$ — дифференциальное сечение упругого плюс квазиупруго-

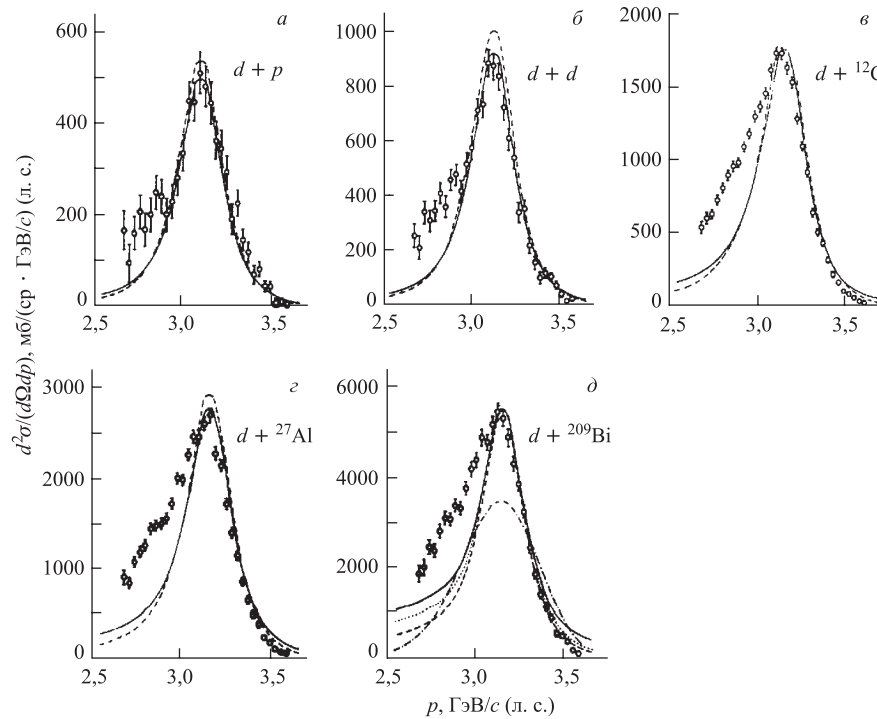


Рис. 2. Импульсные спектры протонов, испускаемых под углом 103 мрад в соударениях дейтронов с импульсом 6,3 ГэВ/с с ядрами ${}^1\text{H}$ (а), ${}^2\text{H}$ (б), ${}^{12}\text{C}$ (в), ${}^{27}\text{Al}$ (г) и ${}^{209}\text{Bi}$ (д). Сплошными кривыми показаны результаты вычислений с использованием волновой функции Рейда [33], штриховыми — с помощью волновой функции Моравчика–Гартенхауза [34]. Для (d - Bi)-соударений приведены также результаты вычислений с помощью волновых функций Хюльтена [35] (пунктирная кривая) и в виде функции Гаусса (штрихпунктирная кривая)

ного протон-ядерного рассеяния; t_p и l_p — поперечная и продольная компоненты импульса протона p перед актом рассеяния; E^* и E — энергии протона с импульсами p^* и p соответственно. В этом выражении первый член в фигурных скобках соответствует процессу стриппинга, третий — процессу упругого и квазиупругого рассеяний нуклонов дейтрона на нуклонах мишени, второй — их интерференции, а множитель E^*p^2/E перед фигурной скобкой обеспечивает релятивистское уширение импульсного распределения нуклонов в дейтроне.

В рассматриваемом подходе волновая функция дейтрона $\phi_d(t_p, l_p)$ вычислялась при значении импульса p^* в системе покоя дейтрона, связанном с t_p и l_p следующим соотношением:

$$m_d E^* = E_d \sqrt{k_d^2 + t_p^2 + l_p^2 - 2k_d l_p + m^2 + k_d l_p - k_d^2}, \quad (5)$$

где m и m_d — массы протона и дейтрона соответственно, а k_d и E_d — импульс и энергия налетающего дейтрона. Выражение (5) получено в предположении, что протон-спектатор находится на массовой поверхности. В действительности вопрос о связи между импульсами протонов, испускаемых в процессе фрагментации движущихся дейтронов, и импульсами внутриядерного движения нуклонов в дейтроне не является тривиальным; подробнее он будет рассмотрен в дальнейшем.

Результаты расчетов в соответствии с описанным формализмом приведены на рис. 2. Параметризации дифференциальных сечений, необходимые для расчетов, даны в [30]. В качестве аппроксимаций волновой функции дейтрона использовались:

- (i) многогауссовское представление [32] волновой функции Рейда с мягким кором [33];
- (ii) подгонка Ш Моравчика [34] к волновой функции Гартенхауза;
- (iii) волновая функция Хюльгена [35] и
- (iv) волновая функция в виде распределения Гаусса со значением радиуса дейтрона $R_d = 2,28$ Фм.

Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными показало, что правые стороны протонных пиков разумно воспроизводятся с помощью волновых функций Рейда и Моравчика–Гартенхауза. Ширины пиков протонов определяются импульсным распределением нуклонов в дейтроне с учетом лоренцевского уширения при переходе от системы покоя дейтрона к л. с. координат.

1.3. Исследования электромагнитной структуры дейтрона. Как мы уже говорили, структура дейтрона на малых расстояниях исследуется как в опытах по ядерной диссоциации дейтронов, так и с помощью электромагнитных пробников. Для более полного представления о проводимых исследованиях рассмотрим кратко результаты, полученные в экспериментах по упругому

рассеянию электронов на дейтронах. Одними из главных характеристик дейтрона, извлекаемых из процессов упругого ed -рассеяния, являются электромагнитные формфакторы. Структура дейтрона определяется тремя формфакторами: $G_1(Q^2)$, $G_3(Q^2)$ и $G_M(Q^2)$. Они обычно вводятся при параметризации матричного элемента от электромагнитного тока J^μ по дейтронным состояниям [36, 37]:

$$\langle d' | J^\mu | d \rangle = - \left(\left\{ G_1(Q^2) [\xi'^* \cdot \xi] - G_3(Q^2) \frac{(\xi'^* \cdot q)(\xi \cdot q)}{2m_d^2} \right\} (d^\mu + d'^\mu) + G_M(Q^2) [\xi^\mu (\xi'^* \cdot q) - \xi'^{\mu*} (\xi \cdot q)] \right), \quad (6)$$

где J^μ — оператор электромагнитного тока; ξ' , ξ — единичные векторы поляризации начального и конечного дейтрона; m_d — масса дейтрона; d^μ , d'^μ — импульсы начального и конечного дейтрона; q — импульс, передаваемый электроном дейтрону. Дифференциальные сечения рассеяния электронов на дейтроне и спиновые характеристики упругого рассеяния выражаются через эти формфакторы. Вместо формфакторов $G_1(Q^2)$ и $G_3(Q^2)$ обычно используют формфакторы G_Q и G_C , имеющие более прозрачный физический смысл:

$$\begin{aligned} G_Q &= G_1 - G_M + (1 + \eta)G_3, \\ G_C &= G_1 + \frac{2}{3}\eta G_Q, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\eta = Q^2/4m_d^2.$$

В нерелятивистском приближении формфакторы G_Q , G_C и G_M характеризуют распределения квадрупольного момента, заряда и магнитного момента. Все характеристики упругого рассеяния электронов на дейтроне можно выразить через эти формфакторы. Так, дифференциальное сечение рассеяния имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_0 [A(Q^2) + B(Q^2) \operatorname{tg}^2(\theta/2)],$$

где

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_0 = \frac{\alpha^2 E' \cos^2(\theta/2)}{4E^2 \sin^4(\theta/2)},$$

а E и E' — начальная и конечная энергии электрона. Анализирующая способность T_{20} упругого ed -рассеяния может быть записана в виде [38]

$$T_{20} = -\sqrt{2} \frac{y(2+y)}{1+2y^2},$$

где $y = 2\eta G_Q/(3G_C)$.

Из-за того, что у дейтрона отсутствуют возбужденные состояния, все неупругие процессы практически связаны с его фото- и электрорасщеплением, причем наибольший интерес представляет нуклонный канал. Анализ экспериментальных данных о дифференциальном сечении упругого рассеяния и о поляризационных эффектах позволяет определить введенные выше форм-факторы и поставить вопрос о внутренней структуре дейтрона и ее описании. Дополнительная информация получается на основе данных о неупругих процессах.

Упругое рассеяние электронов на дейтронах определяется вершиной поглощения дейтроном виртуального фотона, показанной на рис. 3. Эта вершина содержит в себе взаимодействие фотона со всеми заряженными степенями свободы, входящими в дейтрон. Типичные механизмы этого взаимодействия представлены на рис. 4. Здесь диаграммы *a–в* соответствуют поглощению фотона нуклоном в импульсном приближении, а диаграмма *г* — его поглощению током взаимодействия между нуклонами. В частности, такой ток может возникать при взаимодействии фотона с виртуальным пионом в процессе его пролета от одного нуклона к другому (обменные токи). Аналогичные механизмы должны проявляться также в фото- и электрорасщеплении, только в этих случаях конечное состояние реакции будет описываться не волновой функцией связанного состояния дейтрона, а функцией непрерывного спектра. Отметим также, что наряду с указанными механизмами существенную роль могут играть механизмы, в которых нельзя выделить одиночные адронные

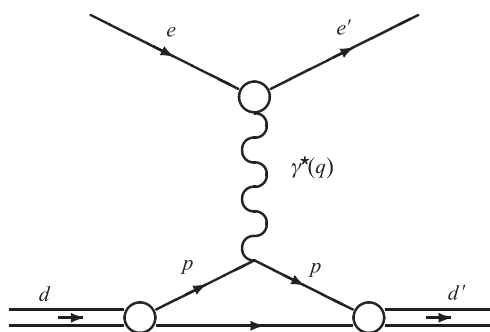


Рис. 3. Диаграмма упругого *ed*-рассеяния

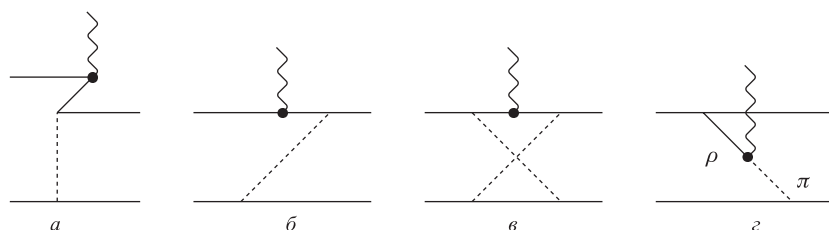


Рис. 4. Диаграммы взаимодействия виртуальных γ -квантов с нуклонами и обменными токами, которые могут давать вклад в упругое *ed*-рассеяние

пропагаторы. Иногда механизмы такого типа называют контактными [39]. Среди таких механизмов, в частности, могут находиться и кварковые, когда не имеет смысла выделять адроны.

Интерпретация электромагнитной структуры дейтрона наиболее просто выглядит в нерелятивистском приближении по нуклонам. В этом случае вполне удовлетворительные результаты получаются при передаваемых импульсах $Q^2 \leq 0,5 \text{ (ГэВ/}c)^2$. Детальные обзоры имеющихся экспериментальных данных и их теоретического описания даны в работах [6,7]. Оказывается, что начиная с $Q^2 \geq 1,5-2 \text{ (ГэВ/}c)^2$ в нерелятивистском подходе никакими изменениями волновых функций и/или формфакторов нуклонов не удается добиться хорошего описания экспериментальных данных, и приходится признать, что согласие между данными и теорией может быть достигнуто только путем учета (i) токов взаимодействия (или обменных токов); (ii) релятивистских эффектов; (iii) новых (кварковых) эффектов. При этом, как подчеркивается в [7], любое улучшение нерелятивистской теории, использующей нуклонные степени свободы, приводит к необходимости учета релятивизма.

Неплохое описание поведения формфакторов и данных о фото- и электрорасщеплении дейтрона получается при учете адронных степеней свободы и релятивистских поправок к операторам тока и обменным токам [40]. В последние годы также была выяснена особая роль $\rho\pi\gamma$ -вершины в обменных токах (см. рис. 4, з), учет которой может помочь достижению согласия с экспериментом. В целом, однако, нужно констатировать, что из-за имеющихся неопределенностей в расчетах проблему внутренней структуры дейтрона нельзя считать закрытой и различные подходы к ее описанию по-прежнему остаются актуальными [41].

2. ЧТО ТАКОЕ РЕЛЯТИВИЗМ?

2.1. Группа Пуанкаре: ее роль и основные понятия. Когда импульсы частиц (свободных или связанных в составных системах) становятся порядка их масс, нерелятивистская квантовая теория оказывается неприменимой и может не давать даже качественно правильных результатов. Это значит, что необходимо переходить к описанию процессов в рамках релятивистской квантовой теории, объединяющей квантовую механику и теорию относительности. Разумеется, главное в релятивистской квантовой теории — это новая система квантовых уравнений и правильная идентификация тех объектов, для которых составляются уравнения (например, в теории поля уравнения пишутся, как правило, для полевых функций, а не для векторов состояния). Полезно перечислить те новые физические явления, которые должна описывать релятивистская квантовая теория:

- запаздывающее взаимодействие, осуществляемое посредством обмена частицами, и, следовательно, одновременность событий;
- одновременное участие в развитии процесса как частиц, так и античастиц;
- изменение соотношения между энергией и импульсом;
- зависимость в общем случае волновой функции системы от ее полного импульса.

Одним из основных моментов, характеризующих релятивистскую квантовую теорию (РКТ), является включение симметрии теории относительности (или симметрии, описываемой группой Пуанкаре [42, 43]), а именно: неизменность квантовых уравнений относительно одновременных преобразований Лоренца Λ и пространственно-временных сдвигов a^μ . Знание свойств группы Пуанкаре и ее представлений значительно облегчает понимание принципов построения релятивистских теорий. Поэтому совершим экскурс в теорию этой группы.

Элементы группы Пуанкаре обозначаются через (Λ, a) , где Λ — матрицы преобразования, подчиняющиеся условию

$$\det \Lambda = 1.$$

Как известно, преобразования Лоренца Λ также образуют группу и действуют на четырехвекторы пространства Минковского следующим образом:

$$x^\mu \rightarrow x'^\mu = \Lambda^\mu_\nu x^\nu.$$

Групповые свойства матриц Λ следуют из закона их умножения:

$$\Lambda \cdot g \cdot \tilde{\Lambda} = g,$$

где $\tilde{\Lambda}$ — транспонированные матрицы, а $g = (1, -1, -1, -1)$ — метрический тензор пространства Минковского. (Мы не рассматриваем здесь дискретные преобразования Лоренца, такие, как обращение времени и пространственное отражение, т. е. ограничиваемся собственными преобразованиями Лоренца.)

Групповые свойства группы Пуанкаре в конечном счете определяются следующим действием ее элементов на четырехвекторы x^μ пространства Минковского:

$$(\Lambda, a)x^\mu = \Lambda x^\mu + a^\mu = \Lambda^\mu_\nu x^\nu + a^\mu. \quad (8)$$

Отсюда несложно получить закон умножения элементов группы Пуанкаре:

$$(\Lambda_2, a_2)(\Lambda_1, a_1) = (\Lambda_2 \Lambda_1, a_2 + \Lambda_2 a_1), \quad (9)$$

и выражение для обратного элемента:

$$(\Lambda, a)^{-1} = (\Lambda^{-1}, \Lambda^{-1}a).$$

Центральным пунктом, связывающим законы преобразования пространства Минковского и величины, описываемые РКТ, которые не обязательно записываются в терминах векторов x^μ , является концепция представлений групп. Представлением группы Пуанкаре называется отображение

$$(\Lambda, a) \rightarrow U(\Lambda, a)$$

элементов группы Пуанкаре на матрицы или операторы, действующие либо на волновые функции, либо на объекты уравнений РКТ. Эти матрицы должны быть унитарными:

$$U(\Lambda, a)U^\dagger(\Lambda, a) = 1,$$

и удовлетворять групповому закону умножения (9):

$$U(\Lambda_2, a_2)U(\Lambda_1, a_1) = U(\Lambda_2\Lambda_1, a_2 + \Lambda_2 a_1). \quad (10)$$

Иными словами, правила умножения для матриц представления повторяют правила умножения (9) элементов группы, и в этом отношении они неотличимы от этих элементов. Интересно отметить, что концепция представлений группы Пуанкаре отвечает на несколько недоуменный вопрос: какая связь между законами преобразования координат пространства Минковского и, например, векторами состояния, которые не зависят от этих координат как от динамических переменных? Ответ состоит в том, что другого способа отражения групповых свойств в теории просто не существует.

Преобразования группы Пуанкаре определяются десятью непрерывными параметрами: шестью параметрами, определяющими преобразования Лоренца, и четырьмя, определяющими сдвиги. Это обстоятельство делает возможным введение операторов бесконечно малых преобразований, или генераторов представлений группы. В терминах генераторов, как мы увидим далее, гораздо проще анализировать и находить представления группы и строить релятивистские теории. Генераторы группы Пуанкаре определяются посредством разложения матриц по бесконечно малым параметрам группы:

$$U(\delta a, 1 + \delta\Lambda) = 1 + iP^\mu \delta a_\mu - \frac{i}{2} M^{\mu\nu} \delta\omega_{\mu\nu}.$$

Групповой закон умножения

$$U(1 - \delta\Lambda) U(1 + \delta\Lambda_1) U(1 + \delta\Lambda) = U((1 - \delta\Lambda)(1 + \delta\Lambda_1)(1 + \delta\Lambda))$$

приводит к следующим коммутационным соотношениям для генераторов группы:

$$\begin{aligned} [M^{\mu\nu}, M^{\sigma\rho}] &= -i(g^{\mu\sigma} M^{\nu\rho} - g^{\nu\sigma} M^{\mu\rho}) - i(g^{\mu\rho} M^{\nu\sigma} - g^{\nu\rho} M^{\mu\sigma}), \\ [P^\mu, P^\nu] &= 0, \\ [M^{\mu\nu}, P^\sigma] &= -i(g^{\mu\sigma} P^\nu - g^{\nu\sigma} P^\mu). \end{aligned}$$

В соответствии с общими положениями квантовой теории и, более широко, теоретической физики операторы $P^\mu = (P^0, \mathbf{P})$ отождествляются с операторами энергии и импульса, а операторы $M^{\mu\nu}$ — с антисимметричным тензором момента количества движения. Конкретизация компонент этого тензора производится так, что $M^{23}, M^{31}, M^{12} \equiv J^1, J^2, J^3$ суть операторы полного углового момента, а операторы $M^{0i} \equiv N^i$ являются генераторами лоренцевских бустов вдоль осей i . Отметим, что среди генераторов группы Пуанкаре отсутствует оператор спина. Поэтому если необходимо учитывать спин, то следует каким-то образом его ввести. В терминах определенных выше операторов коммутационные соотношения для генераторов группы Пуанкаре, или алгебра группы Пуанкаре, выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} [J^k, P^l] &= i\epsilon^{klm} P^m, & [N^k, P^0] &= -iP^k, \\ [N^k, P^l] &= -i\delta^{kl} P^0, & [J^k, J^l] &= i\epsilon^{klm} J^m, \\ [J^k, N^l] &= i\epsilon^{klm} N^m, & [N^k, N^l] &= -i\epsilon^{klm} J^m, \\ & & k, l, m &= 1, 2, 3, \end{aligned} \quad (11)$$

где ϵ^{klm} — единичный антисимметричный тензор, причем $\epsilon^{123} = 1$. Интересно отметить, что линейные комбинации генераторов

$$M^j = \frac{1}{2}(J^j + iN^j), \quad K^j = \frac{1}{2}(J^j - iN^j)$$

являются независимыми и, как можно убедиться в результате непосредственной проверки, удовлетворяют коммутационным соотношениям

$$[M^i, M^k] = i\epsilon^{ikl} M^l, \quad [K^i, K^l] = i\epsilon^{ilm} K^m, \quad [M^i, K^l] = 0.$$

Отсюда следует, что группа Лоренца, являющаяся подгруппой группы Пуанкаре, локально эквивалентна прямому произведению $SU_2 \otimes SU_2$. Соответственно, неприводимые представления группы Лоренца задаются двумя «моментами» (j_1, j_2) , где j_1 и j_2 пробегает значения $0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \dots$, а базисные векторы нумеруются двумя магнитными квантовыми числами m_1 и m_2 . В терминах генераторов группы основная проблема построения релятивистских квантово-механических теорий состоит в нахождении правильных решений для их коммутационных соотношений [16, 44]. Различают приводимые и неприводимые представления. Размерность векторного пространства неприводимого представления нельзя уменьшить путем изменения базисных векторов. Напротив, векторное пространство приводимого представления может быть разбито на несколько подпространств переходом к новым базисным векторам. Принято считать, что фундаментальные частицы описываются неприводимыми представлениями группы Пуанкаре.

2.2. Свободные состояния частицы как неприводимые представления группы Пуанкаре. Для дальнейшего обсуждения и анализа необходимо ознакомиться с основами теории представлений группы Пуанкаре на примере свободных фундаментальных частиц. Базисные векторы неприводимого представления, т. е. векторы состояния фундаментальной частицы, должны характеризоваться шестью величинами — «квантовыми» числами (такова структура группы Пуанкаре). В качестве этих чисел обычно выбирают два квантовых числа, определяющих неприводимое представление (аналог момента количества движения в группе вращений), и четыре дополнительных числа, по смыслу аналогичных магнитному квантовому числу в теории момента количества движения. Первые два квантовых числа являются инвариантами группы, и их называют операторами Казимира. Операторы Казимира — это такие операторы (комбинации генераторов), которые коммутируют со всеми генераторами группы. Обычно в качестве инвариантов группы выбирают массу κ частицы и ее момент количества движения в системе покоя. Этот последний момент естественно отождествить со спином частицы. Очевидно, что спин, таким образом определенный, является инвариантом группы Пуанкаре. Формально это можно показать следующим образом. Введем вектор Паули–Любанского W^μ :

$$W^\mu = -\frac{1}{2M}\epsilon^{\mu\nu\sigma\rho}M_{\nu\sigma}p_\rho.$$

Несложно убедиться, что квадрат этого вектора является инвариантом группы. С другой стороны, в системе покоя частицы

$$W_\mu W^\mu = -s(s+1),$$

где s — спин частицы. В качестве дополнительных четырех квантовых чисел обычно выбирают три проекции p_x, p_y, p_z импульса \mathbf{p} . В результате получаем, что базисные векторы неприводимого представления или, что то же самое, базисные векторы состояния частицы задаются посредством соотношения

$$|\mathbf{p}, \kappa; m\rangle.$$

Для краткости записи мы опустили здесь индекс спина.

Чтобы полностью определить векторы состояния, необходимо, однако, задать еще способ достижения их импульса \mathbf{p} . Разумеется, сама величина импульса \mathbf{p} не зависит от способа его достижения, однако векторы состояния зависят. Начальной точкой, от которой «отсчитываются» импульс и вектор состояния, является система покоя частицы. В этой системе начальный импульс есть $\tilde{\mathbf{p}} = (\kappa, 0, 0, 0)$, а начальный вектор состояния имеет вид

$$|\mathbf{p} = 0, \kappa; m\rangle.$$

Путь получения конечного импульса \mathbf{p} не является однозначным. Каноническому способу соответствует безвращательное преобразование $L_c(\mathbf{p})$ Лоренца, которое обычно называют бустом:

$$L_c(\mathbf{p})\tilde{p}^\mu = p^\mu.$$

Способу Вика, который необходим при работе со спиральными состояниями, соответствует буст вдоль оси z с последующим вращением получившегося импульса к нужному импульсу \mathbf{p} . Наконец, преобразование к импульсу \mathbf{p} можно совершить и таким образом, чтобы некоторая световая плоскость (см. далее) при этом преобразовании не менялась. В этом случае возникает состояние динамики светового фронта. Поскольку законы преобразования векторов представления повторяют законы преобразования элементов группы, то сказанное об импульсах находит свое отражение в векторах состояния. Поэтому существуют канонические векторы состояния

$$|\mathbf{p}, \kappa; m\rangle = U(L(\mathbf{p})|0, \kappa; m\rangle,$$

спиральные состояния

$$|\mathbf{p}, \kappa; \lambda\rangle = U(L(\mathbf{p})|0, \kappa; \lambda\rangle$$

и состояния динамики светового фронта

$$|\mathbf{p}, \kappa; m\rangle_F = U(L(\mathbf{p})|0, \kappa; m\rangle.$$

В каждом из этих случаев используется соответствующий буст. Поскольку в нашем обзоре речь в основном будет идти об обычной динамике и динамике светового фронта, например, в случае поворотов, то мы не будем касаться здесь динамики точечной формы.

Для явной записи генераторов группы в рассматриваемом базисе необходимо ввести оператор спина. Мы уже отождествили спин с моментом количества движения в системе покоя частицы. В частности, квантовое число m есть проекция момента на ось квантования в системе покоя. Поэтому при действии на вектор состояния операторов поворота или буста проекция спина должна измениться. Как нетрудно убедиться, спиновые свойства векторов состояния адекватно учитываются, если ввести формальный оператор спина $\mathbf{S}(\mathbf{p})$, действующий на векторы состояния следующим образом:

$$\mathbf{S}|\mathbf{p}, m\rangle = \sum \langle m'|\mathbf{S}|m\rangle|\mathbf{p}, m'\rangle. \quad (12)$$

Подчеркнем, что этот оператор действует на квантовое число m так же, как и в системе покоя частицы, но m ни в коей мере не является внутренним моментом количества движения в той системе отсчета, где импульс частицы

равняется \mathbf{p} . Это видно хотя бы из того, что перпендикулярная к импульсу компонента момента количества движения, в том числе и спина, должна обращаться в бесконечность при $|\mathbf{p}| \rightarrow \infty$.

Таким свойством, очевидно, не обладает введенный нами спин. Отметим также, что компонента спина вдоль буста имеет непосредственный смысл проекции спина, поскольку проекция орбитального момента на направление импульса обращается в нуль, а проекция полного момента на направление буста сохраняется.

Таким образом, мы построили релятивистскую теорию свободной частицы. Генераторы группы Пуанкаре действуют на канонический базис следующим образом:

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{p}} &= \mathbf{p}, \quad \hat{p}^0 = \sqrt{M^2 + \mathbf{p}^2} = p_0, \\ \hat{\mathbf{J}} &= i \left[\mathbf{p} \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right] + \mathbf{S}(\mathbf{p}), \\ \hat{N} &= ip_0 \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} - \frac{[\mathbf{p} \mathbf{S}(\mathbf{p})]}{M + p_0}.\end{aligned}\tag{13}$$

Зная действие генераторов на векторы состояния, можно перевести исходные векторы состояния в любую другую систему отсчета.

2.3. Включение взаимодействия в генераторы группы Пуанкаре. Концепция динамик. Следующим важнейшим шагом в построении релятивистской квантовой теории является введение взаимодействия в генераторы группы Пуанкаре. И здесь выясняется, что эта процедура представляет собой далеко не тривиальную задачу. В нерелятивистской квантовой теории взаимодействии \hat{V} вводится в оператор энергии:

$$P^0 \rightarrow P^0 + \hat{V}.$$

В релятивистской физике такой простой рецепт, к сожалению, не годится. Дело в том, что в этом случае взаимодействие должно быть вставлено в несколько генераторов, причем таким образом, чтобы коммутационные соотношения (11) не нарушались. Это автоматически приводит к тому, что взаимодействие, включенное в оператор энергии, должно быть включено также и в генераторы бустов. Действительно, коммутатор $[N^i, P^0]$ имеет вид

$$[N^i, P^0] = -iP^i.$$

Отсюда следует, что при включении взаимодействия в P^0 оно неизбежно должно быть включено и в N^i , поскольку справа стоит кинематический оператор импульса, который не зависит от взаимодействия. Необходимость

включения взаимодействия в несколько генераторов заставляет в релятивистской теории разделять генераторы на кинематические, т. е. не зависящие от взаимодействия, и гамильтонианы — зависящие от него.

В заключение отметим, что в релятивистской теории возникает еще одна неожиданная проблема. Рассмотренный выше способ включения взаимодействия опирается на опыт нерелятивистской квантовой теории, в которой в подавляющем большинстве случаев взаимодействие является кулоновским и, следовательно, представляет собой нулевую компоненту четырехвектора. Поэтому представляется вполне естественным включать взаимодействие в нулевую компоненту генераторов сдвига. В общем случае взаимодействие может быть лоренц-инвариантом. В этой ситуации его следует включать в массу. Разделение генераторов на кинематические и гамильтонианы является неоднозначным. Определенная систематика такого выбора была разработана Дираком более полувека тому назад [16]. Основная идея его систематики основана на введении определенных гиперповерхностей, которые при своем перемещении «во времени» сканируют все пространственно-временные точки пространства Минковского. При этом, разумеется, все точки этого пространства должны пересекаться только один раз. Можно придумывать различные поверхности такого типа. Они обычно называются поверхностями стабильности, а связанные с ними подгруппы Пуанкаре — группами стабильности [17].

Дирак рассмотрел три поверхности: гиперплоскость с нормалью, направленной вдоль оси времени, гиперплоскость, нормаль к которой направлена вдоль одной из образующих светового конуса, и, наконец, множество четырехмерных гиперboloидов. Схематически (в трехмерном пространстве) три рассмотренные Дираком гиперповерхности показаны на рис. 5. Указанному выбору гиперповерхностей соответствуют три способа разбиения генераторов группы Пуанкаре на кинематические и гамильтонианы, а именно: генераторы, которые не меняют положение гиперплоскости, считаются кинематическими; те же генераторы, которые изменяют положение гиперплоскостей, объявляются динамическими, или гамильтонианами. В результате согласно Дираку следует различать по крайней мере три типа динамических описаний мира, или три типа динамик. Динамика мгновенной формы (Instant Form — IF) — это привычная всем динамика с обычным временем t и пространственными координатами x . Ей соответствует гиперплоскость $t = \text{const}$. В этой динамике кинематическими генераторами являются шесть генераторов \mathbf{P} , \mathbf{J} : три компоненты импульса и три момента количества движения. Динамическими генераторами, или гамильтонианами, служат энергия P^0 и три оператора буста \mathbf{N} . Динамике светового фронта (Light Front — LF или LC) соответствует сканирующая гиперповерхность, начальное положение которой определяется уравнением

$$x^3 + t = 0. \quad (14)$$

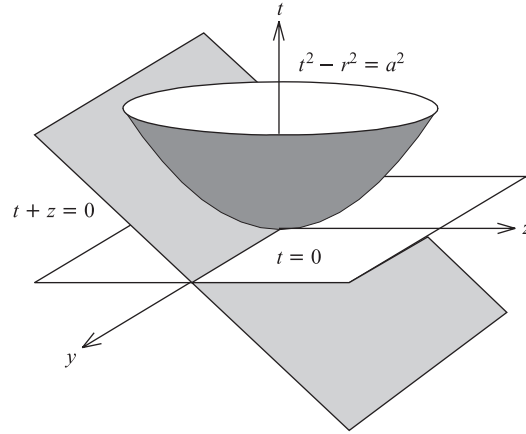


Рис. 5. Схематическое изображение гиперповерхностей, соответствующих различным формам динамики: динамике мгновенной формы ($t = 0$), динамике светового фронта ($t + z = 0$) и динамике точечной формы ($t^2 - r^2 = a^2$)

Время τ в такой динамике определяется сдвигом гиперплоскости (14) в направлении нормали к ней:

$$\tau = \frac{1}{\sqrt{2}}(t + x^3).$$

Кинематическими генераторами в этой динамике являются следующие семь генераторов группы Пуанкаре и их комбинаций:

$$\begin{aligned} P^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(P^0 + P^3), & \mathbf{P}_T &= (P^1, P^2), \\ E_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(N^1 + J^2), & E_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(N^2 - J^1), & J^3, & N^3. \end{aligned} \quad (15)$$

Гамильтонианов в этой динамике всего три:

$$P^- = \frac{1}{\sqrt{2}}(P^0 - P^3), \quad F_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(N^1 - J^2), \quad F_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(N^2 + J^1). \quad (16)$$

Генераторы P^+ , \mathbf{P}_T являются аналогами обычного импульса \mathbf{P} , генераторы $E_{1,2}$ представляют собой операторы сдвига импульса в перпендикулярном к оси x^3 направлении, J^3 — оператор поворота вокруг оси x^3 , N^3 — оператор буста вдоль оси x^3 . Подчеркнем также, что $P^+ \geq 0$. Генератор P^- играет роль энергии, $F_{1,2}$ — сложные операторы, не имеющие ясного физического

смысла. Возможно, лучшее понимание этих непривычных представлений появится, если мы двояким способом запишем скалярное произведение четырехвекторов $p \cdot x$:

$$p \cdot x = p^0 t - \mathbf{p} \cdot \mathbf{x} = p^- \cdot x^+ + p^+ \cdot x^- - \mathbf{p}_T \cdot \mathbf{x}_T,$$

где

$$x^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(t + x^3), \quad x^- = \frac{1}{\sqrt{2}}(t - x^3).$$

Считается, и это представляется почти очевидным, что различные формы динамик являются при точном расчете физически эквивалентными. В некоторых моделях имеется и явное доказательство этого утверждения. Тем не менее описание одного и того же процесса в рамках разных форм динамик может быть более простым или более сложным. Это обстоятельство оказывается особенно важным в ситуациях с непертурбативными процессами, когда предсказать заранее результат довольно сложно. Поэтому выяснение возможностей различных форм динамик осуществляется методом проб и ошибок. Отсылая читателя к специальным работам для ознакомления с более широкой трактовкой возможностей динамик [42–50], ограничимся здесь некоторым обсуждением соотношения динамик мгновенной формы и светового фронта.

В отличие от ИФ-динамики, в которой величины \mathbf{P} , \mathbf{J} задаются в один и тот же момент времени, в ЛС-динамике значения генераторов задаются в разные моменты времени, отсчитываемого в ИФ-динамике, поскольку все точки светового фронта

$$t + x^3 = 0,$$

очевидно, принадлежат разным моментам времени. Образно говоря, к одному моменту времени в ЛС-динамике относятся все точки, которые пересекаются распространяющейся поверхностью светового фронта. Замечательной особенностью ЛС-динамики является кинематическая природа оператора буста N^3 . Это почти автоматически означает, что волновые функции динамики светового фронта не зависят от полного импульса системы.

Релятивистская теория нескольких свободных частиц строится аналогичным образом. Вектор состояния такой системы представляется в виде прямого произведения векторов состояний отдельных частиц:

$$|p_1, p_2, \dots\rangle = |p_1\rangle \otimes |p_2\rangle \dots$$

Соответственно, генераторы группы Пуанкаре равняются прямой сумме генераторов отдельных частиц:

$$P^\mu = P_1^\mu \oplus P_2^\mu + \dots, \quad M^{\mu\nu} = M^{\mu\nu}(1) \oplus M^{\mu\nu}(2) \dots$$

Состояния свободных частиц в LC- и IF-динамиках должны быть тесно связаны друг с другом, поскольку они получаются действием бустов на одно и то же состояние в системе покоя частиц:

$$\begin{aligned} |\mathbf{p}, m\rangle &= U(L_c(p))|0, m\rangle, \\ |\mathbf{p}, m\rangle &= U(L_F(p))|0, m\rangle. \end{aligned}$$

Здесь $L_F(p)$ — характерный для LC-динамики способ превращения импульса $\tilde{p}^\mu = (\kappa, 0, 0, 0) \rightarrow p^\mu = (E, \mathbf{p})$:

$$p^\mu = L_F \tilde{p}^\mu. \quad (17)$$

Определение (17) позволяет связать состояния $|\mathbf{p}, m\rangle_c$ и $|\mathbf{p}, m\rangle_F$:

$$\begin{aligned} |\mathbf{p}, m\rangle_F &= U(L_F(p))|0, m\rangle = U(L_c(p))U(L_c(p))^{-1}U(L_F(p))|0, m\rangle = \\ &= U(L_c(p))R_M(p)|0, m\rangle = U(L_c(p))D_{m'm}^s(R_M) = \\ &= D_{m'm}^s(R_M(p))|\mathbf{p}, m\rangle_c. \end{aligned} \quad (18)$$

Вращательное преобразование $R_M(p)$ (то, что оно представляет собой именно вращение, несложно проверить) обычно называют вращением Меллоша [51]. Для частиц со спином $J = 1/2$ матрица Меллоша имеет вид

$$D^{1/2}(R_M) = \frac{m + p^+ - i\sigma[\mathbf{n} \cdot \mathbf{p}_T]}{\sqrt{(P^+ + m)^2 + \mathbf{p}_T^2}}. \quad (19)$$

Особый интерес для нас представляет релятивистское описание двух свободных частиц. В этом случае, как мы уже знаем, вектор состояния представляется в виде прямого произведения векторов состояния отдельных частиц:

$$|\mathbf{p}_1, m_1; \mathbf{p}_2, m_2\rangle = |\mathbf{p}_1, m_1\rangle \otimes |\mathbf{p}_2, m_2\rangle.$$

Физически более интересным является представление полного импульса \mathbf{P} и импульса \mathbf{k} одной из частиц в с.ц.м. двух частиц. Соответствующее состояние получается с помощью буста

$$|\mathbf{P}, \mathbf{k}, \kappa, m_1, m_2\rangle = U(L(\mathbf{P}))|\mathbf{P} = 0, \mathbf{k}, \kappa, m_1, m_2\rangle,$$

в этом выражении буст $L(\mathbf{P})$ превращает вектор $\tilde{P}^\mu = (M_k, 0, 0, 0)$ в вектор $P^\mu = (\sqrt{M_k^2 + \mathbf{P}^2}, \mathbf{P})$, а M_k — инвариантная масса двух частиц. В IF- и LC-динамиках пути достижения импульса P^μ различаются:

$$\begin{aligned} |\mathbf{P}, \mathbf{k}, \kappa, m_1, m_2\rangle_c &= U(L_c(\mathbf{P}))|\mathbf{P} = 0, \mathbf{k}, \kappa, m_1, m_2\rangle, \\ |\mathbf{P}, \mathbf{k}, \kappa, m_1, m_2\rangle_F &= U(L_F(\mathbf{P}))|\mathbf{P} = 0, \mathbf{k}, \kappa, m_1, m_2\rangle, \end{aligned}$$

где для краткости записи мы обозначили комбинацию (P^+, \mathbf{P}_T) в динамике светового фронта через вектор \mathbf{P} . Замечательной особенностью динамики светового фронта является способ введения внутренних переменных: они не меняются при световом бусте. Это означает, что волновая функция не зависит от полного импульса. Построение состояний двух свободных частиц с определенным полным моментом количества движения \mathbf{J} в системе их центра масс может быть произведено двумя способами. Во-первых, это может быть осуществлено в рамках спирального аппарата Джакоба и Вика [52]. Этот аппарат широко используется в физике высоких энергий, и мы не будем обсуждать его здесь. Второй способ используется в значительно меньшей степени, и мы его кратко рассмотрим. Он связан с введением орбитального и спинового моментов. Орбитальный момент возникает как оператор бесконечно малого поворота импульса. Очевидно, что этот оператор имеет вид

$$i \left[\mathbf{P} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{P}} \right].$$

Важными для нас являются волновые функции двух свободных частиц в $lSJM$ -представлении. В работе [20] было показано, что определенные с помощью соотношения (12) спины можно складывать точно так же, как и в нерелятивистской квантовой теории. Поэтому состояния с определенными орбитальным и суммарным спиновым моментами образуются следующим образом:

$$|\kappa lSJM\rangle = N \sum |\mathbf{k}, \kappa, m_1, m_2\rangle Y_{lm}(\mathbf{n}) \langle s_1 m_1 s_2 m_2 | S m_S \rangle \langle l m S m_S | J M \rangle. \quad (20)$$

Здесь $Y_{lm}(\mathbf{n})$ — сферическая функция ранга lm ; \mathbf{n} — единичный вектор в направлении \mathbf{k} ; $\langle s_1 m_1 s_2 m_2 | S m_S \rangle$ и $\langle l m S m_S | J M \rangle$ — коэффициенты Клебша–Гордана; N — нормировочный коэффициент. Отметим, что поскольку в с. ц. м. структура $lSJM$ -состояний точно такая же, как и в нерелятивистской квантовой теории, все формулы для угловых распределений, поляризаций и других характеристик бинарных реакций в релятивистской и нерелятивистской квантовых теориях должны совпадать.

Состояние $lSJM$ в с. ц. м. является одним и тем же базисным состоянием как в IF-, так и в LC-динамике. Различия между IF- и LC-состояниями с отличными от нуля полными импульсами возникают вследствие действия на них различных бустов:

$$\begin{aligned} |\mathbf{P}, \kappa, lSJM\rangle_c &= L_c(\mathbf{P}) |\kappa, lSJM\rangle, \\ |\mathbf{P}, \kappa, lSJM\rangle_F &= L_F(\mathbf{P}) |\kappa, lSJM\rangle. \end{aligned} \quad (21)$$

Как следствие этого, между состояниями (21) имеет место соотношение

$$|\mathbf{P}, \kappa, lSJM\rangle_c = \sum |\mathbf{P}, \kappa lSJM'\rangle_F D_{M'M}^J(R_M(\mathbf{P})). \quad (22)$$

2.4. Полевая реализация группы Пуанкаре. Рассмотрев общие проблемы группового подхода к релятивизму, перейдем теперь к вопросу построения релятивистских уравнений, или, точнее, к вопросу определения релятивистских амплитуд. На фундаментальном уровне, т. е. на уровне кварков, лептонов и калибровочных бозонов, вопросы релятивизма считаются абсолютно ясными: на этом уровне динамической реализацией группы Пуанкаре являются полевые теории Стандартной модели (СМ). Новые и нетривиальные вопросы возникают на уровне непертурбативных структур типа адронов и их взаимодействий. По-видимому, наиболее естественной формой релятивистской теории адронов также является феноменологическая теория поля с соответствующими ей феноменологическими лагранжианами и фейнмановской диаграммной техникой. Такая техника, несомненно, является релятивистски-инвариантной и может быть использована при описании адронных процессов, если в них принимает участие ограниченное число частиц. Главными элементами фейнмановской техники являются вершины и пропагаторы. В силу универсальности диаграммной техники пропагаторы свободных адронов со спинами $J = 0, 1/2, 1$ совпадают с соответствующими пропагаторами массивных частиц СМ. Дополнительные сложности с пропагаторами начинаются для частиц со спинами $J = 3/2, 5/2$ и т. д. В настоящее время техника записи пропагаторов для таких спинов находится на стадии становления. Наибольшие сложности в диаграммной технике возникают при нахождении вершин. В настоящее время нет каких-либо общепринятых принципов определения вершин. Широко используемое приближение киральной теории возмущений не имеет решающих доказательств своей адекватности физике адронов, хотя научное сообщество широко использует эту теорию. Поэтому в очень многих случаях приходится руководствоваться общими требованиями релятивистской инвариантности, а также вводить формфакторы, определяемые из эксперимента. В качестве примера приведем часто обсуждаемую дейтронную вершину $\Gamma_{\alpha\beta}^{\mu}$ в NN -канале:

$$\Gamma^{\mu}(p, P) = f_1 \gamma^{\mu} + g_1 \frac{p^{\mu}}{M} + \left[f_2 \gamma^{\mu} + g_2 \frac{p^{\mu}}{M} \right] \frac{\hat{p}_2 - M}{M} + \\ + \left[f_3 \gamma^{\mu} + g_3 \frac{p^{\mu}}{M} \right] \frac{\hat{p}_1 - M}{M} + \frac{\hat{p}_2 - M}{M} \left[f_4 \gamma^{\mu} + g_4 \frac{p^{\mu}}{M} \right] \frac{\hat{p}_1 - M}{M}, \quad (23)$$

где γ^{μ} — матрицы Дирака; $\hat{p} = p_{\mu}$, $p_1 = P/2 + p$, $p_2 = P/2 - p$, p_1 и p_2 — четырехимпульсы нуклонов; P и p — их суммарный и относительный импульсы.

Таким образом, дейтронная вершина описывается восемью не определяемыми из теории величинами $f_i, g_i (i = 1, \dots, 4)$, которые к тому же являются функциями инвариантных переменных p^2, p, P . В принципе дейтронные вершины могут быть вычислены как полюсы амплитуды NN -рассеяния.

Формальное уравнение в рамках полевой теории для NN -рассеяния носит название уравнения Бете–Солпитера [53], графически оно представлено на рис. 6, где прямоугольником изображена так называемая неприводимая амплитуда рассеяния, т. е. совокупность графиков, которые нельзя разрезать на две части, перерезая только две нуклонные линии. Уравнение Бете–Солпитера является гораздо более сложным, чем соответствующее уравнение в нерелятивистской квантовой теории. Дополнительной серьезной проблемой этого уравнения является неопределенность его неприводимой части. Все это, вместе взятое, существенно затруднило решение проблемы NN -взаимодействия в терминах уравнения Бете–Солпитера. И только в последние годы исследование двухнуклонной задачи в рамках этого уравнения получило серьезное развитие. Анализ этих вопросов, однако, выходит за рамки настоящего обзора.

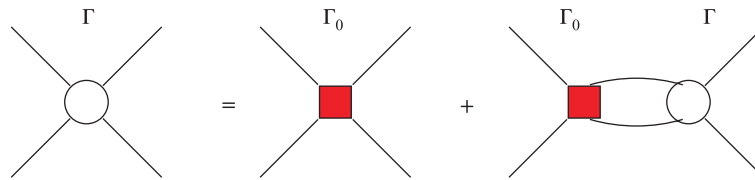


Рис. 6. Диаграммное отображение интегрального уравнения Бете–Солпитера

До сих пор, говоря о фейнмановской диаграммной технике, мы молчаливо предполагали, что речь идет о технике в рамках мгновенной формы динамики. Разумеется, теория поля может быть сформулирована и в терминах динамики светового фронта [54]. Не останавливаясь на технических деталях различия ИФ- и ЛС-полевых теорий, отметим некоторые важные аспекты ЛС-варианта теории поля. Прежде всего, заметим, что с формальной точки зрения ЛС-теория поля получается из ИФ-теории в результате перехода в систему отсчета, в которой суммарный импульс двух нуклонов стремится к бесконечности. Далее, по существу, ЛС- и ИФ-теории различаются тем, что у них существенно разные структуры вакуумов. Если в ИФ-динамике физический вакуум не уничтожается оператором a поглощения затравочной частицы,

$$a|0\rangle_c \neq 0,$$

то в ЛС-динамике вследствие условия $p^+ \geq 0$ имеет место соотношение

$$a|0\rangle_F = 0.$$

Это свойство ЛС-динамики затрудняет рождение пар частица–античастица из вакуума. Отсюда, в свою очередь, следует, что в ЛС-динамике подавляется

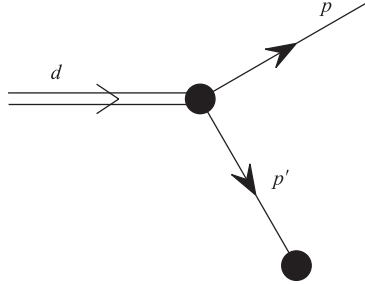


Рис. 7. Диаграммная структура с дейтроном d и нуклонами p (на массовой поверхности) и p' (виртуальный нуклон)

роль так называемых Z -диаграмм и доминируют диаграммы, развивающиеся в направлении хода времени [45]. Это обстоятельство приводит к тому, что с хорошей точностью оказывается возможным введение концепции волновой функции, которая ввиду своей ясной физической природы может существенно облегчить понимание физических процессов. В качестве иллюстрации рассмотрим диаграммную структуру, изображенную на рис. 7, в которой дейтрон и один из нуклонов находятся на массовой поверхности. Аналитически эта диаграмма имеет следующий вид:

$$\frac{M(d \rightarrow p, p')}{2p^+(p'^- - p'^+)^-_{0n}} = \frac{M(d \rightarrow p, p')}{(1-x)(m_d^2 - M^2(x, \mathbf{k}_T))}. \quad (24)$$

Здесь $p'^- = d_{0n}^- - p_{0n}^-$ — закон сохранения «энергии»,

$$d_{0n}^- = \frac{m_d^2}{2d^+}, \quad p_{0n}^- = \frac{m^2 + \mathbf{p}_T^2}{2p^+}, \quad x = \frac{p^+}{d^+}.$$

Индексом d отмечен четырехимпульс дейтрона, m_d — масса дейтрона, m — масса нуклона,

$$M(x, \mathbf{k}_T^2) = \frac{m^2 + \mathbf{p}_T^2}{x} + \frac{m^2 + \mathbf{p}_T^2}{1-x}.$$

Величина

$$\frac{M(d \rightarrow p, p')}{m_d^2 - M(x, \mathbf{p}_T^2)} \quad (25)$$

может быть истолкована как волновая функция $\Psi(x, \mathbf{k}_T)$.

2.5. Проблема момента и выбора оси z в ЛС-динамике. В ЛС-динамике операторы J_x , J_y момента количества движения изменяют положение гиперплоскости квантования и потому должны зависеть от взаимодействия. Это обстоятельство приводит к определенным трудностям при введении момента. В силу коммутационных соотношений между операторами J_x , J_y , J_z оператор \mathbf{J}^2 будет принимать те же собственные значения, что и в привычном нам квантовом мире. Поскольку, однако, J_x , J_y не коммутируют с оператором ЛС-энергии P^- , в процессе эволюции системы собственное значение \mathbf{J}^2 , казалось бы, не обязано сохраняться, и можно подозревать, что собственные состояния ЛС-гамильтониана могут не принадлежать одному значению момента.

Кроме того, в ИГ-динамике поворот не меняет характера взаимодействия и потому приводит к чисто геометрическому преобразованию волновых функций от одной проекции момента к другой, тогда как в ЛС-динамике он должен привести, вообще говоря, к существенным отличиям в состояниях с разными проекциями момента на ось z . Отсюда следует, что состояния с разными проекциями момента получаются друг из друга не вследствие чисто геометрического преобразования, а посредством решения новых уравнений типа уравнения Шредингера.

Наконец, ЛС-динамика формулируется с выделенной осью z и, дополнительно, сами уравнения кажутся нековариантными относительно поворотов. Отмеченные вопросы известны с момента квантовой реализации ЛС-динамики. И, разумеется, на них были даны те или иные ответы. Считается, что при точном расчете конечные результаты не зависят от выбора направления оси z , однако в случае приближенных вычислений они могут зависеть от этого выбора. Хотя не совсем ясно, как в общем случае определить, какому моменту принадлежит то или иное состояние, однако при нахождении связанных состояний вопрос решается относительно просто. Действительно, если, например, ищется энергия связи дейтрона, то сложность построения волновой функции с определенным спином может быть преодолена просто подсчетом степени вырождения найденных уровней по проекциям M момента J^3 , которая является сохраняющейся величиной. Но все-таки вопрос о возможности построения состояний с определенным моментом «висел в воздухе». В конечном счете Карманову [55–57] удалось решить эту проблему. Еще один ответ на этот вопрос дается в гамильтоновой форме динамики светового фронта.

2.6. Модель Карманова в рамках динамики светового фронта. В работах Карманова [55–57] была развита еще одна версия полевой теории в рамках ЛС-динамики. Этот подход, во-первых, уже на формальном уровне позволяет решать проблему момента и вращательной инвариантности, и, во-вторых, в нем с самого начала вводится концепция волновой функции. Включение волновой функции в полевую теорию осуществляется с помощью приема, предложенного Кадышевским [58] и состоящего в замене T -произведения в разложении S -матрицы на Θ -функции от скалярных произведений разностей координат и нормали к некоторой времениподобной гиперповерхности. С помощью такой замены оказывается возможным сделать все виртуальные частицы лежащими на массовой поверхности. Неизбежное нарушение закона сохранения энергии в промежуточных состояниях не приводит к противоречиям за счет введения «шпурионов» — фиктивных частиц, назначение которых состоит именно в том, чтобы решить противоречивую проблему «частицы на массовой поверхности — несохранение энергии в промежуточных состояниях».

Проблема вращательной инвариантности в подходе Карманова решается посредством включения ориентации ω световой гиперплоскости в число дополнительных динамических переменных. Представляется почти очевидным,

что одновременный поворот динамических переменных системы и ориентации световой гиперплоскости не должен приводить к изменению физического содержания теории. Более точно, это означает, что векторы состояния системы при таком преобразовании изменяются с помощью не зависящего от взаимодействия оператора поворота. Оказывается, что вследствие этого между операторами поворотов динамических переменных системы и плоскости квантования возникает определенная связь. Оператор поворота плоскости квантования является чисто геометрическим, т. е. не зависящим от взаимодействия. В результате проблема полного момента количества движения становится чисто геометрической и можно заранее построить состояния с определенным моментом. Таким образом, наблюдение Карманова состоит в том, что зависящая от взаимодействия часть операторов J_x , J_y просто равняется оператору поворота плоскости квантования. В качестве примера приведем вид такого оператора поворота для бесспиновой системы частиц:

$$\mathbf{J} = -i \left[\mathbf{k} \times \frac{\partial}{\partial \mathbf{k}} \right] - i \left[\mathbf{n} \times \frac{\partial}{\partial \mathbf{n}} \right], \quad (26)$$

где \mathbf{n} — трехмерная нормаль к плоскости квантования. Вторая часть оператора поворота связана с вращением плоскости квантования и отражает зависящую от взаимодействия часть оператора поворота.

Платой за возможность геометрически сформировать состояние с определенным моментом является появление в волновых функциях зависимости от нормали ω или ее трехмерной части \mathbf{n} . В результате волновая функция, например, дейтрона становится зависящей от продольной и поперечной составляющих внутреннего импульса, как это и должно быть в динамике светового фронта. Таким образом, в формализме Карманова волновая функция нетривиально зависит от продольной и поперечной составляющих внутреннего импульса и в то же время может обладать определенным моментом. Это обстоятельство будет использовано в разд. 6.

2.7. Гамильтонова форма реализации группы Пуанкаре. Наряду с полевой реализацией группы Пуанкаре имеется ее гамильтонова реализация, основанная на релятивистски-инвариантном включении мгновенного потенциала \hat{V} в генераторы.

Способ правильного включения взаимодействия в генераторы был найден Бакамжаном и Томасом [59] и затем переоткрыт Терентьевым, Берестецким и Кондратюком [60]. Идея Бакамжана и Томаса заключалась в том, чтобы ввести в потенциал \hat{V} массу и наложить на него ряд дополнительных условий. Хотя эта идея может быть реализована в рамках всех трех дираковских динамик, мы проследим ее осуществление на примере ЛС-динамики. В этой динамике, как мы уже говорили, имеется семь кинематических генераторов:

$$p^+, \mathbf{p}_T, E_{1,2}, J^3, N^3,$$

и три гамильтониана:

$$P^-, F_{1,2}.$$

Инвариантная масса является оператором Казимира группы Пуанкаре, т. е. коммутирует со всеми генераторами этой группы. Для двух свободных частиц оператор массы является диагональной матрицей, зависящей от импульса одной из частиц в системе их общего центра масс:

$$M_0 = M_0(k)\delta_{\mathbf{k},\mathbf{k}'}$$

Гамильтонианы $p^-, F_{1,2}$ могут быть выражены через M_0, J_x, J_y . В частности,

$$p^- = \frac{M_0^2 + \mathbf{p}_T^2}{x}$$

Теперь почти очевидно, что инвариантный характер массы по отношению к свободным генераторам группы Пуанкаре сохранится, если мы перейдем от оператора Казимира M_0 к недиагональному «оператору Казимира» M :

$$M_0 \rightarrow M = M_0 + \hat{V},$$

который, однако, коммутирует с набором генераторов $p^+, \mathbf{p}_T, E_{1,2}, J^3, N^3, J_x, J_y$:

$$[M_0, \hat{V}] = [p^+, \hat{V}] = [\mathbf{p}_T, \hat{V}] = [\mathbf{J}, \hat{V}] = [N^3, \hat{V}].$$

Теперь мы имеем ситуацию, когда генераторы двух свободных частиц модифицируются взаимодействием только в той мере, в какой в их конкретную запись входит масса. Поскольку, однако, \hat{V} коммутирует со всеми этими генераторами, то это означает, что вся алгебра генераторов остается неизменной и при массе, зависящей от взаимодействия. Таким образом, удастся сохранить алгебру группы Пуанкаре и после введения взаимодействия в генераторы. Теперь не представляет труда написать релятивистски-инвариантный аналог уравнения Шредингера.

Ограничимся случаем двух нуклонов и построим для них релятивистскую теорию. В с. ц. м. релятивистски-инвариантное уравнение для волновой функции Ψ в представлении $lSJM$ может быть записано следующим образом:

$$(M_0 + \hat{V})|\Psi\rangle = M_0(k)\delta_{l'S'J'M';lSJM} + \sum \langle l'S'J'M'|\hat{V}|lSJM\rangle \langle l'S'J'M'|\Psi\rangle = M \langle l'S'J'M'|\Psi\rangle. \quad (27)$$

Поскольку это уравнение записано в терминах инвариантных операторов, то оно должно иметь такой же вид и в любой другой системе отсчета. Действительно, подействуем на это уравнение слева оператором буста $U(L_F(p^+, \mathbf{p}_T))$:

$$(M_0 + \hat{V})|\Psi_{P^+, \mathbf{P}_T}\rangle = M_0(k)\delta_{l'S'J'M';lSJM} \cdot \delta_{\mathbf{k},\mathbf{k}'} + \langle l'S'J'M'|\hat{V}|lSJM\rangle \langle P^+, \mathbf{P}_T; k|lSJM|\Psi_{P^+, \mathbf{P}_T}\rangle. \quad (28)$$

Уравнения (27) и (28) для волновых функций в с. ц. м. и в любой другой системе, как мы видим, совпадают. Отсюда следует, что уравнение Шредингера в изложенной теории не зависит от полного импульса. В настоящее время эта теория распространена и на случай трех частиц, однако обсуждение этих вопросов выходит за рамки обзора.

2.8. Несколько замечаний общего характера. В заключение сделаем несколько замечаний общего характера. Во-первых, теория с мгновенным потенциальным взаимодействием между нефундаментальными степенями свободы, такими, как адроны, может быть справедливой только на относительно больших расстояниях между адронами. Точечные полевые теории типа СМ претендуют на описание взаимодействия фундаментальных частиц на всех расстояниях, в том числе и на очень малых. Поэтому очерченная теория может быть только низкоэнергетическим пределом КХД. Интересно отметить, что некоторые из создателей релятивистской квантовой механики [10] считают ее единственно правильной теорией, поскольку, по их мнению, решающих доказательств того, что теория поля описывает непертурбативные процессы, пока еще нет.

Чтобы быть последовательной теорией эффективных степеней свободы, теория должна удовлетворять принципу кластеризации, состоящему в том, что при удалении одной из частиц, принадлежащей к группе частиц, на большое расстояние от группы удаленная частица и оставшаяся группа должны становиться независимыми. Общее рассмотрение принципа кластеризации было проведено Соколовым [61]. В рамках релятивистской квантовой теории к настоящему моменту выполнено большое число конкретных расчетов. Однако решающие доказательства ее правильности пока еще отсутствуют. Правда, необходимо отметить удачное решение проблемы отношения электрического и магнитного формфакторов протона [62], состоящей в различии пространственных распределений зарядового и магнитного токов в протоне, в рамках световой формы релятивистской квантовой теории [63, 64]. Однако существуют и альтернативные объяснения этого явления.

3. ЯДЕРНАЯ ФРАГМЕНТАЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ДЕЙТРОНОВ: ИМПУЛЬСНЫЕ СПЕКТРЫ И СЕЧЕНИЯ

3.1. Эксперимент. Измерения импульсных спектров протонов, испускаемых во взаимодействиях дейтронов с ядрами ^1H , ^2H и ^{12}C , проводились на синхрофазотроне ОИЯИ с помощью магнитного спектрометра с пропорциональными камерами [65]. Схема эксперимента показана на рис. 8.

Пучок выведенных из ускорителя дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с и интенсивностью $(0,5-5) \cdot 10^9$ частиц в импульсах длительностью $\sim 0,5$ с и с

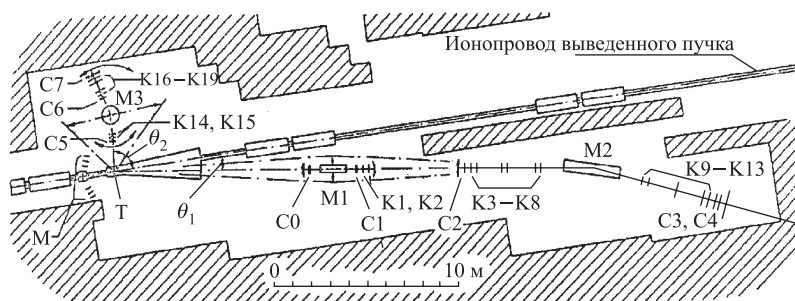


Рис. 8. Схема установки МАСПИК: Т — мишень; М1 — отклоняющий магнит; θ_1 , θ_2 — углы, под которыми регистрировались вторичные частицы; М2, М3 — анализирующие магниты; С0–С7 — сцинтилляционные счетчики; К1–19 — пропорциональные камеры; М — мониторы

частотой 0,1 Гц падал на мишени из CH_2 , CD_2 и С толщиной $\sim 2 \text{ г/см}^2$ каждая, устанавливаемые поочередно в ионопровод медленного вывода пучка.

Угол θ_1 , под которым проводились измерения, определялся положениями сцинтилляционного счетчика С0 и магнита М1. Горизонтальный угловой аксептанс определялся поперечным размером сцинтиллятора счетчика С0. Вторичные частицы, отобранные счетчиком С0, отклонялись в магнитном поле магнита М1 и затем регистрировались счетчиками С1–С4 и пропорциональными камерами К1–К13.

Импульсы вторичных частиц определялись по углу их отклонения в магнитном поле анализирующего магнита с точностью $\sim 0,2\%$. Измерения охватывали импульсный интервал вторичных частиц от 3,2 до 9 ГэВ/с. Вторичные протоны и дейтроны разделялись по измеренным значениям их импульсов и двух времен пролета на базах длиной $\sim 22 \text{ м}$ между счетчиками С0 и С4 и $\sim 16 \text{ м}$ между счетчиками С1 и С3 с временным разрешением $\pm 0,2 \text{ нс}$.

Спектры протонов для соударений дейтронов с ядрами ^1H и ^2H были получены путем вычитания спектров от мишеней CH_2 , CD_2 и С.

3.2. Результаты измерений. Импульсные спектры протонов, испускаемых под углами 103, 139 и 157 мрад во взаимодействиях дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с с ядрами ^1H , ^2H и ^{12}C , приведены на рис. 9–11. Измерения охватывали почти всю кинематически доступную для испускания протонов в реакции $A(d, p)X$ область больших импульсов (выше 3,2 ГэВ/с).

Так как максимумы протонных спектров согласуются с положениями пиков от упругого Np -рассеяния при 4,5 ГэВ/с, можно допустить, что полученные распределения в основном обусловлены протонами, испытавшими квазиупругие взаимодействия с нуклонами мишеней в процессе развала дейтронов. Неупругие NN -взаимодействия дают вклад в области спектров левее миниму-

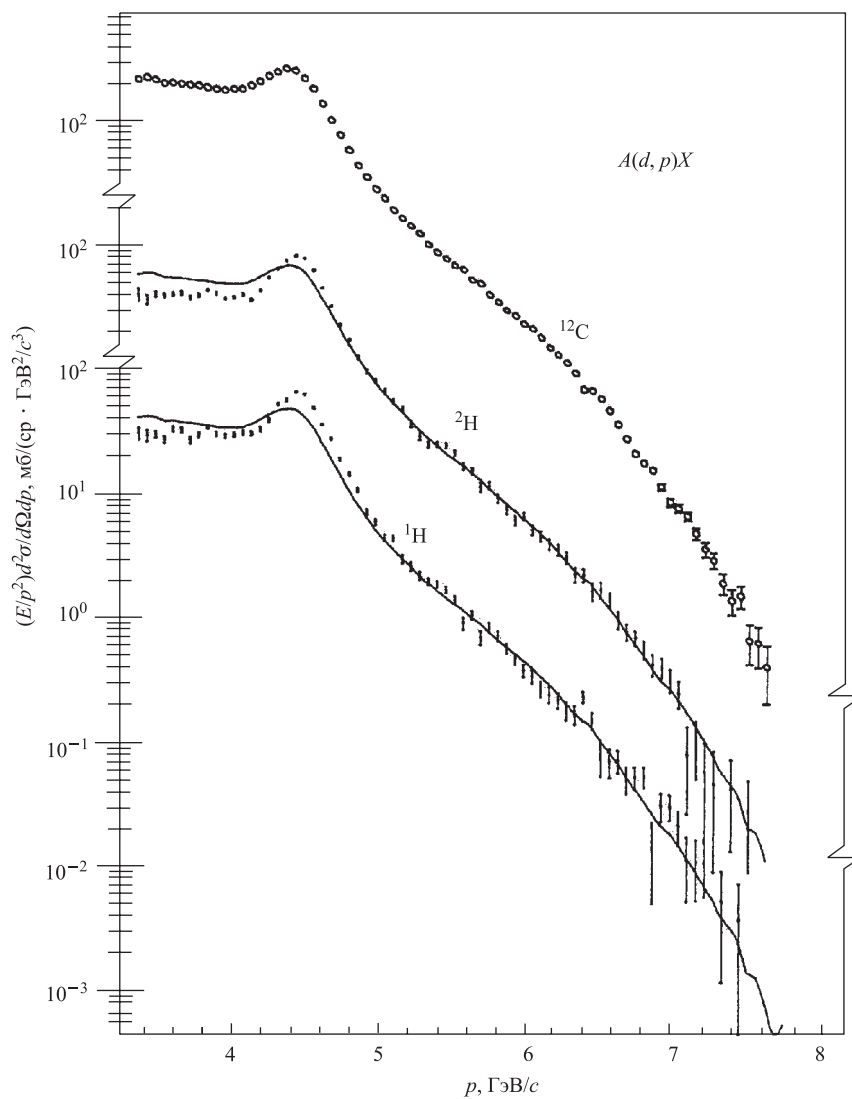


Рис. 9. Импульсные спектры протонов, зарегистрированных под углом 103 мрад во взаимодействиях дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с с ядрами ${}^1\text{H}$, ${}^2\text{H}$ и ${}^{12}\text{C}$. Сплошные кривые представляют собой результат сплайн-аппроксимации данных для углерода, умноженный на факторы 0,187 (для ${}^1\text{H}$) и 0,270 (для ${}^2\text{H}$)

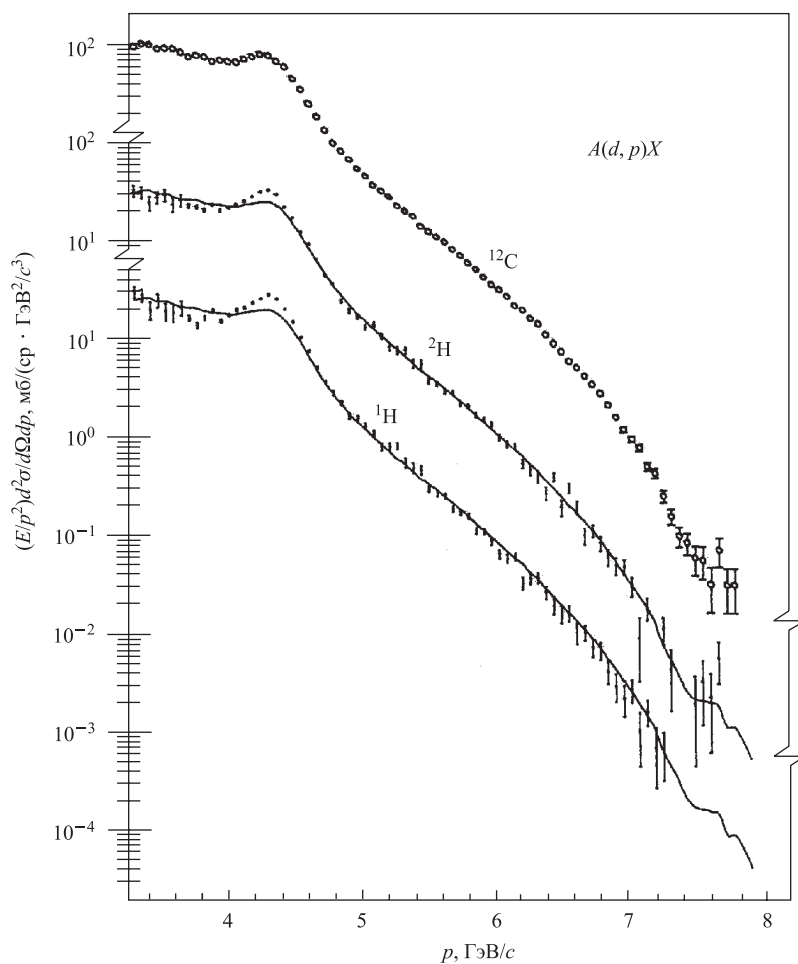


Рис. 10. То же, что на рис. 9, но для угла 139 мрад и с факторами 0,258 (для ${}^1\text{H}$) и 0,326 (для ${}^2\text{H}$)

мов. Априори нельзя исключить наличия в спектрах примеси спектаторных протонов от стриппинга и дифракционной диссоциации дейтронов. Как известно, дифференциальные сечения этих процессов прямо пропорциональны импульсному распределению нуклонов в дейтроне. Так как поперечные импульсы инвариантны относительно преобразований Лоренца вдоль оси z , из исследованных областей поперечных импульсов спектаторных протонов следует, что их выход должен характеризовать однонуклонную плотность дейтрона на относительных расстояниях 0,2–0,4 Фм.

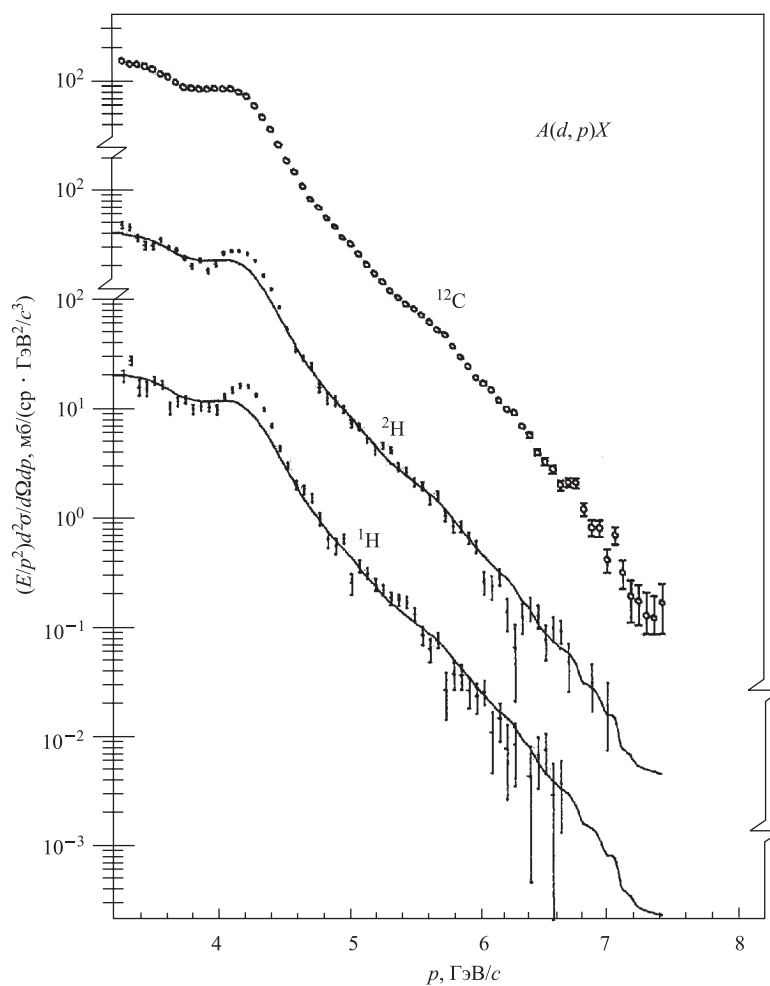


Рис. 11. То же, что на рис. 9, но для угла 157 мрад и с факторами 0,136 (для ^1H) и 0,261 (для ^2H)

Сплошные кривые на рис. 9–11 представляют результаты сплайн-аппроксимаций значений инвариантных дифференциальных сечений для углеродных мишеней, умноженные на соответствующие нормирующие множители γ_A . Видно, что для импульсов, превышающих 4,6 ГэВ/с, эти кривые хорошо согласуются с данными для дейтериевой и водородной мишеней. Таким образом, полученные данные демонстрируют универсальность высокоимпульсных

частей спектров от реакции $A(d, p)X$, т.е. подобие их формы для разных мишеней. Это означает, что инвариантное дифференциальное сечение испускания протонов в реакции $A(d, p)X$ под данным углом можно представить в виде

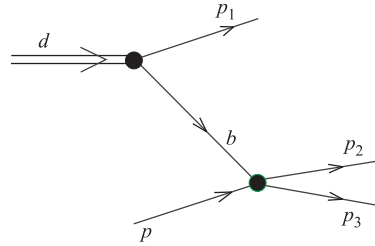
$$Ed\sigma/d\mathbf{p} = \gamma_A \gamma_d(\mathbf{p}),$$

где вся зависимость от мишени сводится к фактору γ_A , а форма импульсного спектра $\gamma_d(\mathbf{p})$ определяется структурой дейтрона и механизмом реакции.

3.3. Анализ экспериментальных данных: механизмы реакции и степени свободы. Сравнительно небольшая неупругость в NN -соударениях вплоть до энергий 1–1,5 ГэВ (см., например, [66]), а также адекватное эксперименту описание данных, полученных в экспериментах по пороговому электрорасщеплению дейтронов, в терминах нуклонов вплоть до передаваемых импульсов порядка 1 ГэВ/с [67] позволяют считать, что при анализе реакции ${}^1\text{H}(d, p)X$ следует в первом приближении использовать только нуклонные степени свободы.

Далее, из-за малой энергии связи дейтрона можно ожидать, что при релятивистских энергиях дейтронов основной вклад в эту реакцию дает механизм импульсного приближения. Этот механизм можно представить диаграммой Фейнмана, показанной на рис. 12.

Рис. 12. Простейшая диаграмма для описания реакции ${}^1\text{H}(d, p)X$ с испусканием протонов в переднем направлении. d — налетающий дейтрон; p — протон мишени; p_1 — спектаторный нуклон; b — обмениваемая виртуальная частица, находящаяся вне массовой поверхности; p_2 и p_3 — нуклоны от взаимодействия частицы b с мишенью p



В соответствии с правилами Фейнмана инвариантную амплитуду для диаграммы рис. 12 можно записать в виде

$$\mathcal{M} = \frac{M(d \rightarrow bp_1)M(bp \rightarrow p_2X)}{l^2 - m^2}, \quad (29)$$

где $M(d \rightarrow bp_1)$ и $M(bp \rightarrow p_2X)$ — инвариантные амплитуды развала дейтрона на частицы b, p_1 и реакции $bp \rightarrow p_2p_3$ соответственно; l^2 — квадрат четырехимпульса немассовой частицы b , а m — масса нуклона. Сейчас, для простоты, частицы считаются бесспиновыми.

Пренебрегая в настоящий момент также интерференцией различных диаграмм, подобных изображенной на рис. 12, получим следующее выражение

для дифференциальных сечений:

$$\frac{E_{p_2} d\sigma}{d\mathbf{p}_2} = \frac{1}{2(2\pi)^3} \int \left| \frac{M(d \rightarrow bp_1)}{l^2 - m^2} \right|^2 \frac{I(b, p)}{I(d, p)} \frac{d\mathbf{p}_1}{E_{p_1}} \frac{E_{p_2} d\sigma}{d\mathbf{p}_2} (bp \rightarrow p_2 X), \quad (30)$$

если регистрируется частица p_2 , и

$$\frac{E_{p_1} d\sigma}{d\mathbf{p}_1} = \frac{1}{2(2\pi)^3} \left| \frac{M(d \rightarrow bp_1)}{l^2 - m^2} \right|^2 \frac{I(b, p)}{I(d, p)} \sigma(bp \rightarrow p_2 X), \quad (31)$$

если регистрируется частица-спектатор p_1 . Здесь \mathbf{p}_1 и \mathbf{p}_2 — трехимпульсы частиц p_1 и p_2 соответственно; $I(b, p)$ и $I(d, p)$ — инвариантные потоки соответствующих частиц, например,

$$I(b, p) = \sqrt{(lp)^2 - l^2 p^2}, \quad (32)$$

где l и p — четырехимпульсы частиц b и p соответственно.

Реакцию фрагментации релятивистских дейтронов будем описывать в рамках динамики светового фронта или, что то же самое, в системе отсчета, в которой импульс дейтрона стремится к бесконечности (СБИ) (как это было сделано в работах [68–70]). В пользу выбора динамики светового фронта, помимо приведенных ранее, можно привести и дополнительные аргументы. Во-первых, структуру адронов и ядер в адронных процессах целесообразно рассматривать единым образом. В тех случаях, когда эффекты, связанные с влиянием структуры нуклона и ядра, перекрываются, такое описание является необходимым. Во-вторых, в СБИ из-за отсутствия z -диаграмм (диаграмм, обратных по времени) эффекты структуры релятивистской системы естественным образом описываются волновой функцией, имеющей вероятностный смысл [45]. В-третьих, все возрастающее количество экспериментов с пучками релятивистских ядер и неоднозначность преобразования параметров, характеризующих структуру ядра, из системы его покоя в л. с. делают анализ экспериментов в СБИ крайне желательным.

В динамике светового фронта вершинная функция $M(d \rightarrow bp_1)$ связана с волновой функцией $\psi(y, \mathbf{l}_T)$ соотношением [68–70]:

$$\frac{M(d \rightarrow bp_1)}{l^2 - m^2} = \frac{\psi(y, \mathbf{l}_T)}{y}, \quad (33)$$

где y — доля полного продольного импульса дейтрона, уносимого частицей b в СБИ:

$$y = \frac{b_0 + b_3}{d_0 + d_3}, \quad (34)$$

а l_T — поперечный импульс частицы b относительно оси взаимодействия. Квадрат «нефизической» массы этой частицы определяется законом сохранения энергии $d_0 = b_0 + p_{10}$ в вершине, описывающей диссоциацию дейтрона:

$$l^2 = \frac{y(1-y)d^2 - yp_1^2 - l_T^2}{1-y}. \quad (35)$$

Следуя [68], удобно записать четырехимпульсы частиц, входящих в задачу, в виде

$$\begin{aligned} d &= \left(P_2 + \frac{d^2}{4P_2}, \mathbf{0}_T, P_2 - \frac{d^2}{4P_2} \right), \\ p &= \left(P_1 + \frac{p^2}{4P_1}, \mathbf{0}_T, -P_1 + \frac{p^2}{4P_1} \right), \\ p_1 &= \left((1-y)P_2 + \frac{p_1^2 + l_T^2}{4(1-y)P_2}, -l_T, (1-y)P_2 - \frac{p_1^2 + l_T^2}{4(1-y)P_2} \right), \\ b &= \left(yP_2 + \frac{l^2 + l_T^2}{4yP_2}, l_T, yP_2 - \frac{l^2 + l_T^2}{4yP_2} \right). \end{aligned} \quad (36)$$

Эти четырехимпульсы определены в общем наборе систем координат, движущихся вдоль пучка. Конкретная система определяется выбором P_1 и P_2 . Например, в системе бесконечного импульса $P_2 = \infty$, а лабораторная система определяется условиями $P_2 = \frac{1}{2}(E_d + p_d)$, $P_1 = \frac{1}{2}m$.

Подставив (33) в (30) и (31), найдем

$$\frac{E_{p_2} d\sigma}{d\mathbf{p}_2} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int |\psi(y, l_T)|^2 \frac{I(b, p)}{yI(d, p)} \frac{dy dl_T}{2y(1-y)} \frac{E_{p_2} d\sigma}{d\mathbf{p}_2} (bp \rightarrow p_2 X), \quad (37)$$

$$\frac{E_{p_1} d\sigma}{d\mathbf{p}_1} = \frac{|\psi(y, l_T)|^2}{2(2\pi)^3} \frac{I(b, p)}{yI(d, p)} \sigma(bp \rightarrow p_2 X). \quad (38)$$

Уравнение (37) для дифференциального сечения инклюзивного процесса $H(d, p)X$ содержит инклюзивное дифференциальное сечение основного соударения $bp \rightarrow p_2 X$. Если X — фиксированное состояние p_3 , то можно записать:

$$E_{p_2} \frac{d\sigma}{d\mathbf{p}_2} (bp \rightarrow p_2 X) = \frac{2I(b, p)}{\pi} \delta(m_X^2 - m_{p_3}^2) \frac{d\sigma}{dt'} (bp \rightarrow p_2 p_3), \quad (39)$$

где $d\sigma(bp \rightarrow p_2 p_3)/dt'$ относится к эксклюзивной реакции $bp \rightarrow p_2 p_3$, а s' и t' являются обычными инвариантными переменными в основной системе:

$$s' = (b + p)^2, \quad t' = (b - p_2)^2.$$

Наличие δ -функции в выражении (39) позволяет в конкретных вычислениях исключить интегрирование по одной из переменных, например, по y . Тогда выражение (37) можно записать в виде

$$E_{p_2} \frac{d\sigma}{d\mathbf{p}_2} = \frac{2m}{\pi a d_3} \int_{l_{T \min}}^{l_{T \max}} \int_0^{\alpha_{\max}} \frac{(1-y_1)|\mathbf{b}|^2}{y_1|y_1-y_2|} G_{b/d}(y_1, \mathbf{l}_T) \times \\ \times \frac{d\sigma}{dt'}(bp \rightarrow p_2 p_3) l_T dl_T d\alpha, \quad (40)$$

где

$$G_{b/d}(y_1, \mathbf{l}_T)$$

— обсуждаемая далее структурная функция,

$$a = d^2 + (d_0 + d_3)(m - p_{20} + p_{23}),$$

α — угол между векторами \mathbf{l}_T и \mathbf{p}_{2T} , а y_1, y_2 — два решения уравнения

$$\left[\frac{m - p_{20} - p_{23}}{d_0 + d_3} + y \right] \left[a - \frac{p_1^2 + l_T^2}{1-y} \right] - m_d^2 - (\mathbf{l}_T - \mathbf{p}_{2T})^2 = 0, \quad (41)$$

которое выражает сохранение четырехимпульса в вершине взаимодействия. Пределы интегрирования определяются условием, чтобы y_1 и y_2 были реальными числами.

Структурная функция дейтрона. В диаграммной технике Фейнмана для динамики мгновенной формы величина

$$\Phi = \frac{M(d \rightarrow p_1 b)}{l^2 - m^2} \quad (42)$$

для бесспиновых частиц является функцией одной переменной, $\Phi = \varphi(l^2)$, причем в нерелятивистской теории функция $\varphi(l^2)$ имеет вероятностный смысл и с точностью до множителя отождествляется с волновой функцией дейтрона. В релятивистском случае $\varphi(l^2)$ теряет смысл волновой функции, поскольку, в частности, помимо процесса диссоциации дейтрона она представляет также вклад от процесса аннигиляции антинуклона на дейтроне. В динамике светового фронта ситуация меняется, и функция (42) может быть истолкована как волновая функция. В этой динамике амплитуда $M(d \rightarrow bp_1)$ связана соотношением (33) с волновой функцией $\psi(y, \mathbf{l}_T)$ в переменных y и l_T , которые инвариантны относительно преобразований Лоренца в продольном направлении, с нормировкой

$$\frac{1}{(2\pi)^3} \int |\psi(y, \mathbf{l}_T)|^2 \frac{dy dl_T}{2y(1-y)} = 1. \quad (43)$$

Структурная функция дейтрона связана с волновой функцией $\psi(y, \mathbf{l}_T)$ соотношением

$$G_{b/d}(y, \mathbf{l}_T) = \frac{1}{2(2\pi)^3} \frac{|\psi(y, \mathbf{l}_T)|^2}{y(1-y)}. \quad (44)$$

Она выражает вероятность обнаружить конститuent типа b в ядре d с долей продольного импульса y и поперечным импульсом \mathbf{l}_T . Эта функция нормирована условиями

$$\sum_b \int G_{b/d}(y, \mathbf{l}_T) dy d\mathbf{l}_T = 2, \quad \sum_b \int G_{b/d}(y, \mathbf{l}_T) y dy d\mathbf{l}_T = 1, \quad (45)$$

где 2 — число конститuentов в дейтроне, а второе условие выражает закон сохранения импульса.

Подчеркнем еще раз, что в технике ИФ-диаграмм Фейнмана функция (42) зависит от одной переменной l^2 (в пренебрежении спиновыми степенями свободы), и поэтому $\psi(y, \mathbf{l}_T)$, казалось бы, также должна быть функцией одной переменной, т.е. $\psi(y, \mathbf{l}_T) = \psi(l^2(y, \mathbf{l}_T))$. В этой же технике в дейтронной вершине дейтрон переходит в два нуклона с возбуждением различных степеней свободы, в частности, мезонных [71]. Если, однако, ограничиться только нуклонными степенями свободы, то в ЛС-динамике волновая функция $\psi(y, \mathbf{l}_T)$ будет функцией двух независимых переменных. Вопрос о том, зависит ли действительно волновая функция от одной или двух переменных, нельзя решить теоретически из-за неприменимости теории возмущений. Он может быть решен только путем сопоставления с экспериментом.

Можно выделить несколько подходов для конкретизации структурной функции $G_{b/d}(y, \mathbf{l}_T)$. В одном из них вид этой функции выбирается на основании теоретико-полевых моделей NN -взаимодействия [68, 69], а численные значения свободных параметров находятся из сравнения результатов расчетов с экспериментальными данными. Так, в работе [69] при описании инклюзивного спектра протонов, испущенных под углом $2,5^\circ$ в реакции $^{12}\text{C}(d, p)X$ при начальной кинетической энергии дейтрона 2,1 ГэВ/нуклон [72], структурная функция дейтрона была выбрана в виде

$$G_{b/d}(y, \mathbf{l}_T) = \frac{N_0}{2(2\pi)^3} \frac{[y(1-y)]^g}{[M^2(y) + bf l_T^2]^2 [1 + \mathbf{l}_T^2 / (\delta^2 + M^2(y))]^{g-1}}, \quad (46)$$

где

$$M^2(y) = (1-y)b^2 + y\beta^2 - y(1-y)d^2,$$

N_0 — нормировочный множитель, а значения параметров g и δ^2 выбраны равными 3 и 0,2 (ГэВ/с)² соответственно. В работе [69] отмечалось также, что значения $g = 2$ и $\delta^2 \simeq 0,08$ (ГэВ/с)² соответствовали бы структурной функции «хьюлтеновского» типа для дейтрона. К недостаткам описываемого подхода

можно отнести, во-первых, возможность феноменологического учета вкладов нескольких реально существующих механизмов в рамках механизма, представленного диаграммой импульсного приближения (рис. 12), за счет варьирования параметров и, во-вторых, отсутствие учета спиновых степеней свободы.

Другой подход к определению структурной функции $G_{b/d}(y, l_T)$ сводится к заданию способа преобразования импульсного распределения нуклонов в дейтроне $\varphi(\mathbf{k})$ при переходе из системы покоя дейтрона в л. с. координат. При этом предполагается обычно, что само импульсное распределение является скалярной функцией импульсов. В литературе используется несколько вариантов связи между (y, l_T) и \mathbf{k} , приводящих в конечном счете к разным результатам [73].

Наконец, релятивистская волновая функция дейтрона, зависящая от двух переменных, была получена в работе [18, 74] в рамках динамики светового фронта. В отличие от нерелятивистских волновых функций, представляющих S - и D -состояния дейтрона, релятивистская функция определяется шестью инвариантными функциями, каждая из которых зависит от двух скалярных переменных k и $z = \cos \widehat{\mathbf{k} \cdot \mathbf{n}}$, где \mathbf{k} — импульс внутреннего движения нуклонов в дейтроне, а \mathbf{n} — единичная нормаль к поверхности светового фронта.

Интерференция амплитуд. Механизм диаграммы, приведенной на рис. 12, на самом деле представляет интерферирующую сумму вкладов от трех диаграмм, изображенных на рис. 13. Символы на рис. 13 имеют тот же смысл, что и на рис. 12. Диаграмма рис. 13, *a* соответствует случаю, когда регистрируемый протон образуется в результате стриппинга, а в нижней вершине имеет место упругое np -рассеяние. В диаграммах *b* и *в* нижние вершины отвечают зарядово-обменному np - и упругому pp -рассеяниям соответственно. Однородность всех вершин в этих диаграммах позволяет анализировать их интерференционные вклады в инвариантное дифференциальное сечение реакции ${}^1\text{H}(d, p)X$.

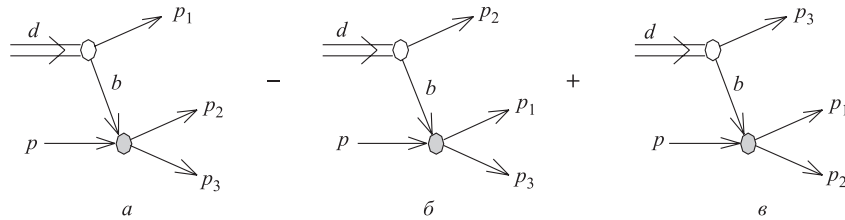


Рис. 13. Диаграммы реакции ${}^1\text{H}(d, p)X$, амплитуды которых интерферируют

Подставим вместо амплитуды $M(bp \rightarrow p_2 X)$ в выражение (29) комбинацию амплитуд

$$M(b_1 p \rightarrow p_2 p_3) - M(b_2 p \rightarrow p_1 p_3) + M(b_3 p \rightarrow p_1 p_2). \quad (47)$$

Предположим, что эти амплитуды можно параметризовать в виде, обычно используемом в случае NN -рассеяния, например:

$$\begin{aligned} M(b_1 p \rightarrow p_2 p_3) &= (\alpha - i) 2I(b_1, p) \sigma_{\text{tot}} \exp\left(\frac{1}{2}bt\right) = \\ &= (\alpha - i) 2I(b_1, p) (16\pi)^{1/2} (d\sigma/dt)^{1/2}. \end{aligned} \quad (48)$$

Далее, подставляя (47) в (29) и учитывая (48), можно получить выражения для всех интерференционных членов. Например, для диаграмм рис. 13, *а*, *б* этот член имеет вид

$$\begin{aligned} & - \frac{2}{\pi} \int [y_1/(1-y_1)]^{1/2} \left\{ G_S^{1/2}(y_1, \mathbf{l}_{1T}) G_S^{1/2}(y_2, \mathbf{l}_{2T}) \right\} + \\ & \quad + \zeta \left\{ G_D^{1/2}(y_1, \mathbf{l}_{1T}) G_D^{1/2}(y_2, \mathbf{l}_{2T}) \right\} [y_2/(1-y_2)]^{1/2} \times \\ & \quad \times \frac{I(b_1, p) I(b_2, p)}{I(d, p)} \left(\frac{d\sigma}{dt'_1} \right)^{1/2} \left(\frac{d\sigma}{dt'_2} \right)^{1/2} \frac{d\mathbf{p}_3 d\mathbf{p}_1}{p_{30} p_{10}} \delta^4(d + p - p_1 - p_2 - p_3), \end{aligned} \quad (49)$$

где y_1 , \mathbf{l}_{1T} и y_2 , \mathbf{l}_{2T} — определенные выше переменные y , \mathbf{l}_T , относящиеся к диаграммам рис. 13, *а*, *б*,

$$\zeta = P_2(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{k}_2 / |\mathbf{k}_1| \cdot |\mathbf{k}_2|), \quad (50)$$

P_2 — полином Лежандра; t' — квадрат четырехимпульса, передаваемого в нижних вершинах этих диаграмм. Аналогичные формулы имеют место и для интерференционных членов диаграмм, показанных на рис. 13, *а*, *в* и рис. 13, *б*, *в*.

Далее, можно преобразовать δ -функцию, которая выражает сохранение четырехимпульса, в уравнение для y_2 и найти, что интерференционный член диаграмм рис. 13, *а*, *б* принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} p_{10} \frac{d\sigma}{d\mathbf{p}_1}(dp \rightarrow p_1 X) &= \\ &= - \frac{4m|\mathbf{p}_1|}{\pi a d_3} \left(\frac{1-y_1}{y_1} \right)^{1/2} \int_{l_T \min}^{l_T \max} \int_0^{\alpha_{\max}} \left(\frac{1-y_{21}}{y_{21}|y_{21}-y_{22}|} \right)^{1/2} \times \\ & \times \left\{ G_S^{1/2}(y_1, \mathbf{l}_{1T}) G_S^{1/2}(y_{21}, \mathbf{l}_{21T}) \right\} + \zeta \cdot \left\{ G_D^{1/2}(y_1, \mathbf{l}_{1T}) G_D^{1/2}(y_{21}, \mathbf{l}_{21T}) \right\} \times \\ & \quad \times \left\{ \frac{d\sigma(s'_1, t')}{dt'} \frac{d\sigma(s', t')}{dt'} \right\}^{1/2} |\mathbf{b}_2| l_T dl_T d\alpha. \end{aligned} \quad (51)$$

В рассматриваемом случае $d\sigma(s'_1, t')/dt'$ есть дифференциальное сечение упругого np -рассеяния при $s'_1 = (d-p_1+p)^2$, $t' = (d-p_1-p_2)^2$, а $d\sigma(s', t')/dt'$ — то же самое для обменного np -рассеяния при $s' = (b_2 + p)^2$. Кроме того,

$$\zeta = \frac{1}{2} \{ 3[(p_{1T}l_T \cos \alpha + k_{13}k_{23})^2 - 1] \},$$

а остальные обозначения объясняются в выражении (40). Аналогичные выражения справедливы и для остальных интерференционных членов.

Внемассовые эффекты и параметризация $d\sigma/dt'$. Чтобы учесть внемассовую природу частицы b , в вычислениях использовалось аналитическое продолжение параметризаций $d\sigma(s', t')/dt'$ к значениям s' , t' , определенным при $l^2 \neq m^2$.

В вычислениях инвариантного дифференциального сечения реакции ${}^1\text{H}(d, p)X$ в нижней вершине диаграммы жесткого рассеяния учитывались вклады реакций $pp \rightarrow pp$, $np \rightarrow pn$, $Np \rightarrow p\Delta$, $Np \rightarrow pN\pi$. Параметризации дифференциальных сечений этих процессов в области $5 \leq s' \leq 15$ (ГэВ/с)², соответствующей условиям эксперимента при 9 ГэВ/с, были получены на основе данных, приведенных в работах [75–77]; они даны в работе [73].

Механизмы с рождением виртуальных пионов. Согласно [78–80] инвариантные дифференциальные сечения процессов, изображенных на рис. 14, даются выражениями

$$E_{p_1} \frac{d\sigma}{d\mathbf{p}_1} = \frac{s_N}{4\pi R^2 m} \int_0^{\varphi_{\max}} \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} \epsilon \frac{d\sigma}{d\mathbf{q}} \frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{E_{p_1} q}{q' \epsilon' \epsilon} \frac{d\varphi dx}{q/\epsilon - q' \cos \theta / \epsilon'}, \quad (52)$$

$$E_{p_1} \frac{d\sigma}{d\mathbf{p}_1} = \frac{g^2 q_\mu^2}{8m |\mathbf{p}_1|} |F_\pi(q_\mu)|^2 \left(\epsilon \frac{d\sigma}{d\mathbf{q}} \right)' I^2 \quad (53)$$

соответственно. Здесь $\epsilon d\sigma/d\mathbf{q}$ — инвариантное дифференциальное сечение рождения пионов в NN -взаимодействиях; $d\sigma/d\Omega$ — дифференциальное сечение упругого πN -рассеяния; g — константа πN -взаимодействия ($g^2/4\pi =$

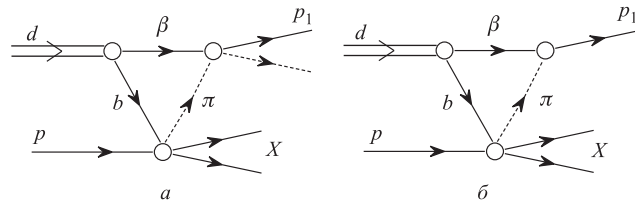


Рис. 14. Механизмы реакции ${}^1\text{H}(d, p)X$ с рождением виртуальных пионов

14,7), $q_\mu = (\epsilon, \mathbf{q})$ и $q'_\mu = (\epsilon', \mathbf{q}')$ — четырехимпульсы виртуального и конечного пионов соответственно; $s_N = 2m(E_0 + m)$; m и μ — массы нуклона и пиона соответственно; E_0 — энергия протона мишени в системе покоя дейтрона; $1/R^2$ — квадрат среднего значения обратного радиуса дейтрона; $x = 2mq_z/s_N$; q_z — компонента импульса виртуального пиона вдоль направления пучка; φ — азимутальный угол испускания виртуального пиона; θ — угол между направлениями движений регистрируемого протона и конечного пиона; сечение $(\epsilon d\sigma/d\mathbf{q})'$ было получено путем определенной модификации сечения для рождения реального пиона в NN -взаимодействии, учитывающей изменение в фазовом объеме из-за виртуальности этого пиона (детали приведены в [81]);

$$I = \int \Phi(r) \exp(i\alpha r) dr, \quad (54)$$

$\Phi(r)$ — волновая функция дейтрона; $\alpha = \epsilon(E_{p_1} - m - \epsilon)/q$; наконец, в качестве формфактора пиона использовалась функция

$$F_\pi(q_\mu) = \frac{9\mu^2}{10\mu^2 - q_\mu^2}; \quad (55)$$

ранее эта функция использовалась для анализа дифференциальных сечений [82] и поляризационных эффектов [83] в реакциях образования пионов в NN -взаимодействиях.

При выводе выражения (52) предполагалось, что нуклоны дейтрона находятся на массовой поверхности и «заморожены» (т. е. фиксированы), а промежуточные пионы реальны. Отметим также, что довольно простой вид выражения (53) — отсутствие интегрирования по импульсу виртуального пиона — следует из допущения, что импульсное распределение нуклонов в дейтроне является гораздо быстрее меняющейся функцией, чем амплитуда рождения пионов в NN -взаимодействиях; тогда амплитуду можно вынести за знак интеграла, и оставшееся интегрирование приводит к общему множителю I^2 .

3.4. Результаты расчетов. На начальном этапе анализа экспериментальных данных был использован подход, связанный с независимой параметризацией структурной функции дейтрона. В предположении, что диаграмма рис. 12 дает основной вклад в испускание протонов под углом 139 мрад в реакции ${}^1\text{H}(d, p)X$ при 9 ГэВ/с, были определены параметры структурной функции дейтрона (46), при которых достигается удовлетворительное описание экспериментальных данных. Они оказались равными $g = 3$, $\delta^2 = 0,6$ (ГэВ/с) 2 , $N_0 = 338,1$ (ГэВ/с) 2 [73].

Как уже отмечалось, такой феноменологический подход, несмотря на хорошее согласие с экспериментом, может маскировать вклад других механизмов. Поэтому данные о спектрах протонов, испущенных под углами 103, 139 и

157 мрад в реакции ${}^1\text{H}(d, p)X$ при 9 ГэВ/с, были проанализированы с использованием волновых функций дейтрона, соответствующих некоторым потенциальным моделям NN -рассеяния: парижскому потенциалу [21], потенциалу Рейда с мягким кором [33] и двум вариантам боннского потенциала [84]. Применялось описание процесса в рамках динамики светового фронта, а переход от нерелятивистских волновых функций к релятивистским осуществлялся чисто кинематически, путем перевода импульсов из одной системы в другую и умножения волновых функций на соответствующий якобиан. В действительности такая процедура является совсем не кинематической. Мы уже видели в разделе о гамильтоновой форме релятивистской теории, что она может быть сформулирована таким образом, что будет практически совпадать по форме

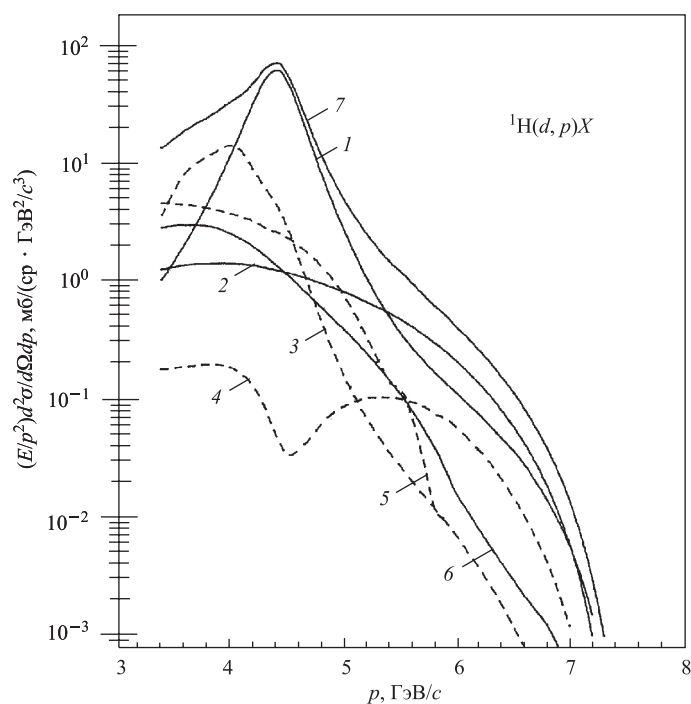


Рис. 15. Вклады различных механизмов в инвариантное дифференциальное сечение реакции ${}^1\text{H}(d, p)X$ при 9 ГэВ/с и угле регистрации 103 мрад, вычисленные со структурной функцией дейтрона для парижского потенциала. Кривые соответствуют следующим механизмам: 1 — диаграмма рис. 12 с упругим pp -рассеянием в нижней вершине, 2 — стриппинг; 3 — диаграмма рис. 12 с неупругим рассеянием в нижней вершине; 4 — интерференция амплитуд, соответствующих диаграммам рис. 13; 5 — диаграмма рис. 14, а; 6 — диаграмма рис. 14, б; 7 — сумма всех вкладов

с нерелятивистским уравнением Шредингера. Поскольку в нерелятивистской физике и релятивистская, и нерелятивистская теории должны давать одни и те же результаты, то при кинематическом преобразовании переменных совершается переход от нерелятивистской теории к релятивистской.

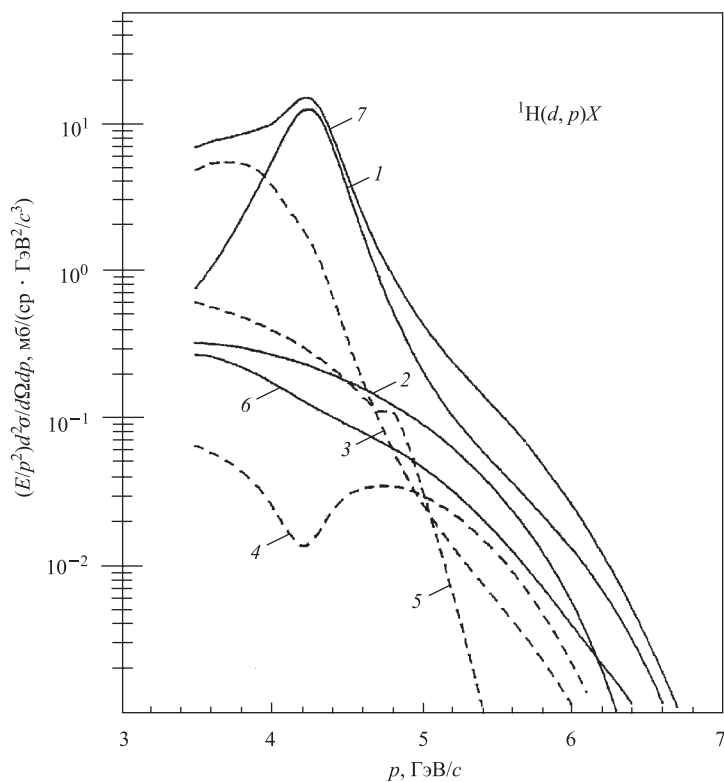


Рис. 16. То же, что и на рис. 15, но для угла 157 мрад

Вклады различных механизмов в импульсные спектры под углами 103 и 157 мрад представлены на рис. 15 и 16. Они вычислены с применением волновой функции для парижского потенциала. Видно, что основные вклады дают процессы стриппинга и квазиупругого pp -рассеяния. Вклады диаграмм с рождением виртуальных пионов равномерно распределены по спектру и находятся на уровне $\sim 10\%$. Вклад интерференции процесса стриппинга с упругим и неупругим рассеяниями не превышает $\sim 5\%$.

Сравнительно небольшой суммарный вклад стриппинга обусловлен тем, что испускание протонов под рассматриваемыми углами требует больших поперечных импульсов (≥ 5 ГэВ/с). Вероятность обнаружения в дейтроне

нуклонов с такими большими импульсами мала и резко падает по мере увеличения импульса, поэтому максимумы спектров обусловлены механизмом жесткого рассеяния. По мере приближения к верхним границам спектров вклады стриппинга и жесткого рассеяния становятся сравнимыми по величине из-за более крутой импульсной зависимости последнего.

Хотя суммарный вклад спектаторных протонов относительно невелик, его влияние на форму спектров вполне заметно, поскольку при импульсах, близких к 5,3 ГэВ/с, он становится сравнимым с вкладом упругого рассеяния. Естественно, при испускании протонов под меньшим углом вклад спектаторного механизма больше. Сравнимость вкладов обоих механизмов в опре-

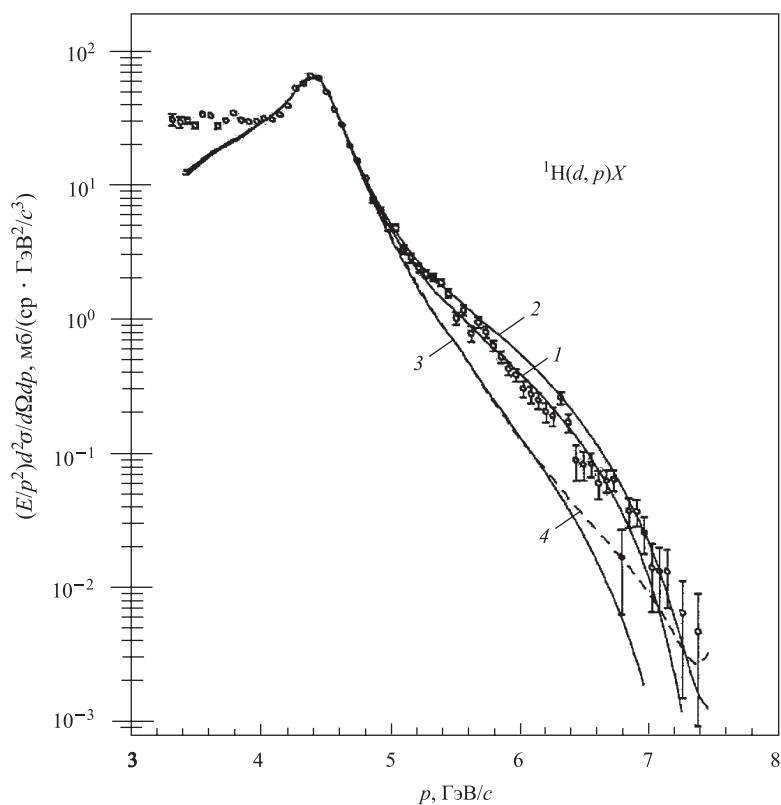


Рис. 17. Импульсный спектр протонов, зарегистрированных под углом 103 мрад во взаимодействиях дейтронов с ядрами ^1H . Кривые соответствуют результатам вычислений со следующими структурными функциями дейтрона: 1 — для парижского потенциала; 2 — для потенциала Рейда с мягким кором; 3 — для боннского потенциала; 4 — для боннского потенциала с релятивистским импульсным пространством

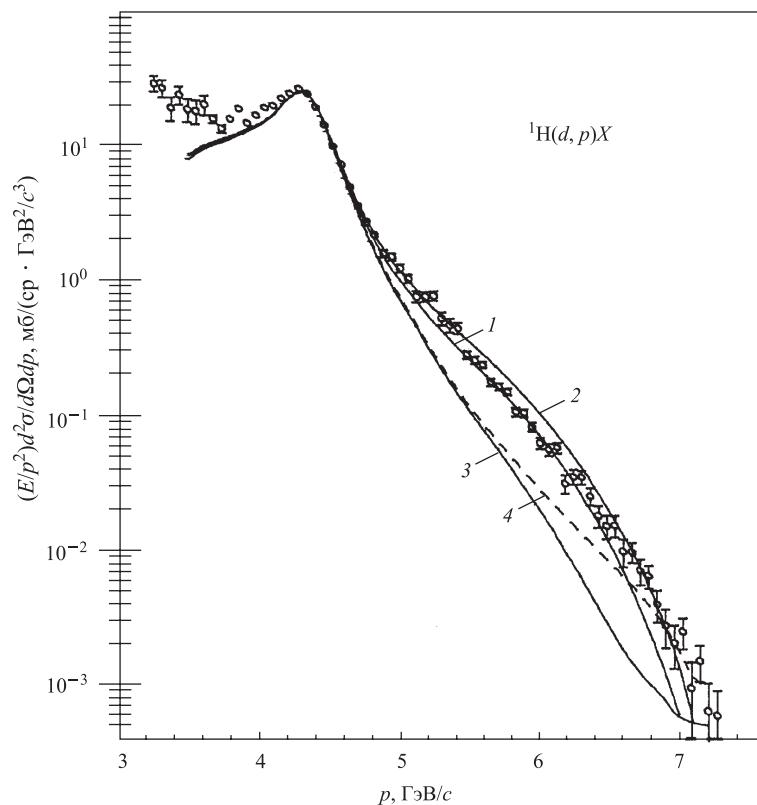


Рис. 18. То же, что и на рис. 17, но для угла 139 мрад

деленных частях спектров обеспечивает дополнительную возможность для исследования поведения волновой функции дейтрона на малых расстояниях, так как вклад спектров прямо пропорционален одночастичной импульсной плотности дейтрона.

Результаты вычисления импульсных спектров протонов, испускаемых под углами 103, 139 и 157 мрад в реакции ${}^1\text{H}(d, p)X$ при 9 ГэВ/с, сравниваются с экспериментальными данными на рис. 17–19. Вычисления были выполнены с учетом всех упоминавшихся выше механизмов: упругого и неупругого взаимодействий нуклонов дейтрона с протоном мишени, стриппинга, интерференционных эффектов, рождения виртуальных пионов — для структурных функций дейтрона, соответствующих парижскому [21] (кривые 1 на рис. 17–19) и боннскому [84] потенциалам, а также потенциалу Рейда с мягким кором [33] (кривые 2). В случае боннского потенциала использовались как волновая

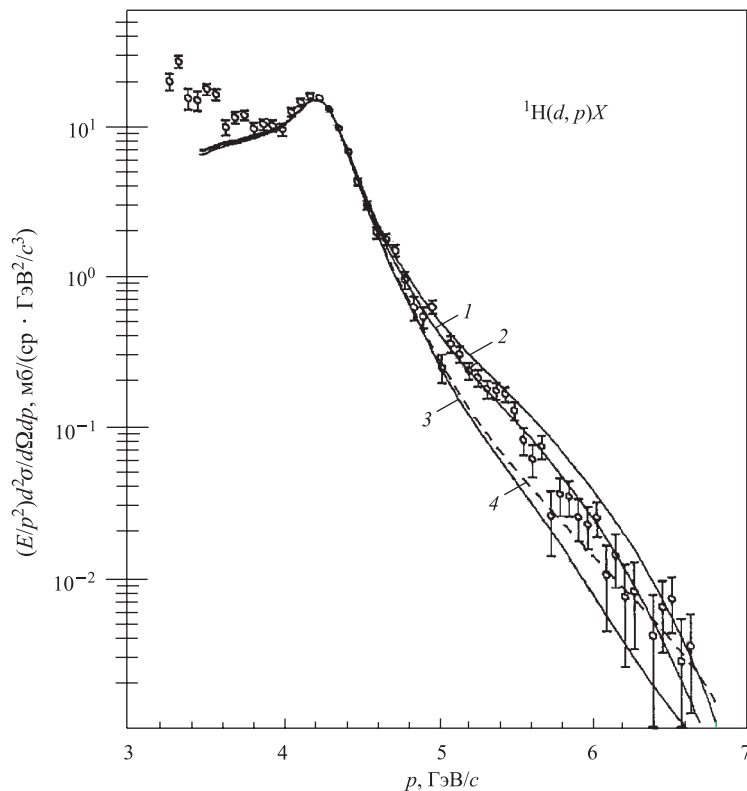


Рис. 19. То же, что и на рис. 17, но для угла 157 мрад

функция полной модели (см. табл. 11 из работы [84], кривые 3 на рис. 17–19), так и волновая функция для релятивистского импульсного пространства (см. табл. 13 из работы [84], кривые 4).

Результаты расчетов с использованием различных волновых функций дейтрона практически совпадают в области максимумов протонных спектров. Расхождения между вычисленными кривыми и данными при импульсах, меньших 4 ГэВ/с, обусловлены неполным учетом процессов рождения пионов в нижней вершине диаграммы жесткого рассеяния. Результаты расчетов начинают заметно различаться в высокоимпульсных частях спектров, там, где важно поведение на малых расстояниях и где они наименее надежно определены, если вообще имеют смысл. Приведенные экспериментальные данные свидетельствуют в пользу волновой функции для парижского потенциала. Если этот результат не случаен, его можно рассматривать как указание на то, что нуклоны в дейтроне сохраняют свою индивидуальность вплоть до от-

носительных импульсов ~ 1 ГэВ/с, т.е. на тех расстояниях, где они уже пространственно перекрываются.

4. ШЕСТИКВАРКОВЫЕ КЛАСТЕРЫ В ДЕЙТРОНЕ: ИХ ВОЗМОЖНАЯ РОЛЬ

4.1. Общее обсуждение проблемы. Представляется очень вероятным, что о дейтроне как о системе, состоящей из протонов, нейтронов и виртуальных мезонов, наверняка можно говорить только в том случае, если нуклоны находятся далеко друг от друга, т.е. пространственно не перекрываются. Возникает, однако, вопрос, перекрываются ли реально нуклоны в дейтроне и, вообще говоря, в атомных ядрах? Этот вопрос нетривиален, и на него возможны различные ответы.

Простейший вариант ответа состоит в утверждении, что нуклоны никогда не перекрываются, так как этому препятствует отталкивание на относительно малых расстояниях, обусловленное обменом ω -мезонами. Разумеется, это справедливо только в том случае, если на малых расстояниях ω -мезоны не разрушаются более интенсивными кварк-глюонными силами.

Еще один возможный ответ состоит в том, что нуклоны могут до определенной степени перекрываться, но в состояниях перекрытия они сохраняют индивидуальность, так что и в этом случае можно говорить о нуклонных степенях свободы. Однако несомненное существование кварков и здравый смысл заставляют относиться к изложенным версиям с определенным недоверием, как к версиям, возможным теоретически, но маловероятным.

Представляется значительно более вероятной концепция, согласно которой в дейтроне, начиная с достаточно малых относительных расстояний, реализуются шестикварковые мешки со своеобразной физикой, требующей специального рассмотрения. Подчеркнем, что мы в данном случае, говоря о кварках, имеем в виду конституентные кварки, которые появляются как результат спонтанного нарушения киральной симметрии.

Если два нуклона достаточно близко подходят друг к другу, то кварки внутри них перестраиваются или смешиваются и образуют новое состояние, в концептуальном плане аналогичное ядерной модели оболочек. Локализация кварков в относительно небольшой пространственной области приводит к тому, что однокварковые состояния отделены друг от друга большим энергетическим интервалом, $\simeq 0,5$ ГэВ. Поэтому в первом приближении можно считать, что кварки в нуклоне находятся в наинизших по энергии состояниях, т.е. в конфигурации $1s^6$. При этом цветовая часть волновой функции должна быть бесцветной, т.е. антисимметричной.

Построение полной антисимметричной волновой функции из пространственно-спиновой, ароматной и цветовой функций является хотя и простой, но

громоздкой процедурой. Для понимания связанных с этой процедурой вопросов напомним некоторые сведения об аппарате перестановочной симметрии. Перестановочная симметрия, точнее, неприводимые представления группы перестановок, задается набором специальных квантовых чисел $[f_1 f_2 f_3 \dots f_n]$ с условием $f_1 + f_2 + f_3 + \dots = n$, где n — число переставляемых частиц, а $f_1 \geq f_2 \geq f_3$. Совокупность этих квантовых чисел обычно для наглядности изображают в виде специальных схем, построенных из квадратиков (схемы Юнга). Например, если речь идет о перестановочной симметрии

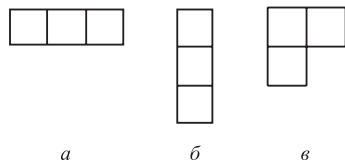


Рис. 20. Возможные схемы Юнга для симметрий цветовой части трехкварковой системы

цветовых степеней свободы, то в системе, состоящей из трех кварков, вообще говоря, возможны схемы Юнга, показанные на рис. 20. Первая схема соответствует полностью симметричному по цвету состоянию, не допустимому в нашем вакууме, вторая — антисимметричному состоянию, инвариантному относительно цветových $SU(3)$ -преобразований, третья — смешанной симметрии, когда по индексам в строке переменные можно сделать симметричными, а по индексам в столбце —

антисимметричными. Бесцветному состоянию из трех кварков отвечает столбец из трех строк — полностью антисимметричная комбинация. Бесцветное состояние из шести кварков описывается схемой Юнга [222]. Оказывается, что в этом антисимметричном состоянии имеются как бесцветные, так и цветные трехкварковые кластеры, а именно: состояние [222] разбивается на произведение бесцветных трехкварковых состояний с цветовой схемой Юнга [111] плюс произведение двух цветных трехкварковых состояний с цветовой симметрией [21] (см. рис. 21). Такое разбиение соответствует разложению неприводимого представления [222] по прямому произведению представлений [85]:

$$[222] = [111] \otimes [111] + [21] \otimes [21].$$

Таким образом, если в дейтроне образуется шестикварковое состояние с симметрией [222], то в нем обязательно должны присутствовать цветные барионные кварковые кластеры. При этом бесцветные барионные кластеры входят с весом $1/5$, а цветные — с весом $4/5$. Возникшая в связи с этим про-

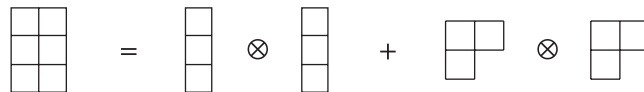


Рис. 21. Разбиение полностью антисимметричного шестикваркового бесцветного состояния на трехкварковые кластеры

блема получила название проблемы скрытого цвета. Интересно отметить, что если это так, то NN -потенциал на малых расстояниях должен проявлять отталкивание, так как при сближении двух нуклонов нужно проделать работу для преобразования $2N$ -состояния в состояние со скрытым цветом [86, 87]. Возможность существования в дейтроне бесцветного шестикваркового состояния, несомненно, представляет большой интерес и наверняка приведет к новым физическим вопросам. В качестве примера укажем, что шестикварковое состояние может проявить себя при анализе примеси к дейтрону барионных резонансов [88]. Действительно, если на мгновение пренебречь скрытым цветом и ограничиться только компонентой волновой функции, сводящейся к произведению бесцветных кластеров, то чисто геометрически можно оценить примесь к дейтрону конфигурации $\Delta - \Delta$. (Обсуждению роли этой конфигурации посвящена, в частности, пионерская работа Герасимова [89].) Появление конфигурации $\Delta - \Delta$ завязано, однако, на исходную шестикварковую конфигурацию $1s^6$. Будучи предложенным, такой способ обогащения дейтрона барионными состояниями, разумеется, не может быть забыт. В упомянутой выше работе [88] исходная шестикварковая конфигурация рассматривалась уже как смесь конфигураций $1s^6, 1s^4, 1p^2$. При этом спектр барионов существенно обогащается, в частности, появляется примесь (также чисто геометрическая) резонансов отрицательной четности ($S_{11} - S_{11}$). Впоследствии эта идея использовалась в работе [90] для интерпретации экспериментальных данных о поведении тензорной анализирующей способности в (d, p) -реакциях. Хотя идея представляется очень интересной, тем не менее совершенно очевидны возникающие вопросы. Действительно, 80 % структуры дейтрона приходится на цветную барионную компоненту. Поскольку цветные барионы вылетать не могут, то они должны каким-то образом трансформироваться в бесцветные и заселить N, Δ -каналы. Как они их заселят — это вопрос в значительной степени открытый. Тем не менее численные оценки работы [90] привели к хорошему согласию расчетов с экспериментальными данными об упомянутой выше тензорной анализирующей способности. Нам представляется, что изучение этой проблемы позволит глубже понять, как происходит обесцвечивание кластеров.

Вполне возможно, что шестикварковые конфигурации проявляют себя и еще одним способом. Хорошо известно, что нуклон-нуклонные силы на малых расстояниях являются отталкивающими: данные по NN -рассеянию, проанализированные в предположении, что нуклоны являются единственными степенями свободы, приводят к отталкивающему потенциалу NN -взаимодействия. Однако, по существу, это одноканальный анализ задачи, которая в действительности является задачей со связанными каналами. Другие каналы, возможно, включают то, что можно было бы представить как проявление скрытого цвета, которое исчезает на больших расстояниях. Поэтому наличие явного отталкивающего потенциала еще не может служить доказательством

действительного отталкивания на малых расстояниях, так как имеет место ситуация со связанными каналами. Нельзя утверждать, что отталкивающий потенциал мешает нуклонам коалесцировать в шестикварковый кластер. В работе [91] проведено исследование задачи со связанными каналами номинально двухнуклонной системы, с NN -взаимодействием путем мезонного обмена на больших расстояниях, имеющей $6q$ -кластеры на малых расстояниях. Показано, что волновая функция NN -системы убывает на малых расстояниях — явное отталкивание, но появляется $6q$ -кор. Наличие в дейтроне 1–2 %-ной примеси кваркового кластера, вообще говоря, могло бы привести к избытку быстрых спектаторных протонов в (d, p) -реакциях.

Некоторые авторы указывали и на другие эффекты, которые могли бы свидетельствовать о проявлении кварковой компоненты в ядрах. Так, Д. И. Блохинцев с сотрудниками [92] интерпретировали так называемый «кумулятивный эффект» на основе идеи о возможной примеси $6q$ - и $9q$ -кластеров в ядрах. В работе [93] поведение зарядового формфактора дейтрона при больших передачах импульса оценивалось с использованием примеси $6q$ -компоненты. Отметим, наконец, что существование шестикваркового кора предполагает его сшивание с нуклонной периферией. Кисслингер с сотрудниками [94,95] развили феноменологический подход к такому смешиванию.

4.2. Поиски проявления вклада $6q$ -компоненты в волновую функцию дейтрона в (d, p) -реакции. Реакции (d, p) могут быть неплохим способом зондирования шестикварковой структуры — она, несомненно, существенно искажила бы импульсное распределение нуклонов-спектаторов. С целью получения информации о высокоимпульсной компоненте волновой функции дейтрона были измерены импульсные спектры протонов, испускаемых под углом 0° в реакции ${}^1\text{H}(d, p)X$ при начальных импульсах дейтронов 2,5 и 3,5 [96], 5,75 [97] и 9,1 ГэВ/с [98]. В спектре протонов, полученном при 9,1 ГэВ/с, в области регистрируемых импульсов 0,25–0,35 ГэВ/с (в системе покоя дейтрона) наблюдался прилив, где измеренное дифференциальное сечение реакции ${}^1\text{H}(d, p)X$ превышало результаты расчетов, выполненных в рамках релятивистского импульсного приближения, более чем в два раза (см. рис. 22).

В литературе выдвигались различные гипотезы для объяснения указанной особенности в спектре протонов под углом 0° . Среди них — предположения о наличии примеси шестикварковой компоненты в волновой функции дейтрона [98], о вкладе процессов с рождением промежуточным пионом и последующим их поглощением или перерассеянием нуклоном-спектатором [78,80], о неодинаковых ограничениях на фазовое пространство вблизи кинематической границы спектра протонов для упругого и неупругих каналов реакции [99], о вкладе процессов многократного рассеяния нуклонов [100].

Еще одна проблема, связанная с данными о фрагментации дейтронов в протоны под углом 0° , состояла в том, что инвариантные дифференциальные

сечения реакции ${}^1\text{H}(d, p)X$ при 5,75 и 9,1 ГэВ/с, построенные в зависимости от импульса протона в системе покоя дейтрона, вопреки ожиданиям расходились по абсолютной величине: для совмещения спектров друг с другом данные при 5,75 ГэВ/с следовало умножить на 1,4 [98].

В работе [101] было показано, что (i) учет конечного углового разрешения экспериментальной установки, с помощью которой были выполнены измерения спектра протонов от фрагментации дейтронов под углом 0° при

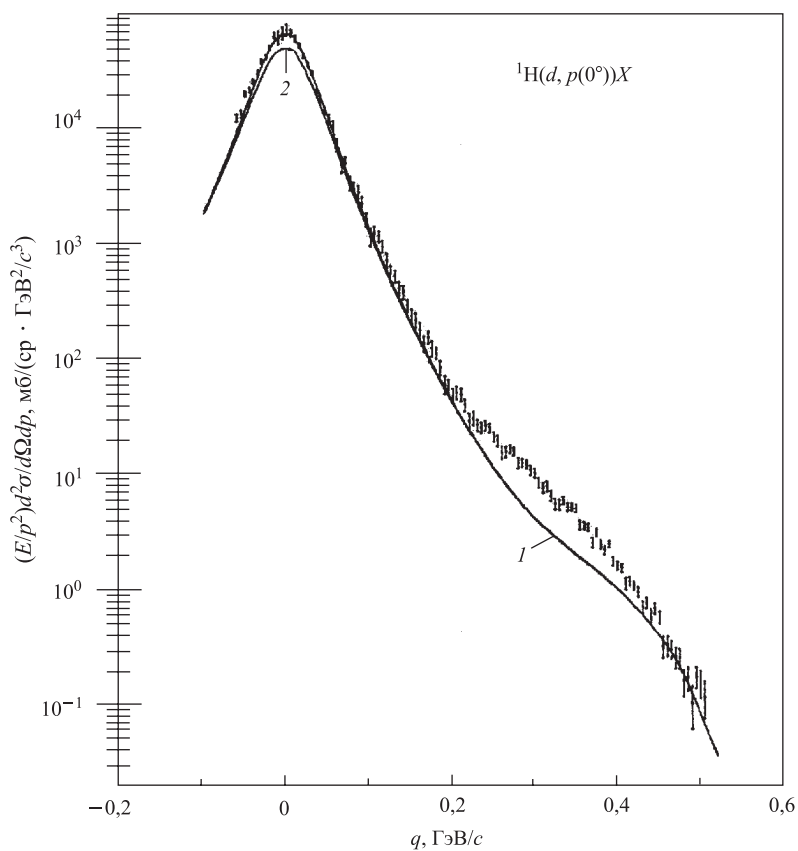


Рис. 22. Импульсный спектр протонов, зарегистрированных под углом 0° во взаимодействиях дейтронов с импульсом 9,1 ГэВ/с с ядрами водорода [98], в зависимости от импульса протона в системе покоя дейтрона. 1 — результат вычисления прямой фрагментации (стриппинга) дейтронов в релятивистском импульсном приближении без учета конечного углового разрешения экспериментальной установки; 2 — то же, но с учетом углового разрешения

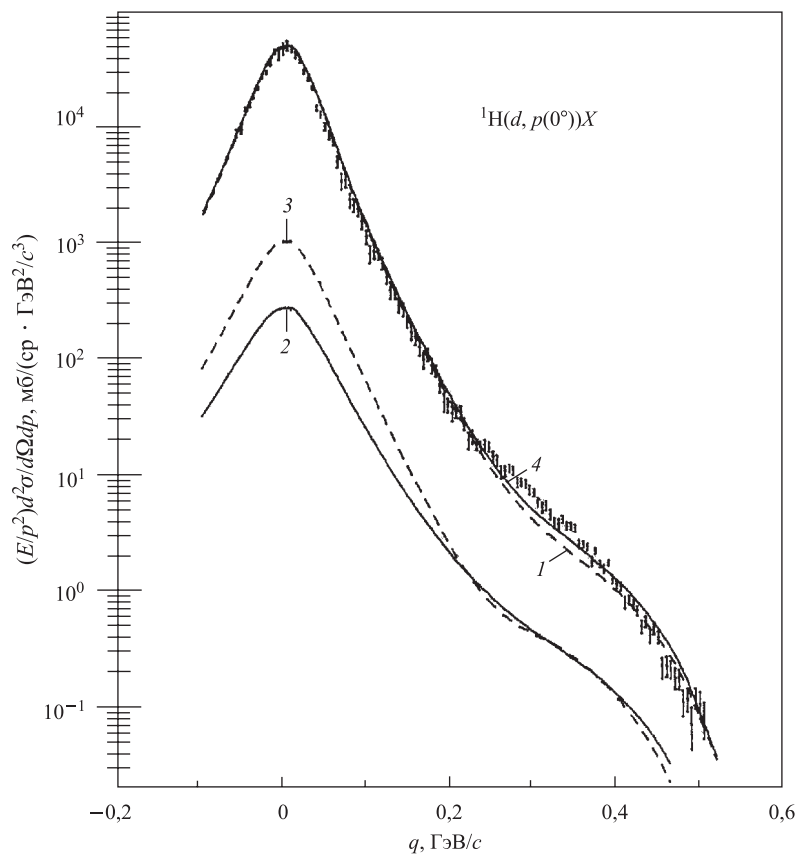


Рис. 23. Импульсный спектр протонов, зарегистрированных под углом 0° , от реакции ${}^1\text{H}(d, p)X$ при 9,1 ГэВ/с [98]; спектр разделен на коэффициент 1,4. Кривые представляют собой следующие вклады: 1 — прямая фрагментация дейтронов с учетом конечного углового разрешения экспериментальной установки; 2 — рассеяние нуклонов дейтрона на протоне-мишени; 3 — интерференция обоих механизмов; 4 — сумма всех вкладов

9,1 ГэВ/с [98], (ii) связанная с этим перенормировка спектра и, наконец, (iii) дополнительный учет вклада процессов рассеяния нуклонов дейтрона на протоне мишени (и его интерференция с прямой фрагментацией) могут объяснить так называемое anomalous behavior спектра протонов, испускаемых под углом 0° в реакции ${}^1\text{H}(d, p)X$ при 9,1 ГэВ/с и одновременно согласовать экспериментальные данные при 5,75 и 9,1 ГэВ/с (см. рис. 23).

5. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ АСПЕКТЫ ЯДЕРНОЙ ФРАГМЕНТАЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ДЕЙТРОНОВ

5.1. Пучки поляризованных дейтронов. Создание источника поляризованных дейтронов ПОЛЯРИС [102] и реализация ускорения пучка поляризованных дейтронов на синхрофазотроне ОИЯИ позволили выполнить серию экспериментов по измерению поляризационных характеристик процессов ядерных взаимодействий релятивистских дейтронов.

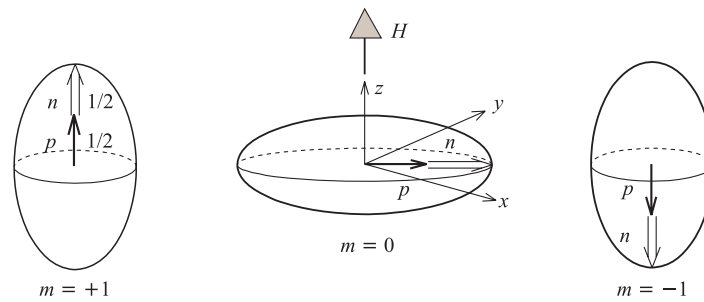


Рис. 24. Схематическое представление дейтрона в магнитном поле H в состояниях с проекциями спина на ось квантования $+1, 0, -1$

Представим себе, что дейтрон находится во внешнем магнитном поле H (см. рис. 24). Если направление оси квантования Z совпадает с направлением магнитного поля, то проекция спина дейтрона m_d на ось Z может принимать значения $+1, 0, -1$: в состоянии со значением $m_d = +1$ спины протона и нейтрона, из которых складывается спин дейтрона, направлены вдоль магнитного поля, в состоянии с $m_d = -1$ — против, а в состоянии с $m_d = 0$ спин дейтрона вращается вокруг направления H в плоскости, перпендикулярной этому направлению, что придает дейтрону сплюснутую конфигурацию.

Если относительную заселенность состояний со значениями $m_d = +1, 0, -1$ обозначить через N_+, N_0, N_- ($N_+ + N_0 + N_- = 1$), то векторную p_Z и тензорную p_{ZZ} поляризации пучка дейтронов можно определить в виде

$$\begin{aligned} p_Z &= N_+ - N_-, \\ p_{ZZ} &= N_+ + N_- - 2N_0 = 1 - 3N_0. \end{aligned} \quad (56)$$

Так как ось квантования Z является осью симметрии, то в XYZ -системе $p_{XX} = p_{YY} = -\frac{1}{2} p_{ZZ}$. В случае использования сферических тензорных

операторов $\rho_{\kappa q}$ и аксиальной симметрии поляризации

$$\begin{aligned}\rho_{10} &= \sqrt{\frac{3}{2}}(N_+ - N_-) = \sqrt{\frac{3}{2}} p_Z, \\ \rho_{20} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(1 - 3N_0) = \frac{1}{\sqrt{2}} p_{ZZ}, \\ \rho_{1,\pm 1} &= \rho_{2,\pm 1} = \rho_{2,\pm 2} = 0.\end{aligned}\quad (57)$$

Углы, определяющие положение произвольно направленного вектора поляризации в декартовой системе координат (системе реакции), показаны на рис. 25. Компоненты вектора поляризации в декартовой системе (x, y, z) можно получить по формуле $\mathbf{p}_{xyz} = U \mathbf{p}_{XYZ}$, где U — матрица поворота:

$$\begin{pmatrix} p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_{xx} & u_{xy} & -\sin \beta \sin \phi \\ u_{yx} & u_{yy} & \sin \beta \cos \phi \\ u_{zx} & u_{zy} & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ p_Z \end{pmatrix}. \quad (58)$$

Из-за сохранения четности реакция чувствительна только к компоненте поляризации, перпендикулярной к плоскости рассеяния, т. е. к $p_y = p_Z \sin \beta \cos \phi$.

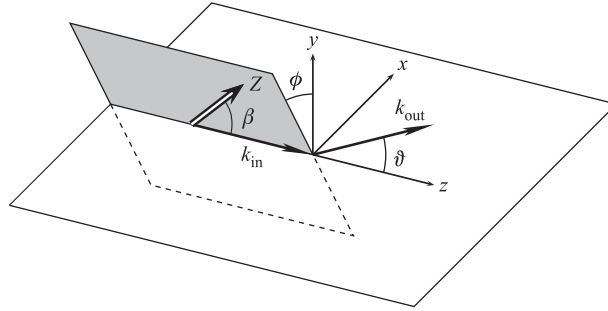


Рис. 25. Система координат для описания экспериментов с пучком поляризованных дейтронов: Z — ось квантования; k_{in} и k_{out} — начальный и конечный импульсы соответственно

Компоненты тензора поляризации 2-го ранга в декартовой системе (x, y, z) можно получить по формуле $(pp)_{xyz} = U(pp)_{XYZ} \tilde{U}$, где \tilde{U} — транспонированная матрица:

$$\begin{aligned}(pp)_{xyz} &= \frac{1}{2} p_{ZZ} \times \\ &\times \begin{pmatrix} 3 \sin^2 \beta \sin^2 \phi - 1 & -3 \sin^2 \beta \sin \phi \cos \phi & -3 \sin \beta \cos \beta \sin \phi \\ -3 \sin^2 \beta \sin \phi \cos \phi & 3 \sin^2 \beta \cos^2 \beta - 1 & 3 \sin \beta \cos \beta \cos \phi \\ -3 \sin \beta \cos \beta \sin \phi & 3 \sin \beta \cos \beta \cos \phi & 3 \cos^2 \beta - 1 \end{pmatrix}.\end{aligned}\quad (59)$$

Спиновые ансамбли, характерные для пучков поляризованных дейтронов, обычно обладают аксиальной симметрией относительно направления магнитного поля в ионном источнике, и после ускорения пучка до нужной энергии эта симметрия относительно некоторой оси квантования сохраняется. В системе координат (x, y, z) , показанной на рис. 24, ось z направлена вдоль падающего пучка дейтронов \mathbf{d} , а ось y — вдоль нормали к плоскости реакции $\mathbf{d} \times \mathbf{p}_1$. При наличии указанной симметрии наиболее общее выражение для инвариантного дифференциального сечения реакции с пучком поляризованных дейтронов имеет вид [103]:

$$\begin{aligned} \frac{p_{10} d\sigma}{d\mathbf{p}_1}(\theta, \phi) = \\ = \left(\frac{p_{10} d\sigma}{d\mathbf{p}_1}(\theta) \right)_0 \left[1 + \sqrt{2} \rho_{10} iT_{11}(\theta) \sin \beta \cos \phi + \frac{1}{2} \rho_{20} T_{20}(\theta)(3 \cos^2 \beta - 1) + \right. \\ \left. + \sqrt{6} \rho_{20} T_{21}(\theta) \sin \beta \cos \beta \sin \phi - \sqrt{\frac{3}{2}} \rho_{20} T_{22}(\theta) \sin^2 \beta \cos 2\phi \right]. \quad (60) \end{aligned}$$

Здесь $(p_{10} d\sigma(\theta)/d\mathbf{p}_1)_0$ — инвариантное дифференциальное сечение для неполяризованного пучка, параметры ρ_{10} и ρ_{20} определяют соответственно векторную и тензорную компоненты поляризации пучка в системе координат, в которой ось квантования совпадает с осью симметрии, а величины $iT_{11}, T_{20}, T_{21}, T_{22}$ представляют собой анализирующие способности в представлении неприводимых тензоров $T_{\kappa q}$, которые связаны с анализирующими способностями в декартовой системе выражениями

$$\begin{aligned} A_y(\theta) &= \frac{2}{\sqrt{3}} iT_{11}(\theta), \\ A_{yy}(\theta) &= -\sqrt{2} \left[\frac{1}{2} T_{20}(\theta) + \sqrt{\frac{3}{2}} T_{22}(\theta) \right], \\ A_{xx}(\theta) &= -\sqrt{2} \left[\frac{1}{2} T_{20}(\theta) - \sqrt{\frac{3}{2}} T_{22}(\theta) \right]. \end{aligned} \quad (61)$$

Обратные соотношения имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} T_{20} &= -\frac{1}{\sqrt{2}} [A_{xx}(\theta) + A_{yy}(\theta)], \\ T_{22} &= \frac{1}{2\sqrt{3}} [A_{xx}(\theta) - A_{yy}(\theta)]. \end{aligned} \quad (62)$$

Если ось квантования Z на выходе из источника поляризованных ионов вертикальна и поле ускорителя также вертикально, то $\beta = \pi/2$ и

$$\frac{p_{10}d\sigma}{d\mathbf{p}_1}(\theta, \phi) = \left(\frac{p_{10}d\sigma}{d\mathbf{p}_1}(\theta) \right)_0 \left[1 + \sqrt{2} \rho_{10} i T_{11}(\theta) \cos \phi - \right. \\ \left. - \frac{1}{2} \rho_{20} T_{20}(\theta) - \sqrt{\frac{3}{2}} \rho_{20} T_{22}(\theta) \cos 2\phi \right], \quad (63)$$

или, в декартовых координатах,

$$\frac{p_{10}d\sigma}{d\mathbf{p}_1}(\theta, \phi) = \left(\frac{p_{10}d\sigma}{d\mathbf{p}_1}(\theta) \right)_0 \left[1 + \frac{3}{2} p_Z A_y(\theta) \cos \phi + \right. \\ \left. + \frac{1}{4} p_{ZZ} A_{yy}(\theta)(1 + \cos 2\phi) + A_{xx}(\theta)(1 - \cos 2\phi) \right]. \quad (64)$$

Если $\phi = 0$, то, обозначив для краткости дифференциальные сечения, соответствующие разным знакам поляризации, через σ^+ , σ^0 , σ^- , находим

$$\sigma^\pm = \sigma^0 \left[1 + \frac{3}{2} A_y p_Z^\pm + \frac{1}{2} A_{yy} p_{ZZ}^\pm \right], \quad (65)$$

откуда следуют соотношения, используемые для определения анализирующих способностей, получаемых в экспериментах:

$$A_{yy} = 2 \frac{p_Z^-(\sigma^+/\sigma^0 - 1) - p_Z^+(\sigma^-/\sigma^0 - 1)}{p_Z^- p_{ZZ}^+ - p_Z^+ p_{ZZ}^-}, \quad (66) \\ A_y = -\frac{2}{3} \frac{p_{ZZ}^-(\sigma^+/\sigma^0 - 1) - p_{ZZ}^+(\sigma^-/\sigma^0 - 1)}{p_Z^- p_{ZZ}^+ - p_Z^+ p_{ZZ}^-}.$$

5.2. Поляризация нуклона в движущемся дейтроне. Нерелятивистскую волновую функцию дейтрона, состоящего из двух нуклонов, с учетом спиновых степеней свободы можно представить в виде

$$\psi_M(\mathbf{k}, \mu_1, \mu_2) = \\ = \frac{1}{k} \sum_{L, m_L, \mu} \left\langle \frac{1}{2}, \mu_1, \frac{1}{2}, \mu_2 \left| 1, \mu \right\rangle \left\langle L, m_L, 1, \mu \left| 1, M \right\rangle Y_{L, m_L}(\hat{\mathbf{k}}) u_L(k) = \\ = \frac{1}{\sqrt{4\pi k}} \left(\left[\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{e}}_M u_0(k) - \frac{1}{\sqrt{2}} (3\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{k}} \hat{\mathbf{e}}_M \cdot \hat{\mathbf{k}} - \boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{e}}_M) u_2(k) \right] \frac{i\sigma_2}{\sqrt{2}} \right)_{\mu_1 \mu_2}. \quad (67)$$

Здесь $u_0(k)$ и $u_2(k)$ — волновые функции, соответствующие S - и D -состояниям дейтрона; $\hat{\mathbf{k}}$ — единичный вектор в направлении импульса внутреннего

движения \mathbf{k} ; $Y_{L,m_L}(\hat{\mathbf{k}})$ — шаровые функции; μ_1, μ_2 — проекции спинов нуклонов на ось квантования; $\langle \dots | \dots \rangle$ — коэффициенты Клебша–Гордана; σ — матрицы Паули; $\hat{\mathbf{e}}$ — стандартный вектор поляризации дейтрона:

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{e}}_{+1} &= (-1, -i, 0)/\sqrt{2}, \\ \hat{\mathbf{e}}_0 &= (0, 0, 1), \\ \hat{\mathbf{e}}_{-1} &= (+1, -i, 0)/\sqrt{2}.\end{aligned}\quad (68)$$

Рассмотрим теперь поляризацию нуклона в покоящемся дейтроне и ее изменение, возникающее вследствие движения дейтрона [104].

В покоящемся дейтроне матрица плотности для нуклона имеет вид

$$\hat{\rho} = \rho_{\mu_2\mu_1}(\mathbf{k}) = \sum_{MM'\mu'} \psi_{M'}^*(\mathbf{k}, \mu_1, \mu') \rho_{MM'}^d \psi_M(\mathbf{k}, \mu_2, \mu'), \quad (69)$$

где $\rho_{MM'}^d$ — матрица плотности покоящегося дейтрона. Вероятность

$$\rho_0(\mathbf{k}) = \text{Sp } \hat{\rho} = \sum_{\mu} \rho_{\mu\mu}(\mathbf{k})$$

найти нуклон с импульсом \mathbf{k} определяется формулой

$$\begin{aligned}\rho_0(\mathbf{k}) &= \sum_{MM'\mu\mu'} \psi_{M'}(\mathbf{k}, \mu, \mu') \rho_{MM'}^d \psi_M^*(\mathbf{k}, \mu, \mu') = \\ &= \frac{1}{4\pi} \left\{ u^2(k) + w^2(k) + \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \rho_{20} Y_{20}(\mathbf{k}) \left[u(k)w(k) - \frac{1}{2\sqrt{2}} w^2(k) \right] \right\}.\end{aligned}\quad (70)$$

Здесь $u(k) \equiv u_0(k)$, $w(k) \equiv u_2(k)$, а сама формула относится к случаю, когда поляризация дейтронов обладает аксиальной симметрией и ось квантования совпадает с осью симметрии.

Зависящая от k поляризация $\mathbf{P}(\mathbf{k})$ нуклона в дейтроне задается соотношением

$$\mathbf{P}(\mathbf{k}) = \frac{\text{Sp}(\sigma \rho(\mathbf{k}))}{\rho_0(\mathbf{k})}. \quad (71)$$

Простые, хотя и довольно громоздкие, выкладки приводят к следующему выражению для $\mathbf{P}(\mathbf{k})$:

$$\begin{aligned}P^m(\mathbf{k}) &= \frac{\rho_{10}}{3\sqrt{2\pi}\rho_0(\mathbf{k})} \left\{ (i)^m \left[u^2(k) - \frac{1}{2} w^2(k) \right] Y_{1-m}(\hat{\mathbf{s}}) - (-1)^m \sqrt{4\pi} \times \right. \\ &\times \left. \left[u(k)w(k) + \frac{1}{\sqrt{2}} w^2(k) \right] \sum_{q=-1}^1 (i)^q \langle 2, m+q, 1, -m | 1, q \rangle Y_{2m+q}(\hat{\mathbf{k}}) Y_{1q}(\hat{\mathbf{s}}) \right\}.\end{aligned}\quad (72)$$

Здесь индексом $m = 0, \pm 1$ отмечены сферические компоненты вектора $\mathbf{P}(\mathbf{k})$:

$$P^{\pm 1} = \mp \frac{1}{\sqrt{2}}(P^x \pm iP^y), \quad P^0 = P^z, \quad (73)$$

а $\hat{\mathbf{k}}$ и $\hat{\mathbf{s}}$ суть единичные векторы, направленные соответственно вдоль импульса нуклона и оси квантования. В силу обратных соотношений

$$P^x = \frac{1}{\sqrt{2}}(P^{-1} - P^{+1}), \quad P^y = \frac{i}{\sqrt{2}}(P^{-1} + P^{+1})$$

декартовы компоненты вектора поляризации нуклона можно записать в виде

$$\begin{aligned} P^x(\mathbf{k}) &= -\frac{\sqrt{2}\rho_{10}}{4\pi\sqrt{3}\rho_0(\mathbf{k})} \left\{ \left[u^2(k) - w^2(k) - \frac{1}{\sqrt{2}}u(k)w(k) \right] \sin\beta \sin\phi + \right. \\ &\quad \left. + \left[u(k)w(k) + \frac{1}{\sqrt{2}}w^2(k) \right] P_2^1(\cos\theta) \cos\beta \right\}, \\ P^y(\mathbf{k}) &= -\frac{\sqrt{2}\rho_{10}}{4\pi\sqrt{3}\rho_0(\mathbf{k})} \left[u^2(k) - w^2(k) - \frac{1}{\sqrt{2}}u(k)w(k) \right] \sin\beta \cos\phi, \quad (74) \\ P^z(\mathbf{k}) &= \frac{\sqrt{2}\rho_{10}}{4\pi\sqrt{3}\rho_0(\mathbf{k})} \left\{ \left[u^2(k) - w^2(k) + \sqrt{2} \left(u(k)w(k) + \frac{1}{\sqrt{2}}w^2(k) \right) \right] \times \right. \\ &\quad \times P_2(\cos\theta) \left. \right\} \cos\beta - \frac{1}{\sqrt{2}} \left[u(k)w(k) + \frac{1}{\sqrt{2}}w^2(k) \right] \times \\ &\quad \times P_2^1(\cos\theta) \sin\beta \sin\phi \left. \right\}. \end{aligned}$$

Здесь $P_2(\cos\theta)$, $P_2^1(\cos\theta)$ — полином и присоединенный полином Лежандра соответственно.

Естественно, что поляризация нуклона определяется только векторной поляризацией дейтрона ρ_{10} и не зависит от его тензорной поляризации ρ_{20} . Как можно видеть, если вектор $\hat{\mathbf{s}}$ лежит в плоскости xOz (при этом $\phi = \pi/2$), то поляризация нуклона имеет только x - и y -компоненты, а если поляризация дейтрона направлена вдоль оси y ($\beta = \pi/2$, $\phi = \pi$), то поляризация нуклона не зависит от угла θ , как и должно быть вследствие симметрии относительно поворотов вокруг оси y .

Рассмотрим теперь релятивистские эффекты, связанные с быстрым движением дейтрона. Будем считать, что волновая функция движущегося дейтрона $\psi_M(\mathbf{p}_1, m_1, \mathbf{p}_2, m_2)$ связана с волновой функцией покоящегося дейтрона $\psi_M(\mathbf{k}, \mu_1, \mu_2)$ соотношением

$$\psi_M(\mathbf{p}_1, m_1, \mathbf{p}_2, m_2) = \sum_{\mu_1 \mu_2} R_{m_1 \mu_1}^\dagger(\mathbf{k}_T) R_{m_2 \mu_2}^\dagger(-\mathbf{k}_T) \psi_M(\mathbf{k}, \mu_1, \mu_2), \quad (75)$$

где $R_{m\mu}^\dagger(\mathbf{k}_T)$ — матрица поворота Вигнера, соответствующая лоренцевскому бусту нуклонов из их системы покоя в систему бесконечного импульса (СБИ). Эта матрица совпадает [105] с известной матрицей Меллоша [51], появляющейся в математическом аппарате динамики светового фронта:

$$R_{m\mu}^\dagger(\mathbf{k}_T) = \frac{m + \epsilon_k + k_3 - i\epsilon_{rs}k_Ts\sigma_r}{\sqrt{2(\epsilon_k + m)(\epsilon_k + k_3)}}. \quad (76)$$

Здесь \mathbf{k}_T — поперечная часть импульса $\mathbf{k} = (\mathbf{k}_T, k_3)$ нуклонов в их системе покоя; $\epsilon_k = \sqrt{m^2 + \mathbf{k}^2}$; σ_r — матрица Паули; ϵ_{rs} — антисимметричный тензор ($r, s = 1, 2, \epsilon_{12} = -\epsilon_{21} = 1$). Тогда спиновая матрица плотности $\rho_{M'M}^d$ для нуклона в движущемся дейтроне выражается формулой

$$\begin{aligned} \rho'_{\mu'\mu}(\mathbf{k}) &= [R^\dagger(\mathbf{k}_T)\rho(\mathbf{k})R(\mathbf{k}_T)]_{\mu'\mu} = \\ &= \sum_{\mu'_1\mu'_2M'M} [R^\dagger(\mathbf{k}_T)]_{\mu'\mu'_1} \psi_{M'}(\mathbf{k}, \mu'_1, \mu_2) \rho_{M'M}^d \psi_M^*(\mathbf{k}, \mu_1, \mu_2) [R(\mathbf{k}_T)]_{\mu_1\mu}. \end{aligned} \quad (77)$$

Заметим, что матрицы плотности $\rho_{M'M}^d$ у движущегося и покоящегося дейтронов одинаковы [106].

Таким образом, матрицы плотности $\rho'_{\mu'\mu}(\mathbf{k})$ и $\rho_{\mu'\mu}(\mathbf{k})$ нуклона соответственно в движущемся и покоящемся дейтроне различаются поворотом на угол

$$\sin \Phi = \frac{|\mathbf{k}_T|}{\sqrt{2(\epsilon_k + k_3)(\epsilon_k + m)}} \quad (78)$$

вокруг оси $[\mathbf{k}_T \times \mathbf{k}_{in}]$, где \mathbf{k}_{in} — единичный вектор в направлении движения дейтрона.

Векторы $\mathbf{P}'(\mathbf{k})$ и $\mathbf{P}(\mathbf{k})$ поляризации нуклона в движущемся и покоящемся дейтроне соответственно различаются поворотом

$$\mathbf{P}'(\mathbf{k}) = R_\Phi([\mathbf{k}_T\mathbf{k}_{in}])\mathbf{P}(\mathbf{k}). \quad (79)$$

В частности, если поляризация дейтрона перпендикулярна плоскости реакции, то $\mathbf{P}'(\mathbf{k}) = \mathbf{P}(\mathbf{k})$. Напротив, если вектор поляризации дейтрона лежит в плоскости реакции, то у движущегося дейтрона появляется продольная поляризация нуклона. Оценки показывают, что в случае поляризованного пучка дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с угол Φ почти линейно растет от 0 до $\sim 20^\circ$ по мере увеличения угла регистрации вторичных протонов, возникающих в процессе развала дейтронов, от 0 до 160 мрад и слабо зависит от импульса протонов на протяжении всей высокоимпульсной части спектра.

5.3. Анализирующая способность фрагментации дейтронов с ненулевыми углами испускания протонов. Рассмотрим спиновые эффекты показанных на рис. 13 механизмов, возникающие в случае фрагментации поляризованных дейтронов. Как уже отмечалось ранее, в LC-динамике амплитуда развала дейтрона на нуклоны $\mathcal{M}(d \rightarrow pn)$, деленная на $l^2 - m_N^2$, связана с волновой функцией дейтрона $\psi_M(\mathbf{k}, \mu_1, \mu_2)$ соотношением

$$\frac{\mathcal{M}(d \rightarrow pn)}{l^2 - m_N^2} = \sum_{\mu_1 \mu_2} R_{m_1 \mu_1}^\dagger(\mathbf{k}_T) R_{m_2 \mu_2}^\dagger(-\mathbf{k}_T) \frac{\psi_M(\mathbf{k}, \mu_1, \mu_2)}{1 - x}. \quad (80)$$

Волновая функция $\psi_M(\mathbf{k}, \mu_1, \mu_2)$ нормирована условием

$$\frac{1}{(2\pi)^3} \sum_{M \mu_1 \mu_2} \int |\psi_M(\mathbf{k}, \mu_1, \mu_2)|^2 \frac{d\mathbf{k}}{\epsilon_k} = 1. \quad (81)$$

В параметризации (80) вершины $\mathcal{M}(d \rightarrow pn)$ в СБИ выделены кинематические множители, которые появляются при лоренцевском бусте в СБИ невзаимодействующих нуклонов с импульсами \mathbf{k} и $-\mathbf{k}$ в их системе покоя. По существу соотношение (80) можно рассматривать как определение $\psi_M(\mathbf{k}, \mu_1, \mu_2)$.

Анализирующая способность $T_{\kappa q}$ реакции (3) дается обычным соотношением [103, 107] (определение спина релятивистской частицы дано, например, в [106]):

$$T_{\kappa q} = \frac{\sum \int \text{Sp}(\mathcal{M} t_{\kappa q}^i \mathcal{M}^\dagger) d\tau}{\sum \int \text{Sp}(\mathcal{M} \mathcal{M}^\dagger) d\tau}. \quad (82)$$

Здесь \mathcal{M} — полная амплитуда механизмов, показанных на рис. 13; $d\tau$ — элемент фазового пространства, по которому производится суммирование (в случае инклюзивного описания реакции), а $t_{\kappa q}^i$ — спин-тензорные операторы ранга κ для начального состояния. Эти операторы связаны с оператором спина дейтрона \mathbf{S} стандартными соотношениями, например,

$$t_{20}^i = \frac{1}{\sqrt{2}} (3S_z^2 - 2).$$

Вычисление $T_{\kappa q}$ будем производить в рамках аппарата, использовавшегося выше для нахождения инклюзивного инвариантного импульсного спектра протонов, испускаемых в реакции (3), т. е. по существу знаменателя выражения (82). Если пренебречь зависимостью амплитуды NN -взаимодействия от спина нуклонов (это приближение представляется разумным в рассматриваемой области импульсов нуклонов вблизи ~ 5 ГэВ/с), то с формальной

точки зрения числитель выражения (82) отличается от знаменателя следующими заменами комбинаций волновых функций, входящих в знаменатель:

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{3} \sum_{M\mu_1\mu_2} |\psi_M(\mathbf{k}, \mu_1, \mu_2)|^2 \Rightarrow \\
 & \Rightarrow \sum_{MM'\mu_1\mu_2\kappa q} \psi_M(\mathbf{k}, \mu_1, \mu_2) \rho_{\kappa q}^d \langle M | t_{\kappa q}^i | M' \rangle \psi_{M'}^*(\mathbf{k}, \mu_1, \mu_2), \\
 & \frac{1}{3} \sum_{M\mu_1\mu_2} \psi_M(\mathbf{k}, \mu_1, \mu_2) \psi_{M'}^*(\mathbf{k}', \mu_1, \mu_2) \Rightarrow \\
 & \Rightarrow \sum_{MM'\mu_1\mu_2\kappa q} \psi_M(\mathbf{k}, \mu_1, \mu_2) \rho_{\kappa q}^d \langle M | t_{\kappa q}^i | M' \rangle \psi_{M'}^*(\mathbf{k}', \mu_1, \mu_2),
 \end{aligned} \tag{83}$$

где

$$\rho_{\kappa q}^d = \frac{1}{3} \text{Sp}(\rho^d t_{\kappa q}^\dagger),$$

а ρ^d — спиновая матрица плотности дейтрона. Вследствие этого выражение для числителя формулы (82) получается из выражения для инвариантного дифференциального сечения, приведенного ранее, с помощью следующих замен:

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{4\pi} (u^2(k) + w^2(k)) \Rightarrow \\
 & \Rightarrow \sqrt{\frac{48\pi}{15}} Y_{2q}(\mathbf{k}) \rho_{2q}^d (u(k)w(k) - \frac{1}{\sqrt{8}} w^2(k)), \\
 & \frac{1}{4\pi} (u(k)u(k') + P_2(\xi)w(k)w(k')) \Rightarrow \\
 & \Rightarrow \sqrt{3} \sum_{L,L'=0,2} \left\{ \begin{matrix} L & 1 & 1 \\ 1 & L' & 2 \end{matrix} \right\} \rho_{2q}^d Y_{2q}^{L,L'}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') u_L(k)u_{L'}(k'),
 \end{aligned} \tag{84}$$

где

$$Y_{2q}^{L,L'} = \sum_{M,M'} \langle L M L' M' | 2q \rangle Y_{LM}(\mathbf{k}) Y_{L'M'}^*(\mathbf{k}'),$$

$$u_0(k) = u(k), \quad u_2(k) = w(k),$$

$\langle L M L' M' | 2q \rangle$ — коэффициенты Клебша–Гордана, а $\left\{ \begin{matrix} L & 1 & 1 \\ 1 & L' & 2 \end{matrix} \right\}$ — $6j$ -символы Вигнера.

Вклад интерференции амплитуд показанных на рис. 13 диаграмм можно найти аналогичным образом. В результате выражение для тензорной анализи-

рующей способности T_{2q} , учитывающее вклады прямой фрагментации (диаграмма рис. 13, а) и жесткого рассеяния (диаграммы рис. 13, б, в), имеет вид

$$T_{2q} \left(\frac{p_{10} d\sigma}{d\mathbf{p}_1} \right)_0 = \frac{2\sqrt{3}}{(2\pi)^3} \left(F(x, \mathbf{p}_{1T}) \frac{I(n, p)}{I(d, p)} \frac{1}{(1-x)^2} \sigma(np \rightarrow pX) + \int F(y, \mathbf{q}_T) \frac{I(N, p)}{yI(d, p)} \frac{1}{y(1-y)} \frac{p_{10} d\sigma(Np \rightarrow p_1X)}{d\mathbf{p}_1} dy d\mathbf{q}_T + (\text{интерференционный член}) \right), \quad (85)$$

где

$$F(x, \mathbf{p}_{1T}) = \sqrt{\frac{4\pi}{5}} Y_{2q}(\hat{\mathbf{k}}) \left[u(k)w(k) - \frac{1}{\sqrt{8}} w^2(k) \right],$$

$(p_{10} d\sigma/d\mathbf{p}_1)_0$ — инвариантное дифференциальное сечение фрагментации неполяризованных дейтронов; $I(n, p)$, $I(d, p)$ — инвариантные потоки сталкивающихся частиц; x и y имеют смысл доли продольного импульса дейтрона, уносимого в СБИ спектатором и вторым фрагментом соответственно, а $\hat{\mathbf{k}}$ — единичный вектор в направлении импульса нуклона (x, \mathbf{k}_T) в покоящемся дейтроне. Связь между импульсом \mathbf{k} и импульсом регистрируемого протона \mathbf{p}_1 в динамике светового фронта, где дейтрон рассматривается как волновой пакет двух свободных нуклонов, устанавливается на основе соотношений

$$x = \frac{p_{10} + p_{13}}{d_0 + d_3} = \frac{k_0 + k_3}{2k_0}, \quad \mathbf{p}_{1T} = \mathbf{k}_T, \quad x + y = 1, \quad (86)$$

откуда следует

$$k_0^2 = \mathbf{k}^2 + m_N^2 = \frac{m_N^2 + \mathbf{k}_T^2}{4x(1-x)}. \quad (87)$$

Явное выражение для интерференционного члена слишком громоздко и поэтому здесь не приводится; вклад интерференции в значения T_{2q} не превышает нескольких процентов.

5.4. Измерение анализирующей способности A_{yy} реакций $A(d, p)X$ с испусканием протонов с большими поперечными импульсами. *Постановка опытов.* К моменту проведения описываемых экспериментов в области исследования ядерной диссоциации релятивистских дейтронов сложилась следующая ситуация.

Импульсные спектры протонов, испускаемых под углом 0° в результате фрагментации дейтронов на ядрах, были измерены при различных начальных импульсах, от 2,5 до 9,1 ГэВ/с [96–98, 108, 109]. В целом эти импульсные распределения можно удовлетворительно воспроизвести в рамках релятивистского импульсного приближения с использованием волновых функций дейтрона, основанных на стандартных потенциалах NN -рассеяния. Аномалию

при $k \sim 0,35$ ГэВ/с в спектре протонов от реакции ${}^1\text{H}(d, p)X$, измеренном при 9 ГэВ/с под углом 0° [98], удалось объяснить [101], как упоминалось выше, в рамках импульсного приближения с учетом конечного углового разрешения установки и соответствующей перенормировки импульсных спектров, т. е. чисто методическими причинами.

Тензорная анализирующая способность T_{20} в реакции фрагментации под углом 0° была измерена в Сакле и Дубне вплоть до внутреннего импульса нуклона $k \sim 1$ ГэВ/с [110–113], определенного в СБИ. Оказалось, что экспериментальные данные начинают отклоняться от результатов вычислений в релятивистском импульсном приближении [114] с использованием стандартных волновых функций дейтрона начиная уже с $k \sim 200$ МэВ/с. В моделях, учитывающих дополнительные к импульсному приближению механизмы [100, 115], разумное согласие с экспериментальными данными получено только до $k \sim 600$ МэВ/с. Учет дополнительных компонент волновой функции дейтрона, связанных с релятивистскими эффектами [116–118], также не позволяет улучшить согласие с экспериментом. Данные о T_{20} реакции ${}^{12}\text{C}(d, p)X$ под углом 0° были описаны в рамках модели, учитывающей принцип Паули на кварковом уровне и многократное рассеяние [90].

Все данные, которые обсуждались выше, были получены в условиях, когда регистрировались протоны, испускаемые под углом 0° . В этом случае выход протонов обусловлен преимущественно процессом прямой фрагментации. По мере увеличения угла регистрации возрастает роль процесса жесткого рассеяния, в котором нуклон дейтрона испытывает соударение с нуклоном мишени. При определенных условиях вклады обоих процессов могут быть вполне сравнимы по величине. Эта качественная картина нашла свое воплощение в релятивистской модели жесткого рассеяния [68–70]. В рамках этой модели удовлетворительно описываются [81] импульсные спектры протонов, испускаемых под углом 0° в результате развала дейтронов с импульсами 3,5, 5,75 и 9 ГэВ/с. Неудачные попытки описания в рамках этого подхода поляризационных наблюдаемых в развале дейтрона под углом 0° можно было рассматривать как указание на несправедливость традиционных представлений о дейтроне как о связанном состоянии протона и нейтрона на малых расстояниях между ними.

Изложенные соображения послужили мотивацией описываемых здесь экспериментов. Подчеркнем, наконец, что регистрация протонов, испущенных под ненулевыми углами, кинематически ограничивает область исследуемых импульсов вторичных частиц, подавляя вклад нуклонов с малыми импульсами внутреннего движения, для которых волновая функция дейтрона хорошо определена, и позволяя сконцентрироваться на исследовании именно высокоимпульсной части спектра.

Измерения A_{yy} реакции ${}^{12}\text{C}(d, p)X$ при 9 ГэВ/с и угле регистрации протонов 85 мрад. Эксперимент [119] был проведен на синхрофазотроне

ОИЯИ с помощью установки СФЕРА, показанной на рис. 26. При этом использовался пучок поляризованных дейтронов, производимых ионным источником ПОЛЯРИС [102]. Знак тензорной поляризации пучка изменялся от цикла к циклу: 0, -, +, где «0» означает отсутствие поляризации, а знаки «-» и «+» соответствуют знаку p_{zz} . Значения поляризации пучка были получены с помощью поляриметра АЛЬФА [120], измерявшего асимметрию в упругом рассеянии дейтронов на водороде на угол $7,5^\circ$ при начальном импульсе дейтрона 3 ГэВ/с. Тензорная и векторная поляризации пучка оказались равными $p_{zz}^+ = 0,624 \pm 0,029(\text{стат.}) \pm 0,025(\text{сист.})$, $p_{zz}^- = -0,722 \pm 0,022(\text{стат.}) \pm 0,029(\text{сист.})$, $p_z^+ = 0,162 \pm 0,017(\text{стат.}) \pm 0,003(\text{сист.})$ и $p_z^- = 0,209 \pm 0,013(\text{стат.}) \pm 0,004(\text{сист.})$ соответственно. Величины анализирующих способностей A_{yy} и A_y , необходимые для получения поляризации первичного пучка, взяты из работы [121]. Систематические ошибки в величине

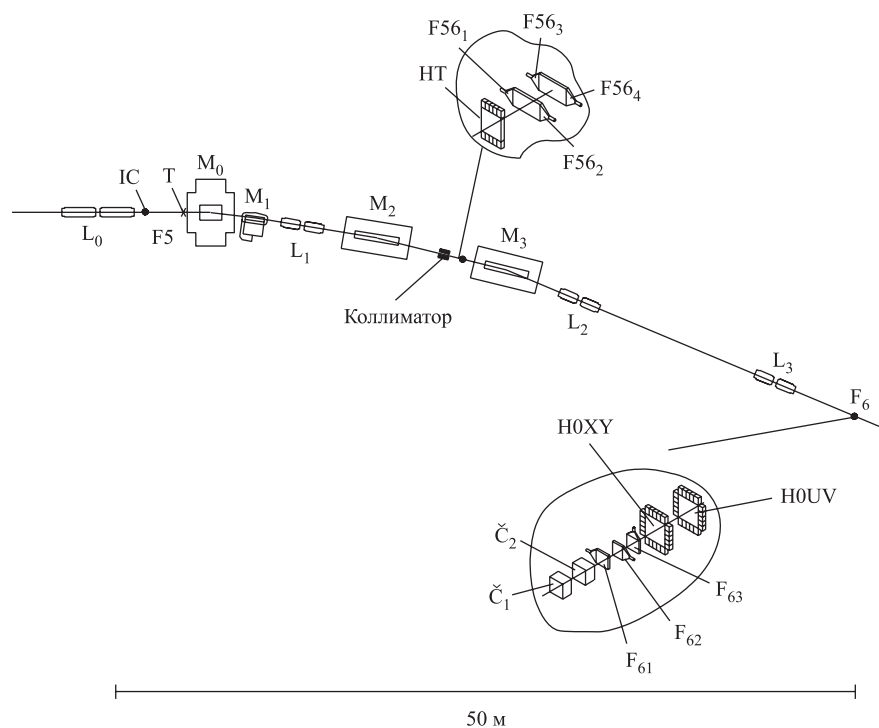


Рис. 26. Схема установки СФЕРА с магнитным каналом VP1: M_i и L_i — магниты и линзы; IC — ионизационная камера; T — мишень; F_{61} , F_{62} , F_{63} — триггерные сцинтилляционные счетчики, \check{C}_1 и \check{C}_2 — пороговые черенковские счетчики; F_{561-4} — сцинтилляционные счетчики; HT — сцинтилляционный годоскоп для времяпролетных измерений; H0XY и H0UV — годоскопы профиля пучка

поляризации связаны с неопределенностями в анализирующих способностях A_{yy} и A_y для упругого dp -рассеяния. Стабильность векторной составляющей поляризации дейтронов контролировалась в ходе эксперимента путем измерения асимметрии квазиупругого pp -рассеяния с помощью поляриметра [122], находившегося в фокусе F_4 магнитного канала VP1.

Выведенный из ускорителя пучок дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с и типичной интенсивностью $\sim 2 \cdot 10^9$ частиц за цикл направлялся на углеродную мишень, находившуюся в фокусе F_5 канала VP1 (рис. 26). Использовались мишени толщиной 6,5 и 27,2 г/см². Интенсивность пучка контролировалась ионизационной камерой IC, установленной перед мишенью.

Данные были получены при 6 настройках магнитных элементов установки для импульсов вторичных частиц 4,57, 5,40, 5,88, 6,11, 6,63 и 7,04 ГэВ/с. Вторичные частицы, испущенные из мишени под углом ~ 85 мрад, при помощи трех отклоняющих магнитов (магнит M_0 был выключен) и трех дублетов линз

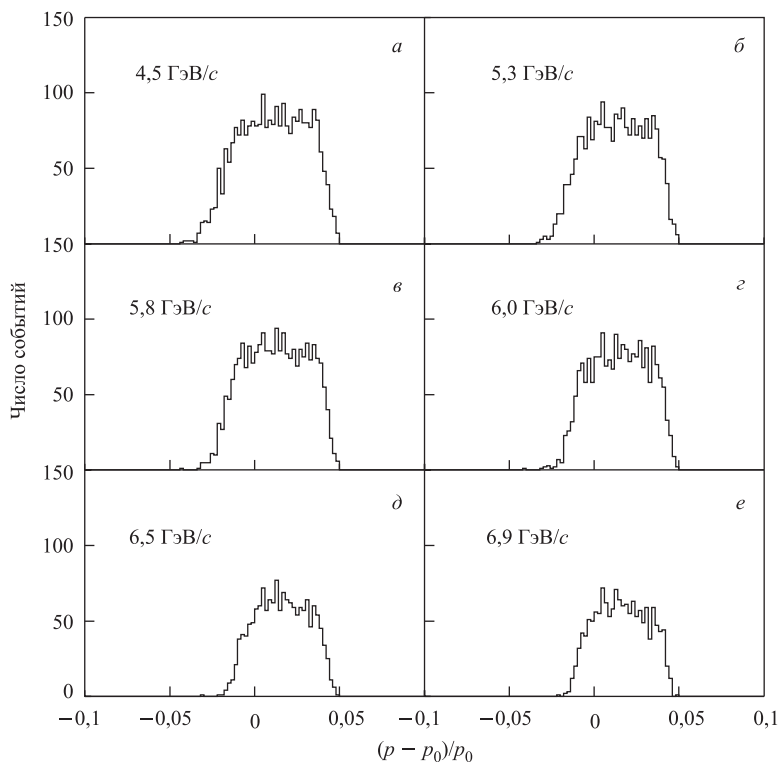


Рис. 27. Результаты моделирования аксептанса установки для шести настроек магнитных элементов. p_0 — средний импульс, на который настраивались магнитные элементы; p — импульс зарегистрированных частиц

транспортировались в фокус F_6 . Аксептанс установки был вычислен путем моделирования методом Монте-Карло [123]. Угловой аксептанс установки составлял $\Delta\theta \approx \pm 8$ мрад, а импульсный аксептанс $\Delta p/p$ в зависимости от импульса изменялся от $\pm 0,02$ до $\pm 0,03$. Результаты моделирования импульсных аксептансов установки при всех шести настройках магнитных элементов приведены на рис. 27.

В качестве триггера использовались совпадения сигналов со сцинтиляционных счетчиков F_{61} , F_{62} и F_{63} . Наряду с протонами от фрагментации дейтронов аппаратура регистрировала и дейтроны, испытавшие неупругое рассеяние и имеющие тот же импульс, что и выделенные протоны. По мере увеличения импульса регистрируемых частиц относительный вклад этих дейтронов возрастал. Чтобы подавить число запусков установки от фоновых дейтронов, при максимальном импульсе детектирования вторичных частиц в триггере дополнительно использовался сигнал с аэрогельного черенковского счетчика \check{C}_1 с радиатором, имеющим показатель преломления 1,033. Порог формирователя сигнала с черенковского счетчика был выбран таким образом, чтобы потери протонов при этом не происходило. Коэффициент отбора

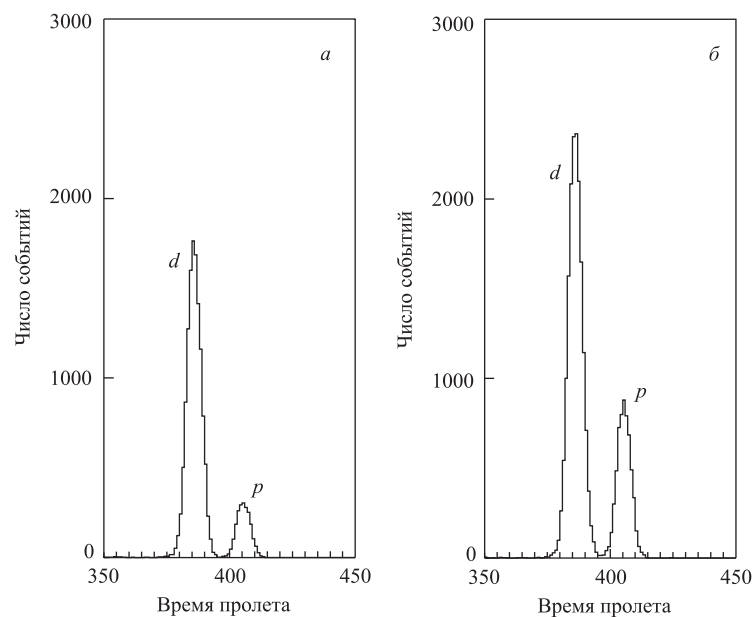


Рис. 28. Времяпролетные спектры, характеризующие процесс разделения частиц и использование порогового черенковского счетчика в триггере при настройке магнитных элементов установки на импульс ~ 7 ГэВ/с: а) без счетчика \check{C}_1 в триггере; б) со счетчиком \check{C}_1 в триггере. Время пролета дано в условных единицах

триггера в этом случае составлял ~ 2 . Эффект использования черенковского счетчика в триггере проиллюстрирован на рис. 28, где приведены спектры вторичных частиц по времени пролета, полученные без включения (рис. 28, *a*) и с включением (рис. 28, *b*) сигнала, поступающего с черенковского счетчика в триггер. Эти же спектры характеризуют и процесс надежного разделения вторичных дейтронов и протонов при настройке магнитного канала на максимальный импульс 7,04 ГэВ/с.

Идентификация регистрируемых частиц производилась по известному импульсу и времени пролета между счетчиками F56₁–F56₂, F56₃–F56₄ и сцинтилляционным годоскопом НТ, с одной стороны, и счетчиком F₆₁, с другой, размещенными на расстоянии около 28 м. Стартовым импульсом служил сигнал со счетчика F₆₁, расположенного в фокусе F₆. Разрешение времяпролетной системы σ_{TOF} было лучше чем 0,2 нс. В процессе обработки в качестве полезных отбирались только те события, для которых, по крайней мере, два измерения времени пролета были скоррелированы. Благодаря этому фон от случайных срабатываний времяпролетных счетчиков практически полностью исключался. Корреляция времен пролета частиц для настройки магнитных элементов установки на импульс 7,04 ГэВ/с продемонстрирована на рис. 29.

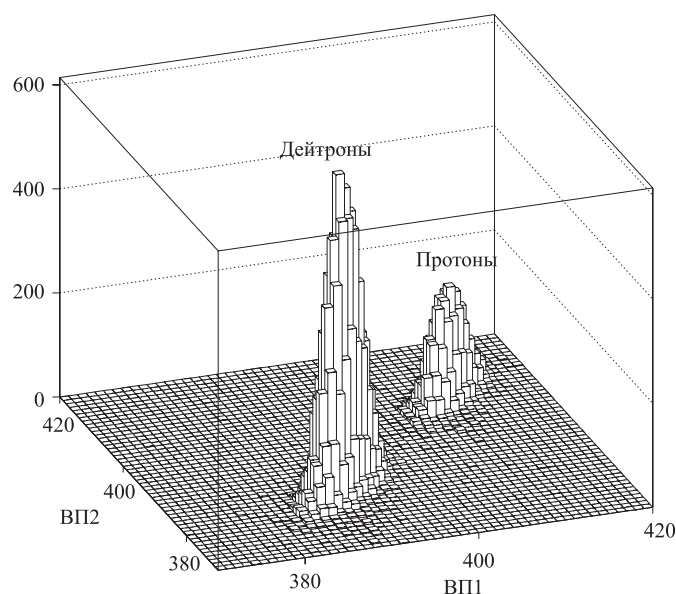


Рис. 29. Корреляция между двумя независимыми временами пролета (ВП) частиц при настройке магнитных элементов канала на импульс ~ 7 ГэВ/с. Дейтроны частично подавлены с помощью черенковского счетчика в триггере. ВП1 и ВП2 даны в условных единицах

Данные по A_{yy} показаны на рис. 30. Здесь же представлены результаты расчетов, выполненных согласно модели жестких соударений [104], описанной ранее.

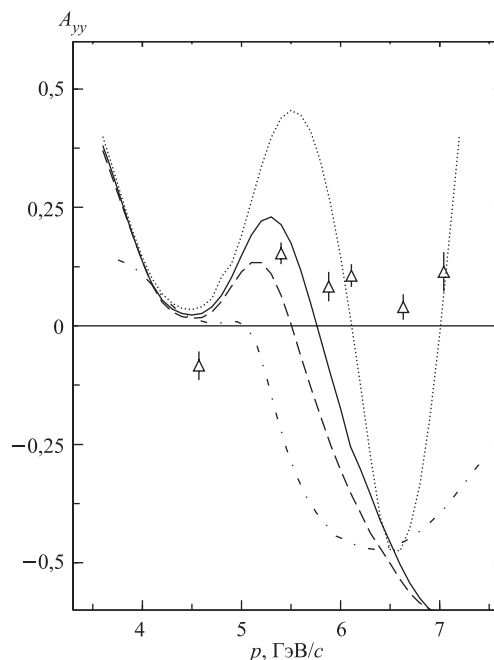


Рис. 30. Тензорная анализирующая способность A_{yy} реакции $^{12}\text{C}(d, p)X$ при начальном импульсе дейтронов 9 ГэВ/с и угле испускания протонов 85 мрад в зависимости от импульса регистрируемых протонов. Сплошной, штриховой, точечной и штрихпунктирной кривыми показаны результаты расчетов на основе модели жестких соударений [104] с использованием парижской [21], рейдовской [33], боннской [84] и московской [124] волновых функций дейтрона соответственно

Расчеты показывают, что под углом 85 мрад, начиная с импульсов протонов выше 5,3 ГэВ/с, прямая фрагментация дейтрона (рис. 13, *a*) все больше доминирует над жестким рассеянием нуклона дейтрона на нуклоне мишени (рис. 13, *б, в*). С другой стороны, протоны, регистрируемые под углом 0° , в основном также обусловлены прямой фрагментацией. В связи с этим интересно сравнить данные, полученные под углом 85 мрад, с данными по T_{20} , полученными под углом 0° . На рис. 31 результаты для A_{yy} , полученные в этом эксперименте, представлены вместе с данными о тензорной анализирующей способности T_{20} , соответствующими испусканию протона под углом 0° (под нулевым углом $T_{20} = -\sqrt{2}A_{yy}$) на углеродной мишени [111–113] в

зависимости от импульса протона в системе покоя дейтрона:

$$q = \sqrt{q_{\parallel}^2 + q_{\perp}^2},$$

где q_{\parallel} и q_{\perp} — продольная и поперечная компоненты импульса q . Отметим, что если в случае испускания протона под углом 0° импульс q всецело продольный, то в условиях описываемого эксперимента весь импульс почти полностью определяется его поперечной компонентой. Величина A_{yy} для всех наборов данных при больших значениях q положительна.

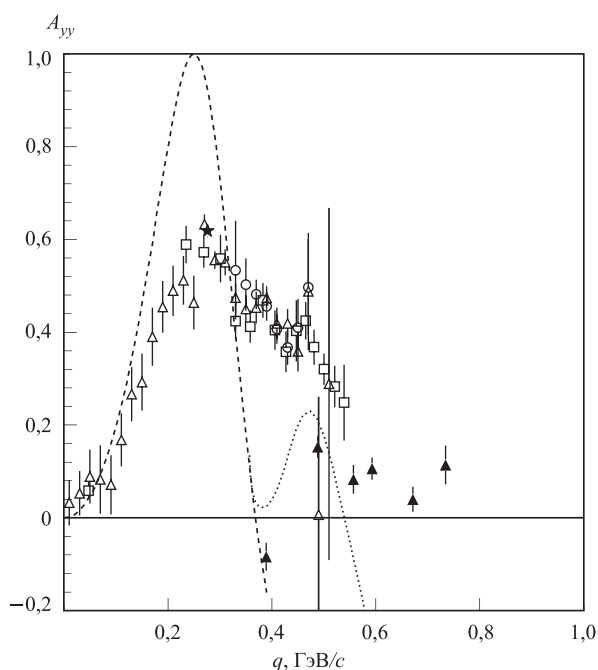


Рис. 31. Сравнение данных о величине A_{yy} , полученных в описываемом эксперименте (\blacktriangle), с данными, полученными под нулевым углом на углеродной мишени: [111] (\triangle), [112] (\square) и [113] (\circ), в зависимости от импульса протона в системе покоя дейтрона q . Звездочкой показан результат измерения тензорной поляризации пучка в данном эксперименте. Штриховая и точечная кривые представляют результаты расчетов с использованием парижской волновой функции дейтрона [21] для углов испускания протонов 0 и 85 мрад соответственно

Как видно, экспериментальная ситуация для реакции развала дейтрона с испусканием протона с большим поперечным импульсом выглядит так же, как

и в случае вылета протона под нулевым углом: в то время, как импульсные спектры протонов удовлетворительно описываются в рамках традиционных подходов с использованием стандартных волновых функций дейтрона, данные о поляризационных наблюдаемых существенно противоречат предсказаниям этих моделей. В наибольшей степени это относится к тензорной анализирующей способности, которая чувствительна к отношению D - и S -компонент волновой функции дейтрона и измерена до больших внутренних импульсов. Таким образом, очевидно, что наши представления о структуре дейтрона в области, где нуклоны сильно перекрываются, нуждаются в ревизии.

Измерения A_{yy} реакции ${}^9\text{Be}(d, p)X$ при 4,5 ГэВ/с и угле регистрации протонов 80 мрад. Указания на зависимость параметра A_{yy} реакции (d, p) от поперечного импульса вторичных протонов (вытекающие из сопоставления результатов экспериментов, выполненных с регистрацией протонов, испускаемых под углами 0° [111–113] и 85 мрад [119]) явились мотивацией для получения дополнительных данных, соответствующих новым значениям поперечного импульса регистрируемых протонов. С этой целью на выведенном пучке поляризованных дейтронов синхрофазотрона ОИЯИ были выполнены измерения тензорной анализирующей способности A_{yy} инклюзивной фрагментации дейтронов на бериллии, ${}^9\text{Be}(d, p)X$, при начальном импульсе дейтронов 4,5 ГэВ/с и угле испускания вторичных протонов 80 мрад в л. с. [125]. Данные были получены для импульсов вторичных частиц 2,5, 2,75, 3,0, 3,3 и 3,6 ГэВ/с; при этом исследовалась область поперечных импульсов протонов от 220 до 300 МэВ/с. Эксперимент проводился с помощью установки СФЕРА; детали измерений аналогичны описанным выше в связи с экспериментами при 9 ГэВ/с.

Полученные в этих опытах значения тензорной анализирующей способности A_{yy} показаны в зависимости от импульса регистрируемых протонов на рис. 32 (темные треугольники). Там же приведены результаты расчетов в рамках модели жестких соударений [104] с использованием волновой функции дейтрона для парижского потенциала [21]. Анализ представленных на рис. 32 результатов показывает, что (i) последовательный учет вклада жесткого рассеяния и экспериментального разрешения понижает вычисленные значения A_{yy} в максимуме; (ii) по мере увеличения импульса протонов результаты расчетов все больше расходятся с экспериментальными данными; (iii) зависимость A_{yy} от импульса все более определяется процессом прямой фрагментации дейтрона.

Сопоставление новых данных с результатами других измерений, выполненных при разных значениях переменных p_T и x (определение этих переменных было дано выше), позволяет обнаружить новые интересные закономерности.

Зависимости данных по A_{yy} от поперечного импульса p_T при четырех значениях доли продольного импульса x , находящихся вблизи 0,61, 0,67, 0,72

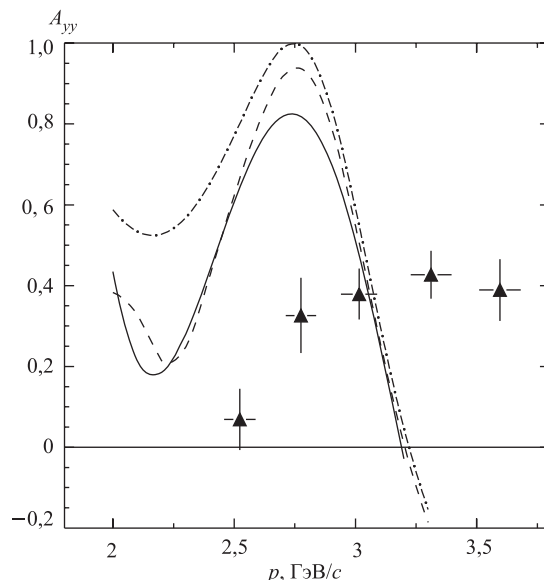


Рис. 32. Зависимость тензорной анализирующей способности A_{yy} реакции ${}^9\text{Be}(d, p)X$ при 4,5 ГэВ/с и угле вылета протонов 80 мрад от импульса регистрируемых протонов p . Штрихпунктирная кривая — результат расчета с учетом вклада только прямой фрагментации; штриховая — суммарный вклад прямой фрагментации и жесткого рассеяния; сплошная — то же, что и штриховая, с учетом импульсного разрешения экспериментальной установки

и 0,78, представлены на рис. 33. При этом темными треугольниками показаны данные описываемого эксперимента, светлыми кружками — данные, полученные на углеродной мишени при начальном импульсе дейтронов 9 ГэВ/с и угле регистрации протонов 85 мрад [119], а светлыми квадратами — данные измерений, выполненных при 9 ГэВ/с и нулевом угле регистрации протонов [113]. Сплошными прямыми показаны зависимости $A_{yy}(p_T)$, вычисленные по точкам в линейном приближении.

Видно, что величины тензорной способности A_{yy} , соответствующие разным значениям доли продольного импульса x , существенно зависят от поперечного импульса протона p_T . Величины A_{yy} имеют большие положительные значения при малых p_T и уменьшаются с увеличением поперечного импульса независимо от x . При достигнутой точности измерений зависимости $A_{yy}(p_T)$ хорошо аппроксимируются прямыми линиями, что не согласуется с расчетами в модели жестких соударений [104] с использованием стандартных волновых функций дейтрона.

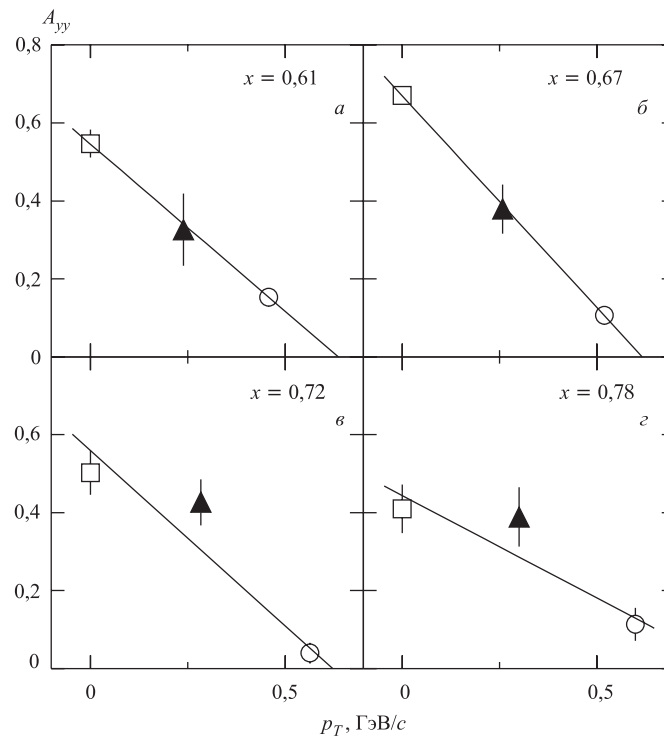


Рис. 33. Зависимость тензорной анализирующей способности A_{yy} реакции фрагментации дейтронов на ядрах от поперечного импульса вылетающих протонов p_T при значениях доли продольного импульса x вблизи 0,61 (а), 0,67 (б), 0,72 (в) и 0,78 (г). Сплошные кривые вычислены по точкам в линейном приближении

Интересно, что новые данные демонстрируют зависимость и от переменной

$$(\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}) = \sqrt{\frac{m_p^2 + p_T^2}{x(1-x)}} \left(\frac{1}{2} - x \right),$$

введенной Кармановым с соавторами [18,57] как второй (наряду с k) переменной, от которой должна зависеть релятивистская волновая функция дейтрона в динамике светового фронта. Здесь вектор \mathbf{n} представляет собой единичную нормаль к поверхности светового фронта. (Переменные x и k_T однозначно выражаются через k и $(\mathbf{n} \cdot \mathbf{k})$.)

Зависимости данных о тензорной анализирующей способности A_{yy} , соответствующих значениям $k \sim 0,58$ и $\sim 0,78$ ГэВ/с, от переменной $(\mathbf{n} \cdot \mathbf{k})$ показаны на рис. 34. Здесь темные треугольники — данные описываемого

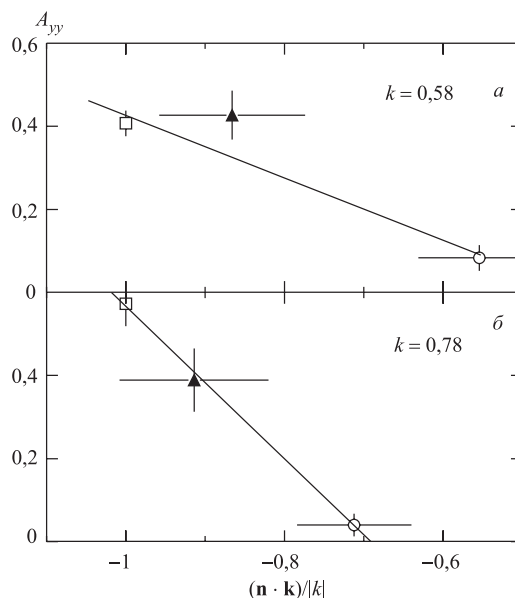


Рис. 34. Зависимость тензорной анализирующей способности A_{yy} реакции фрагментации дейтронов на ядрах от параметра $(\mathbf{n} \cdot \mathbf{k})/|k|$ для значений импульса $k \sim 0,58$ (а) и $\sim 0,78$ ГэВ/с (б). Сплошные кривые вычислены по точкам в линейном приближении

эксперимента, светлые кружки — данные, полученные при начальном импульсе дейтронов 9 ГэВ/с и угле испускания протонов 85 мрад [119], а светлые квадраты — данные при 9 ГэВ/с и нулевом угле испускания протонов [113]. Сплошными прямыми показаны зависимости $A_{yy}((\mathbf{n} \cdot \mathbf{k})/|k|)$, вычисленные по точкам в линейном приближении.

Несмотря на недостаточную полноту данных видно, что значения тензорной анализирующей способности имеют тенденцию к уменьшению по мере увеличения переменной $(\mathbf{n} \cdot \mathbf{k})/|k|$. В релятивистском импульсном приближении с использованием стандартных волновых функций дейтрона зависимость параметра A_{yy} от переменной $(\mathbf{n} \cdot \mathbf{k})/|k|$ отсутствует. Она, однако, может появиться в результате описания структуры дейтрона в рамках концепций, соответствующих подходам Бланкенбеклера [68–70] или Карманова [18, 55, 57].

Измерения A_{yy} реакции ${}^9\text{Be}(d, p)X$ при 5 ГэВ/с и угле регистрации протонов 180 мрад. Новые измерения тензорной анализирующей способности A_{yy} инклюзивной фрагментации дейтронов на бериллии, ${}^9\text{Be}(d, p)X$, при начальном импульсе дейтронов 5 ГэВ/с и угле испускания вторичных протонов 178 мрад в л. с. были проведены для сравнения с результатами расчетов в

рамках динамики светового фронта с использованием различных волновых функций дейтрона.

Эксперимент проводился с бериллиевой мишенью, чтобы увеличить скорость набора данных. Ранее в измерениях импульсных спектров протонов, испущенных под углами 103, 139 и 157 мрад в л. с. в процессе фрагментации дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с на водородной, дейтериевой и углеродной мишенях, было показано [30], что форма высокоимпульсных частей спектров протонов (за исключением участка шириной около ± 80 МэВ/с в максимуме спектров) не зависит от атомного номера мишени и определяется только структурой дейтрона и механизмом дейтрон-нуклонного взаимодействия. Подобное же заключение было сделано и на основании данных о развале дейтронов при угле 0° [98]. Что же касается результатов измерения тензорной анализирующей способности T_{20} развала дейтронов при 0° [110–113], то они показали, что систематическая разница между данными, полученными с во-

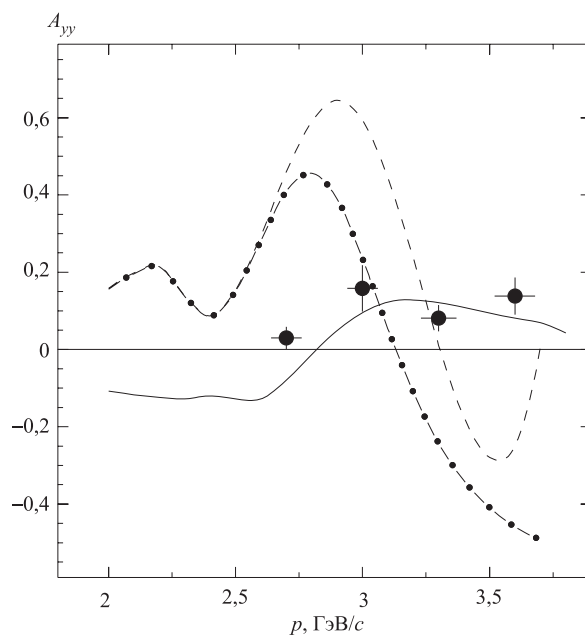


Рис. 35. Параметр A_{yy} реакции ${}^9\text{Be}(d, p)X$ при начальном импульсе дейтронов 5 ГэВ/с и угле испускания протонов 180 мрад как функция импульса регистрируемых протонов. Вычисления выполнены на основе волновой функции дейтрона для боннского [84] (штриховая кривая) и парижского [21] (штрихпунктирная) потенциалов. Сплошная кривая вычислена с использованием релятивистской волновой функции Карманова [18]

дородной и ядерными мишенями, не превышает 20%. Это означает, что многократное рассеяние невелико и ядерные мишени также пригодны для получения информации о структуре дейтрона.

Эксперимент был выполнен на выведенном пучке поляризованных дейтронов синхрофазотрона ОИЯИ с помощью установки СФЕРА. Детали экспериментальной процедуры описаны в работе [126].

Данные были получены для четырех значений импульса вторичных частиц в интервале от 2,7 до 3,6 ГэВ/с. При этом исследовалась область поперечных импульсов протонов от 0,49 до 0,65 ГэВ/с. Импульсный и угловой аксептансы установки определялись путем моделирования методом Монте-Карло с учетом параметров падающего пучка дейтронов, ядерных взаимодействий и многократного рассеяния в мишени, воздухе, окошках и детекторах, энергетических потерь первичных и вторичных частиц и т. п. Аксептансы по импульсу и полярному углу составили $\Delta p/p \sim \pm 2\%$ и ± 18 мрад соответственно.

Результаты измерения тензорной анализирующей способности A_{yy} реакции фрагментации дейтронов с импульсом 5 ГэВ/с на бериллии с испусканием протонов под углом 178 мрад приведены на рис. 35. Там же представлены результаты вычислений, проведенных в рамках динамики светового фронта с использованием различных волновых функций дейтрона. Видно, что результаты вычислений с использованием волновой функции Карманова (см. далее) довольно хорошо согласуются с экспериментальными данными, тогда как кривые, рассчитанные с использованием стандартных волновых функций дейтрона, соответствующих парижскому [21] и боннскому зарядово-зависимому [22] потенциалам, резко противоречат экспериментальным данным, меняя знак при импульсе протона около 3,2 ГэВ/с.

6. АНАЛИЗ ФРАГМЕНТАЦИИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ДЕЙТРОНОВ С ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИЕЙ LC-ДИНАМИКИ

6.1. Общее рассмотрение. Анализ экспериментальных данных, полученных в опытах с релятивистскими дейтронами в Сакле [110, 127–129] и Дубне [111–113, 121, 130, 131], привел к пониманию того, что в приближении простого t -полюсного механизма на малых относительных расстояниях нуклонов в дейтроне традиционные представления о структуре дейтрона несправедливы. Вообще говоря, ввиду важности этого результата нужно было бы, конечно, проанализировать его устойчивость по отношению к усложнению механизма протекания реакции. Отказываться, однако, от этого простого механизма не хотелось бы, поскольку это сильно усложнило бы описание реакции и извлечение информации о свойствах дейтрона. Во всяком случае, на данном этапе мы сохранили простоту описания в рамках полюсного механизма и сосредоточили основное внимание на более последовательной трактовке реакции

в рамках ЛС-динамики. Таким образом, мы сохраняем полюсный механизм, ограничиваемся только нуклонными степенями свободы и используем «правильную» волновую функцию динамики светового фронта.

Во всех предыдущих работах, посвященных анализу поляризационных характеристик реакции $A(d, p)X$ как в рамках теории поля, так и в квантовой механике светового фронта, дейтрон представлялся в виде суперпозиции S - и D -волн, известной из нерелятивистской физики. Эта суперпозиция предполагает вполне определенную взаимосвязь поперечной и продольной компонент импульса внутреннего движения нуклонов в дейтроне [104]. Между тем в динамике светового фронта зависимость волновой функции от поперечной и продольной компонент внутреннего импульса может существенно отличаться от той, которая диктуется комбинацией S - и D -волн. На эту возможность впервые, пожалуй, обратили внимание авторы работ [68, 70], которые обобщили релятивистскую модель жестких соударений составных адронов [132] на случай релятивистских ядро-ядерных взаимодействий.

В наших предыдущих работах мы также использовали волновую функцию гамильтонова варианта релятивистской теории. Это объясняется тем, что в то время в нашем распоряжении не было «настоящей» волновой функции дейтрона в ЛС-динамике. Сейчас такие функции уже имеются и представляется уместным ими воспользоваться. В предыдущих разделах мы уже подробно рассмотрели свойства динамики светового фронта. Однако для большей ясности изложения напомним, как должен был бы выглядеть «правильный» расчет реакции (d, p) в динамике светового фронта и в предположении полюсного механизма, показанного на рис. 12. Ключевым моментом этого расчета является волновая функция релятивистского дейтрона, которая должна принадлежать спиновому моменту $J = 1$ и зависеть от продольной k_L и поперечной k_T компонент внутреннего импульса нуклонов:

$$\psi_d^M = \psi_d^M(k_L, k_T), \quad (88)$$

где $M = 0, \pm 1$ — проекции спина $\mathbf{J} = 1$ на ось квантования. Отметим три особенности этой волновой функции.

Во-первых, соотношение между аргументами k_L и k_T в волновой функции (88) может существенно отличаться от того, которое имеет место в случае, когда состояние описывается суперпозицией S - и D -волн. Этот факт качественно меняет ситуацию при описании реакций с участием релятивистских дейтронов.

Во-вторых, эта волновая функция должна принадлежать определенному моменту. Мы уже видели, что построение состояний с определенным моментом, на первый взгляд, выглядит очень сложным и непонятным делом, поскольку две из трех компонент момента зависят от взаимодействия. Однако Карманов указал, как можно преодолеть эту техническую сложность

и построить волновую функцию с заранее определенным моментом. Оказывается, вклад взаимодействия в момент количества движения может быть имитирован оператором поворота плоскости квантования. Это, очевидно, неизбежно приводит к тому, что волновая функция начинает зависеть от еще одной переменной ($\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}$).

В-третьих, с учетом зависимости от \mathbf{n} волновая функция преобразуется при правильно понимаемых поворотах чисто геометрически и не зависит от выбора направления оси z . В модели Карманова зависимость волновой функции от \mathbf{n} сопровождается соответствующей зависимостью от \mathbf{n} пропагаторов. При этом утверждается, что при точном расчете зависимость результатов от выбора оси z должна каким-то образом исчезнуть. Поскольку, вообще говоря, не ясно, как можно избавиться от этой зависимости, имеющей, на наш взгляд, вполне физическое происхождение в рамках непертурбативной физики связанного состояния, когда взаимодействие итерировается бесконечное число раз, будем считать, что такая зависимость носит имманентный характер. Эта же мысль подчеркивается в работе [133]. Поэтому при вычислении поляризационных характеристик (d, p) -реакции в рамках уже изложенного в п. 3.5 стандартного варианта LC-динамики используем найденную в подходе Карманова [18] релятивистскую волновую функцию дейтрона. Подчеркнем, что, вообще говоря, можно было бы применить и другую функцию, определенную в рамках LC-динамики [134, 135].

6.2. Анализирующая способность A_{yy} с волновой функцией LC-динамики. Релятивистская волновая функция, найденная [18] в рамках динамики светового фронта, является функцией спинов нуклонов, их внутреннего импульса и ориентации плоскости квантования и имеет вид

$$\Psi_{\sigma_2 \sigma_1}^M = w_{\sigma_2}^* \psi^M(\mathbf{k}, \mathbf{n}) \sigma_y w_{\sigma_1}, \quad (89)$$

где

$$\begin{aligned} \psi(\mathbf{k}, \mathbf{n}) = & \frac{1}{\sqrt{2}} \sigma f_1 + \frac{1}{2} \left[\frac{3}{k^2} \mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\sigma}) - \sigma \right] f_2 + \frac{1}{2} [3\mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma}) - \sigma] f_3 + \\ & + \frac{1}{2k} [3\mathbf{k}(\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma}) + 3\mathbf{n}(\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\sigma}) - 2\sigma(\mathbf{k} \cdot \mathbf{n})] f_4 + \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{i}{k} [\mathbf{k} \times \mathbf{n}] f_5 + \frac{\sqrt{3}}{2k} [[\mathbf{k} \times \mathbf{n}] \times \boldsymbol{\sigma}] f_6. \end{aligned} \quad (90)$$

Здесь \mathbf{k} — импульс нуклонов в их с. ц. м.; \mathbf{n} — единичная нормаль к поверхности светового фронта; $\boldsymbol{\sigma}$ — матрицы Паули; $w_{\sigma_1(\sigma_2)}$ — спиновые функции нерелятивистских нуклонов; f_1, \dots, f_6 — инвариантные по отношению к поворотам функции кинематических переменных, определяющих состояние

дейтрона. При этом

$$k = \sqrt{\frac{m_p^2 + \mathbf{p}_T^2}{4x(1-x)} - m_p^2}, \quad (\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}) = \left(\frac{1}{2} - x\right) \sqrt{\frac{m_p^2 + \mathbf{p}_T^2}{x(1-x)}}, \quad (91)$$

где x — доля продольного импульса дейтрона, уносимого протоном в системе бесконечного импульса [68, 70]. Направление оси z выбрано против направления пучка дейтронов, т. е. $\mathbf{n} = (0, 0, -1)$. Нормировка функции (90) определяется соотношением

$$\int \frac{dx d\mathbf{k}_T}{(2\pi)^3 2x(1-x)} |\psi|^2 = \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3 \epsilon(k)} |\psi|^2 = 1,$$

где $\epsilon(k) = \sqrt{m^2 + k^2}$, а m — масса нуклона.

Для компактности выкладок введем матрицу $\rho_{\mu\mu'}(\kappa, q)$ в спиновом пространстве нуклона b при поляризации дейтрона, характеризуемой индексами (κ, q) :

$$\rho_{\mu\mu'}(\kappa, q) = \sum_{\nu, M, M'} \psi_M(\nu, \mu) (-1)^{1-M'} \langle 1 M 1 - M' | \kappa q \rangle \psi_{M'}^*(\nu, \mu'), \quad (92)$$

или в символическом виде:

$$\rho(\kappa, q) = \langle \psi \cdot t_{\kappa q} \cdot \psi^* \rangle. \quad (93)$$

Разумеется, как и обычную матрицу плотности, эту матрицу можно представить в виде

$$\rho(\kappa, q) = \frac{1}{2} \rho_0(\kappa, q) (1 + \mathbf{P} \cdot \boldsymbol{\sigma}), \quad (94)$$

где \mathbf{P} — аналог вектора поляризации нуклона в дейтроне при заданной поляризации дейтрона, характеризуемой индексами (κ, q) ; $\boldsymbol{\sigma}$ — матрицы Паули, а

$$\rho_0(\kappa, q) = \text{Sp} \{ \rho(\kappa q) \} = \sum \psi_M(\nu, \mu) \langle 1 M 1 - M' | \kappa q \rangle \psi_{M'}^*(\nu, \mu'). \quad (95)$$

Формулы (92) и (93) носят общий характер; в них можно подставлять любые спин-тензоры. На опыте, однако, обычно измеряется тензорная анализирующая способность $A_{yy} = -T_{20}/\sqrt{2} - \sqrt{3}T_{22}$. Поэтому в дальнейшем будет подразумеваться, что усреднение в выражениях (92) и (93) производится с весами, соответствующими A_{yy} .

Далее, обозначая импульс регистрируемого протона через \mathbf{p}_1 , независимо от того, из какой вершины он вылетает, и используя выражение для инвариантного дифференциального сечения:

$$\frac{p_{10} d\sigma}{d\mathbf{p}_1} = \frac{(2\pi)^4}{4 I(d, p)} \text{Sp} \{ \mathcal{M} \cdot \rho_i \cdot \mathcal{M}^\dagger \} d\tau, \quad (96)$$

где ρ_i — спиновая матрица плотности начального состояния, а $I(d, p)$ — инвариантный поток падающих на протоны дейтронов, найдем, что

$$T_{2q} \left(\frac{p_{10} d\sigma}{d\mathbf{p}_1} \right)_0 = \frac{1}{2(2\pi)^3} \left\{ \frac{I(b, p)}{I(d, p) (1-x)^2} \rho_0(2, q) \sigma(bp \rightarrow p_2 X) + \right. \\ \left. + \int \frac{dy d\mathbf{p}_{2T}}{2y(1-y)} \frac{I(b, p)}{(1-y) I(d, p)} \rho_0(2, q) \frac{p_{20} d\sigma}{d\mathbf{p}_2} (bp \rightarrow p_2 X) [1 + \mathbf{P} \cdot \langle \boldsymbol{\sigma} \rangle] \right\}, \quad (97)$$

где $\langle \boldsymbol{\sigma} \rangle$ — векторная анализирующая способность NN -рассеяния; $\sigma(bp \rightarrow p_2 X)$ — полное сечение NN -рассеяния, которое не зависит от поляризации, а \mathbf{P} — вектор поляризации нуклона в дейтроне, поляризация которого характеризуется индексами (κ, q) :

$$\mathbf{P} = \frac{\text{Sp} \{ \boldsymbol{\sigma} \rho(\kappa, q) \}}{\rho_0(\kappa, q)}. \quad (98)$$

Первый член в фигурной скобке формулы (97) соответствует случаю, когда регистрируется спектаторный протон, а второй член соответствует регистрации протона, испытавшего перерассеяние на нуклоне мишени.

Детали расчетов. Матрицы плотности $\rho_0(\kappa, q)$ зависят от типа усреднения в выражении (92) и для анализирующих способностей T_{20} и T_{22} имеют следующий вид:

$$\rho_0(2, 0) = \frac{1}{\sqrt{6}} (\boldsymbol{\psi} \cdot \boldsymbol{\psi}^\dagger - 3 \psi_z \cdot \psi_z) = \\ = -3f_3^2 - 12f_3 f_4 z + 3f_2^2 z^2 - 12f_4^2 z^2 - 6f_2^2 z^4 - 1,5f_2^2 (1 - z^2) - \\ - 4,5f_4^2 (1 - z^2) + 3f_5^2 (1 - z^2) - 15,5885f_4 f_6 (1 - z^2) - 1,5f_6^2 (1 - z^2) - \\ - 3f_2^2 z^2 (1 - z^2) + 3f_2^2 (1 - z^2)^2 - 8,48528f_1 f_3 - 16,9706f_1 f_4 z - \\ - 4,24264f_1 f_2 z^2 - 4,24264f_1 f_2 z^4 + 2,12132f_1 f_2 (1 - z^2) - \\ - 2,12132f_1 f_2 z^2 (1 - z^2) + 2,12132f_1 f_2 (1 - z^2)^2 - 6f_2 f_3 z^4 - 12f_2 f_4 z^5 + \\ + 4,5f_2 f_3 (1 - z^2) + 4,5f_2 f_4 z (1 - z^2) - 7,79423f_2 f_6 z (1 - z^2) - \\ - 7,5f_2 f_3 z^2 (1 - z^2) - 19,5f_2 f_4 z^3 (1 - z^2) - 7,79423f_2 f_6 z^3 (1 - z^2) - \\ - 1,5f_2 f_3 (1 - z^2)^2 - 7,5f_2 f_4 z (1 - z^2)^2 - 7,79423f_2 f_6 z (1 - z^2)^2, \quad (99)$$

$$\begin{aligned}
\rho_0(2, 2) &= \frac{1}{2}(\psi_x \cdot \psi_x^\dagger - \psi_y \cdot \psi_y^\dagger) = \\
&= 1,06066f_1f_2(1 - z^2) - 0,75f_2^2(1 - z^2) + 2,25f_4^2(1 - z^2) - 1,5f_5^2(1 - z^2) - \\
&\quad - 2,59808f_4f_6(1 - z^2) + 0,75f_6^2(1 - z^2) + 1,06066f_1f_2z^2(1 - z^2) + \\
&\quad + 1,5f_2^2z^2(1 - z^2) + 1,06066f_1f_2(1 - z^2)^2 + 1,5f_2^2(1 - z^2)^2 - \\
&\quad - 0,75f_2f_3(1 - z^2) + 0,75f_2f_4z(1 - z^2) - 1,29904f_2f_6z(1 - z^2) - \\
&\quad - 0,75f_2f_3z^2(1 - z^2) + 0,75f_2f_4z^3(1 - z^2) - 1,29904f_2f_6z^3(1 - z^2) - \\
&\quad - 0,75f_2f_3(1 - z^2)^2 + 0,75f_2f_4z(1 - z^2)^2 - 1,29904f_2f_6z(1 - z^2)^2. \quad (100)
\end{aligned}$$

Матрицу плотности $\rho_0(y, y)$ для вычисления анализирующей способности A_{yy} можно получить из соотношения

$$\rho_0(y, y) = -\frac{1}{\sqrt{2}}\rho_0(2, 0) - \sqrt{3}\rho_0(2, 2).$$

Входящее в формулу (97) инвариантное дифференциальное сечение для неполяризованного пучка дается выражением

$$\begin{aligned}
\left(\frac{p_{10}d\sigma}{d\mathbf{p}_1}\right)_0 &= \frac{1}{2(2\pi)^3} \left\{ \frac{I(b, p)}{I(d, p)(1-x)^2} \rho_0 \sigma(bp \rightarrow p_2p_3) + \right. \\
&\quad \left. + \int \frac{dt d\mathbf{p}_{2T}}{2y(1-y)} \frac{I(b, p)}{(1-y)I(d, p)} \rho_0 \frac{p_{10}d\sigma}{d\mathbf{p}_1}(bp \rightarrow p_2p_3) \right\}, \quad (101)
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
\rho_0 &= 3[f_1^2 + f_2^2 + f_3^2 + f_2f_3(3z^2 - 1) + 4f_4(f_2 + f_3)z + \\
&\quad + f_4^2(z^2 + 3) + (f_5^2 + f_6^2)(1 - z^2)]. \quad (102)
\end{aligned}$$

6.3. Результаты расчетов A_{yy} в динамике светового фронта. Для вычисления тензорной анализирующей способности по формуле (97) необходимо знать инвариантные дифференциальные сечения $p_{20}d\sigma(bp \rightarrow p_2p_3)/d\mathbf{p}_2$ процессов, протекающих в нижней вершине полюсной диаграммы. Кроме того, следует иметь в виду, что частица b находится вне массовой поверхности. Виртуальность частицы b и вклады указанных процессов учитывались так же, как это описано в разд. 3 при вычислении импульсных распределений протонов.

Наибольшее число экспериментов на поляризованных пучках дейтронов в Сакле и Дубне было посвящено измерению тензорной анализирующей способности T_{20} реакции $A(d, p)X$ с испусканием протонов под углом 0° . Результаты вычисления параметра $A_{yy}(0^\circ)$ этого процесса на основе волновой

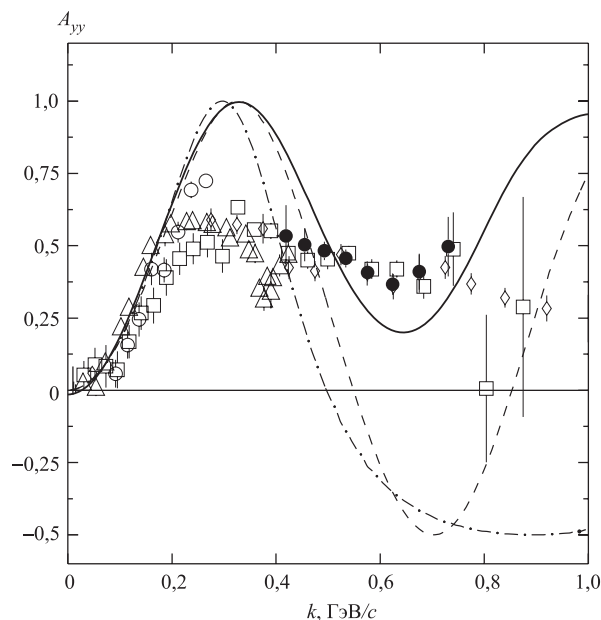


Рис. 36. Тензорная анализирующая способность A_{yy} фрагментации дейтронов с испусканием протонов под углом 0° в зависимости от внутреннего импульса k . Экспериментальные данные: \triangle — [110]; \square — [111]; \diamond — [112]; \circ (мишень ^1H) и \bullet (мишень ^{12}C) — [113]. Расчеты выполнены с использованием волновых функций дейтрона для парижского [21] (штрихпунктирная кривая) и боннского [84] (штриховая кривая) потенциалов, а также волновой функции Карманова [18] (сплошная кривая)

функции Карманова [18] представлены на рис. 36 сплошной кривой (напомним, что под углом 0° $A_{yy} = -T_{20}/\sqrt{2}$).

Видно, что в отличие от вычислений со стандартными нерелятивистскими волновыми функциями дейтрона [21, 84] сплошная кривая не меняет знака и находится в лучшем согласии с экспериментальными данными в области k от 0,4 до 0,8 ГэВ/с. Расхождение результатов расчетов с данными в области k вблизи 0,3 ГэВ/с, по-видимому, нельзя устранить в рамках полюсного механизма; эта область соответствует как раз тем значениям кинематических переменных в упругом dp -рассеянии назад, при которых сечение этого процесса в рамках треугольной диаграммы выражается через сечение реакции $NN \rightarrow d\pi$, имеющее здесь резонансный характер.

На рис. 37 результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными по тензорной анализирующей способности реакции фрагментации дейтронов с импульсом 4,5 ГэВ/с на бериллии с испусканием протонов под углом

80 мрад. Снова видно, что вычисления на основе волновой функции Карманова качественно правильно воспроизводят общее поведение параметра A_{yy} в зависимости от импульса регистрируемых протонов, тогда как кривые, вычисленные с использованием стандартных волновых функций дейтрона, резко противоречат экспериментальным данным, меняя знак при импульсе протона около 3,2 ГэВ/с.

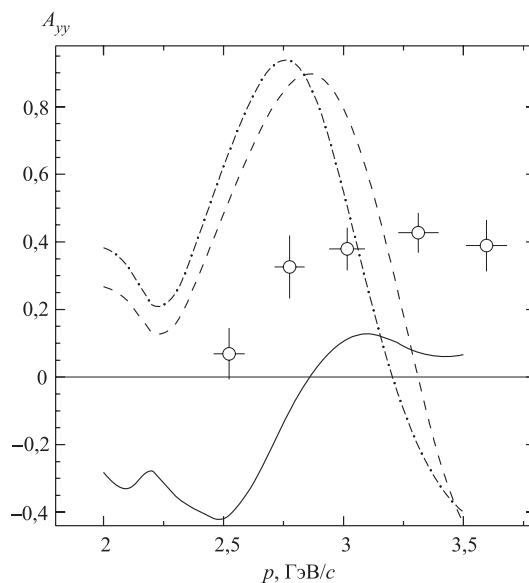


Рис. 37. Тензорная анализирующая способность A_{yy} фрагментации дейтронов с импульсом 4,5 ГэВ/с с испусканием протонов под углом 80 мрад в зависимости от импульса регистрируемых протонов p . Экспериментальные данные из работы [125]. Расчеты выполнены с использованием волновых функций дейтрона для парижского [21] (штрихпунктирная кривая) и боннского [84] (штриховая кривая) потенциалов, а также волновой функции Карманова [18] (сплошная кривая)

На рис. 38 приведены экспериментальные данные по параметру A_{yy} в инклюзивном развале дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с на углероде с регистрацией протонов под углом 85 мрад и результаты расчетов этого параметра с использованием различных волновых функций дейтрона. Видно, что общая тенденция, указанная при обсуждении рис. 36 и 37, проявляется здесь еще более резко: импульсная зависимость, вычисленная с релятивистской волновой функцией дейтрона [18], очень близка к экспериментальным значениям, тогда как расчеты со стандартными нерелятивистскими волновыми функциями драматически расходятся с экспериментальными данными.

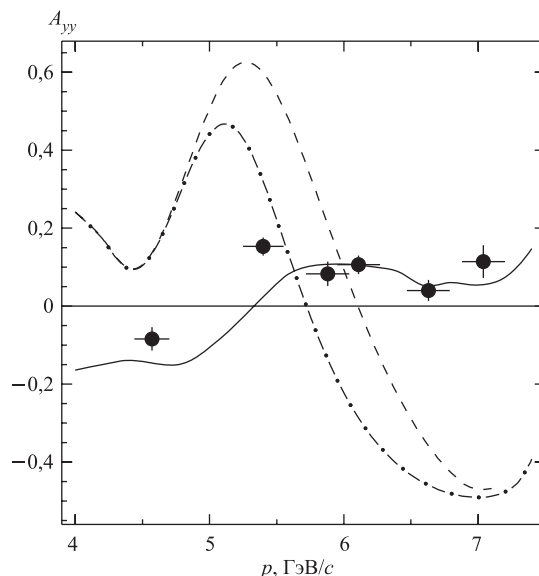


Рис. 38. Тензорная анализирующая способность A_{yy} фрагментации дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с с испусканием протонов под углом 85 мрад в зависимости от импульса регистрируемых протонов p . Экспериментальные данные из работы [119]. Расчеты выполнены с использованием волновых функций дейтрона для парижского [21] (штрихпунктирная кривая) и боннского [84] (штриховая кривая) потенциалов, а также волновой функции Карманова [18] (сплошная кривая)

Наконец, результаты вычисления параметра A_{yy} при 5 ГэВ/с и угле испускания протонов 178 мрад с использованием различных волновых функций сравниваются с экспериментальными данными на рис. 35.

Поскольку релятивистская волновая функция дейтрона (89) выглядит довольно сложно, возникает вопрос, какие члены этой функции помогают качественно описать экспериментальные данные по тензорной анализирующей способности ядерной фрагментации релятивистских дейтронов с большими поперечными импульсами протонов? Для ответа на этот вопрос были выполнены вычисления параметра A_{yy} реакции $^{12}\text{C}(d, p)X$ при 9 ГэВ/с и 85 мрад с последовательным включением в расчет членов f_2, \dots, f_6 функции (90). Результаты показаны на рис. 39.

Из рис. 39 видно, что доминирующий вклад в величину A_{yy} дают два первых члена функции (90); остальные члены приводят лишь к поправкам, роль которых возрастает по мере увеличения импульса. Как показано в [18, 57], в нерелятивистском пределе функции f_1 и f_2 соответствуют S - и

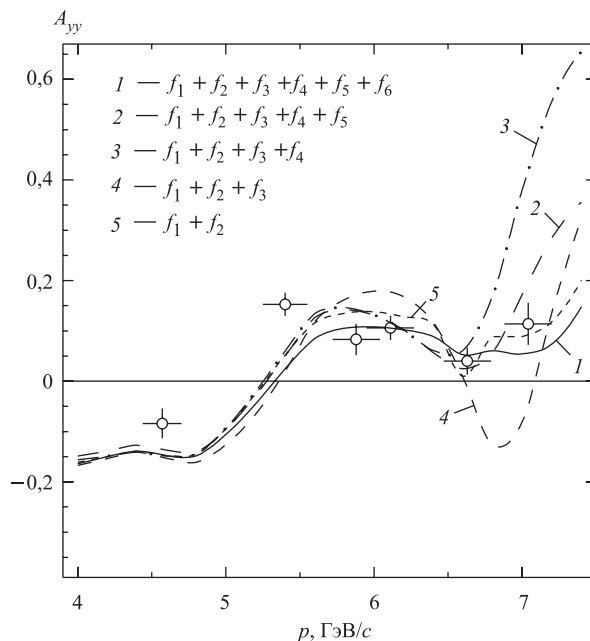


Рис. 39. Тензорная анализирующая способность A_{yy} реакции $^{12}\text{C}(d, p)\text{X}$ при 9 ГэВ/с и угле испускания протонов 85 мрад в зависимости от импульса регистрируемых протонов p [119]. Различные кривые соответствуют последовательному включению в расчет членов f_i релятивистской волновой функции дейтрона [18]

D -компонентам волновой функции дейтрона. Отсюда следует, что в движущемся дейтроне соотношение между продольной и поперечной компонентами внутреннего импульса существенно отличается от того, которое имеет место либо в нерелятивистском случае, либо в случае релятивизации в соответствии с подходами [12, 104, 105], и, по-видимому, способ релятивизации, предложенный в [18, 55, 57], правильно отражает это отличие.

В заключение выполним общее сравнение существующих данных по тензорной анализирующей способности A_{yy} реакции (d, p) с предсказаниями релятивистского описания, основанного на динамике светового фронта.

Как уже было сказано, релятивистская волновая функция дейтрона была найдена в работе [18]. Она определяется шестью инвариантными функциями f_1, \dots, f_6 вместо двух в нерелятивистском случае. В нерелятивистском пределе остаются только две функции f_1 и f_2 , соответствующие нерелятивистским волновым функциям S - и D -состояний дейтрона (см. рис. 1). Функции f_1, \dots, f_6 зависят от двух скалярных переменных: k и $z = \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{n})$, опреде-

ленных выражениями (91). Необходимые для вычислений значения функций $f_i(\mathbf{k}, z)$ получались путем сплайн-интерполяции между данными, приведенными в таблицах работы [18]. Результаты вычисления тензорной анализирующей способности A_{yy} реакции (d, p) сравниваются с экспериментальными данными на рис. 40–43.

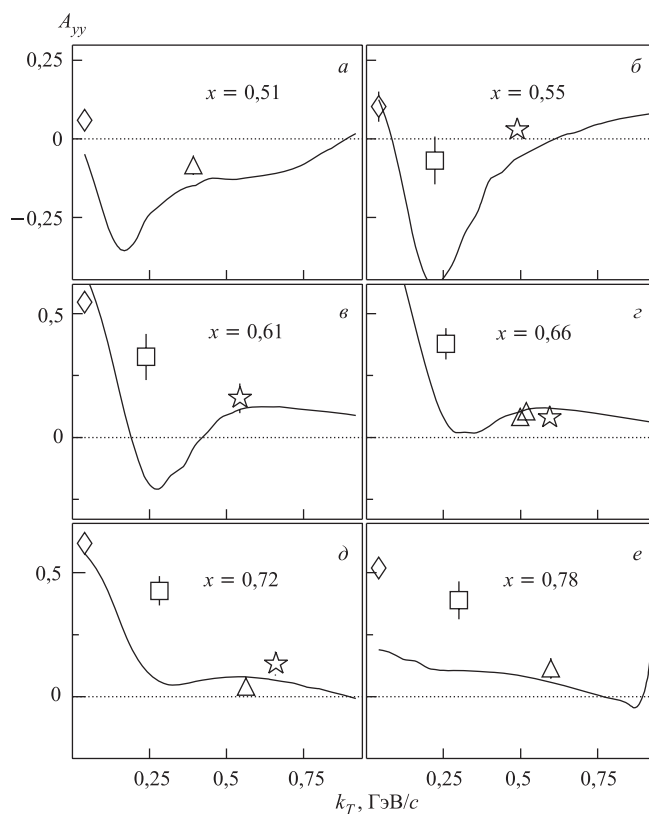


Рис. 40. Тензорная анализирующая способность A_{yy} реакции $A(d, p)X$ как функция поперечного импульса протона k_T вблизи значений доли продольного импульса $x \sim 0,51$ (а); $0,55$ (б); $0,61$ (в); $0,66$ (г); $0,72$ (д) и $0,78$ (е). Данные получены на мишени из С при $9 \text{ ГэВ}/c$ и 85 мрад [119] (Δ), из Ве при $4,5 \text{ ГэВ}/c$ и 80 мрад [125] (\square), из Ве при $5 \text{ ГэВ}/c$ и 180 мрад [126] (\star) и из С при $9 \text{ ГэВ}/c$ и 0 мрад [113] (\diamond). Сплошные кривые вычислены с использованием релятивистской волновой функции дейтрона [18]

На рис. 40 тензорная анализирующая способность A_{yy} реакции $A(d, p)X$, полученная при разных начальных импульсах дейтронов и углах испускания

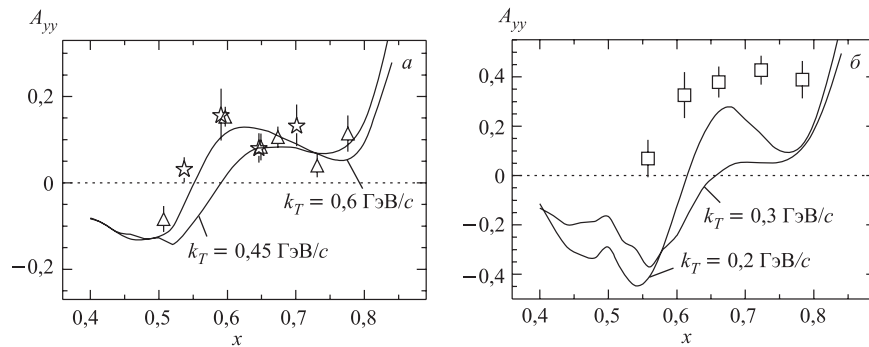


Рис. 41. Тензорная анализирующая способность A_{yy} реакции $A(d, p)X$ как функция доли продольного импульса протона x при различных поперечных импульсах k_T . Экспериментальные данные те же, что и на рис. 40. Сплошные кривые вычислены с использованием релятивистской волновой функции дейтрона [18]

протонов показана как функция поперечного импульса регистрируемого протона k_T для различных значений доли продольного импульса x . Видно, что приведенные данные качественно согласуются с расчетами.

На рис. 41 те же данные по A_{yy} показаны в зависимости от x , но теперь при различных значениях k_T . Данные, полученные при разных начальных условиях, сгруппированы в зависимости от того, в какой интервал по k_T они попадают: 0,2–0,3 ГэВ/с или 0,45–0,6 ГэВ/с. Вычисления снова выполнены с использованием релятивистской волновой функции. Видно, что данные хорошо воспроизводятся результатами расчетов, за исключением данных на мишени из бериллия при 4,5 ГэВ/с и 80 мрад [125], которые описываются только качественно.

Зависимости данных по A_{yy} от k , полученных вблизи фиксированных значений z , приведены на рис. 42. Результаты вычислений с использованием релятивистской волновой функции Карманова находятся в качественном согласии с данными, причем наибольшее расхождение наблюдается с данными при 4,5 ГэВ/с.

Зависимости данных по A_{yy} от z при разных значениях k показаны на рис. 43. Здесь данные были сгруппированы в соответствии с интервалами по k от 0,2 до 0,4 ГэВ/с и от 0,5 до 0,8 ГэВ/с. Снова наблюдается лишь качественное согласие между экспериментальными данными и результатами расчетов с использованием релятивистской волновой функции дейтрона, наибольшее расхождение видно для точек при 4,5 ГэВ/с.

Важно подчеркнуть, что аналогичные зависимости, вычисленные с использованием нерелятивистских волновых функций дейтрона, отличаются от

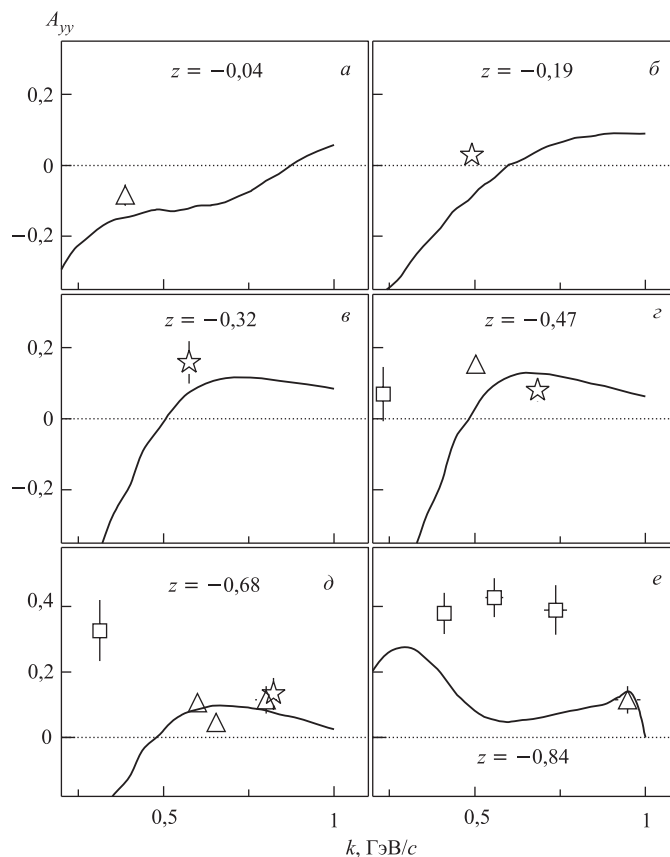


Рис. 42. Тензорная анализирующая способность A_{yy} реакции $A(d,p)X$ как функция импульса k вблизи значений $z \sim -0,04$ (a); $-0,19$ (б); $-0,32$ (в); $-0,47$ (г); $-0,68$ (д) и $-0,84$ (е). Экспериментальные данные те же, что и на рис. 40. Сплошные кривые вычислены с использованием релятивистской волновой функции дейтрона [18]

зависимостей, полученных на основе релятивистской функции, и не способны воспроизвести экспериментальные данные. Следует упомянуть следующие факторы, которые могут повлиять на качество описания с помощью релятивистской волновой функции дейтрона. Прежде всего, данные по A_{yy} , анализировавшиеся при фиксированных значениях x (или z), были получены при несколько различных значениях x (или z), имеющих разброс относительно фиксированных значений; кроме того, сама релятивистская волновая функция была получена в определенных приближениях [18, 136].

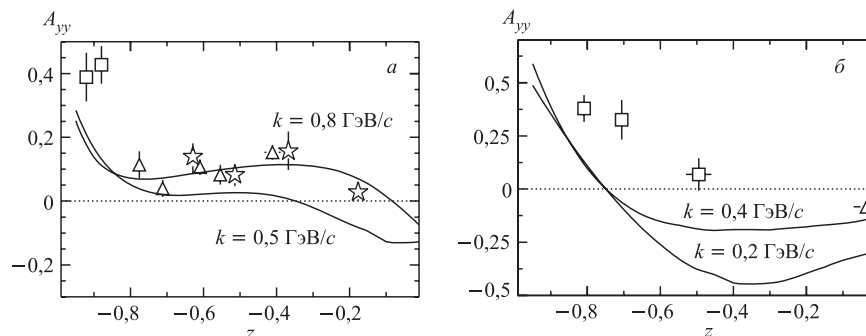


Рис. 43. Тензорная анализирующая способность A_{yy} реакции $A(d, p)X$ как функция величины z при различных импульсах k . Экспериментальные данные те же, что и на рис. 40. Сплошные кривые вычислены с использованием релятивистской волновой функции дейтрона [18]

7. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В течение всей истории ядерной физики исследования динамики и структуры дейтрона играли определяющую роль для понимания ядерных сил и структуры адронных систем. С общей точки зрения характеристики дейтрона можно разделить на две существенно разные части. Исторически задача нерелятивистского описания дейтрона стояла на первом месте. Такие свойства дейтрона, как энергия связи, радиус, квадрупольный и магнитный моменты, смешивание состояний с разными орбитальными моментами и т. п., в первом приближении зависят от нерелятивистского движения нуклонов. Эти характеристики хорошо определены экспериментально и понятны в терминах нерелятивистской квантовой теории. Однако по мере того, как энергия дейтронов и импульсы их нуклонов возрастают, все большую роль начинают играть релятивистские эффекты, проявляющиеся на достаточно малых межнуклонных расстояниях и в динамике столкновений дейтронов при высоких энергиях.

Релятивистские аспекты структуры и динамики дейтрона имеют два различных источника. Прежде всего, они проявляются, когда внутренние импульсы нуклонов становятся достаточно большими, скажем, порядка 1 ГэВ/с. Они имеют место в системе покоя дейтрона и важны при рассмотрении короткодействующих корреляций нуклонов в ядрах. Другим источником релятивистских эффектов является движение дейтрона как целого.

В настоящем обзоре мы попытались выяснить, какие характеристики релятивистской структуры дейтрона могут быть определены из анализа реакций (d, p) с участием неполяризованных и поляризованных релятивистских дейтронов.

В обзоре представлен большой объем экспериментальных данных о реакциях (d, p) на протонах и атомных ядрах, полученных на синхрофазотроне ОИЯИ при релятивистских энергиях дейтронов. Углы вылета протонов изменялись от нуля до 180 мрад. Это обстоятельство позволяет анализировать реакцию при различных передаваемых от дейтрона к протону импульсах, вплоть до $\sim 0,5\text{--}1$ ГэВ/с.

Далее, в обзоре представлен полуколичественный, а часто и количественный анализ этих данных с привлечением широкого круга конкретных и общезначимых проблем. Этот анализ проводится на основе детального сопоставления с экспериментом, и в принципе он может помочь решению многих проблем, связанных с релятивистскими свойствами дейтрона. Вот далеко не полный перечень вопросов, которые связаны с представленными экспериментальными данными: (i) структура дейтрона на малых расстояниях, вплоть до $\sim 0,4$ Фм; (ii) обесцвечивание цветных степеней свободы; (iii) характер затрагиваемых степеней свободы; (iv) способы описания структуры дейтрона в области его релятивистских импульсов.

Кратко резюмируем конкретные результаты выполненного в настоящем обзоре анализа.

- Дан общий подход к описанию релятивистских квантовых явлений на основе представлений группы Пуанкаре. Основная проблема здесь состоит в следующем. Фундаментальные степени свободы — кварки, лептоны и глюоны — в соответствии с общепринятыми идеями должны описываться волновыми функциями, являющимися неприводимыми представлениями группы Пуанкаре. В обзоре мы имеем дело с эффективными степенями свободы — адронами. Мы также описываем адроны как неприводимые представления группы Пуанкаре.

- Чрезвычайно важным является включение взаимодействия между используемыми эффективными степенями свободы. В настоящее время принято включать его в генераторы группы Пуанкаре, заданные на базе свободных частиц, тремя различными способами, которым соответствуют три различные динамики: мгновенной формы, светового фронта и точечной формы. В обзоре основной анализ проводится в рамках динамики светового фронта. В общем случае, когда физические задачи решаются в рамках полевой теории возмущений, использование той или иной динамики является делом удобства или вкуса. Однако в ситуации, когда речь идет о непертурбативных объектах (адронах) и непертурбативных процессах, использование удачной динамики может существенно упростить трактовку таких процессов. Заранее сказать, какая динамика окажется наиболее удобной, довольно трудно.

- Наиболее очевидным способом реализации группы Пуанкаре является теория поля. Непертурбативный характер рассматриваемых процессов делает, однако, такой подход к адронным процессам весьма сложным, поскольку при этом необходимо уметь решать уравнения типа уравнения Бете–Солпитера

для вершин и пропагаторов. Несмотря на эти сложности в настоящее время теоретико-полевой подход к адронным взаимодействиям интенсивно развивается.

- Анализ импульсных распределений протонов, образующихся в инклюзивной реакции (d, p) , показал, что эти данные удовлетворительно описываются в рамках полевой ЛС-динамики с использованием волновой функции гамильтоновой динамики светового фронта.

- Однако эксперимент также показал, что поляризационные характеристики инклюзивной реакции (d, p) не объясняются в этом же приближении — в гибридной модели ЛС-динамики.

- Сделан акцент на основных вопросах примеси к волновой функции дейтрона $6q$ -конфигурации. Пожалуй, наиболее интересным в рамках (d, p) -процессов является возможное участие в формировании импульсных спектров резонансов с отрицательной четностью. Дело в том, что если бы в реакции активно участвовала $6q$ -конфигурация, то она дала бы весьма естественное объяснение примеси в дейтроне состояний резонансов с отрицательной четностью. Правда, при этом возникли бы, видимо, не менее интересные возможности получить информацию об обесцвечивании цветных барионов, которые обязательно должны присутствовать в бесцветной $6q$ -конфигурации.

- Выполнен анализ тензорной анализирующей способности инклюзивной (d, p) -реакции с волновыми функциями дейтрона в рамках полевой ЛС-динамики. Подчеркнем, что в данном случае имеет место взаимное стимулирование теоретической интерпретации и накопления экспериментальных данных. Главное отличие полевой волновой функции от гамильтоновой, использованной ранее, состоит в том, что эта функция характеризуется другой зависимостью от продольной и поперечной компонент внутреннего импульса. Экспериментальные данные согласуются с этими расчетами гораздо лучше, чем в случае расчетов с использованием гамильтоновой волновой функции. В связи с этим попытаемся ответить на некоторый недоуменный вопрос. Как мы уже указывали, волновая функция дейтрона в ЛС-динамике не зависит от полного импульса — оператор буста является кинематическим, и он не влияет на внутренние переменные ЛС-динамики. Поэтому можно спросить, как дейтрону становится известно, что должен наступить релятивистский режим? Один из вариантов ответа сводится к следующему. С увеличением суммарного импульса дейтрона быстро возникает ситуация, когда наиболее эффективным является описание дейтрона в рамках динамики светового фронта.

Общее заключение состоит в том, что данные об импульсных распределениях нуклонов, испускаемых в реакциях $A(d, p)X$, хорошо описываются в рамках динамики светового фронта с использованием даже нерелятивистских волновых функций дейтрона, соответствующим образом преобразованных при переходе в систему движущегося дейтрона. При этом согласие с экспериментальными данными имеет место вплоть до поперечных импуль-

сов протонов 0,5–1 ГэВ/с. Это означает, что в той области, где нуклоны должны перекрываться и применение концепции волновой функции, казалось бы, трудно оправдать, нуклоны удивительным образом сохраняют свою индивидуальность. Однако в случае тензорной анализирующей способности A_{yy} реакции $A(d, p)X$ можно говорить не более чем о качественном согласии между экспериментальными данными и их описанием с помощью релятивистской волновой функции Карманова. В связи с этим отметим, что учет простой полюсной диаграммы в нашем подходе носит пробный характер, но вычисления являются последовательно релятивистскими, и в будущем можно будет добавить дополнительные вклады, чтобы лучше понять, что же происходит с дейтроном при релятивистских внутренних и внешних импульсах. Подчеркнем еще раз, что исследование поляризационных наблюдаемых в реакциях с участием дейтронов при высоких энергиях особенно хорошо подходит для изучения структуры дейтрона при релятивистских импульсах конститuentов, так как эти наблюдаемые более чувствительны к свойствам дейтрона, чем импульсные распределения.

Работа частично поддержана грантами РФФИ 03-02-16224 и 06-02-16728.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Satchler G. R.* Direct Nuclear Reactions. N. Y.: Oxford Univ. Press, 1983.
2. *Блохинцев Д. И.* // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. С. 1296.
3. *Ажгурей Л. С. и др.* // Там же. С. 1185.
4. *Burov V. V., Lukyanov V. K., Titov A. I.* // Phys. Lett. B. 1977. V. 67. P. 46.
5. *Carlson C. E., Hiller J. R., Holt R. J.* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1997. V. 47. P. 395.
6. *Garçon M., Van Orden J. W.* // Adv. Nucl. Phys. 2001. V. 26. P. 293.
7. *Gilman R., Gross F.* nucl-th/0111015. 2001.
8. *Lehar F.* JINR Preprint E1-2001-238. Dubna, 2001.
9. *Maris P., Tandy P. C.* // Phys. Rev. C. 2001. V. 62. P. 055204.
10. *Coester F.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 1992. V. 29. P. 1.
11. *Keister B. D., Polyzou W. N.* // Adv. Nucl. Phys. 1991. V. 20. P. 225.
12. *Узиков Ю. Н.* // ЭЧАЯ. 1998. Т. 29. С. 1405.
13. *Tjon J. A.* // XIV Intern. Conf. on Few Body Problems in Physics, Williamsburg, Virginia, 1994. AIP Conf. Proc. N. Y., 1995. No. 334. P. 177.
14. *Буров В. В., Достовалов В. Н., Сушков С. Е.* // ЭЧАЯ. 1992. Т. 23. С. 721.
15. *Kaptari L. P. et al.* // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 1097; Eur. Phys. J. A. 2003. V. 17. P. 119; 2004. V. 19. P. 301.
16. *Dirac P. A. M.* // Rev. Mod. Phys. 1949. V. 21. P. 392.
17. *Leutwyler H., Stern J.* // Ann. Phys. (N. Y.). 1978. V. 112. P. 94.

18. Carbonell J., Karmanov V. A. // Nucl. Phys. A. 1994. V. 581. P. 625.
19. De Swart J. J., Terheggen C. P. F., Stoks V. G. J. nucl-th/9509032. 1995.
20. MacFarlane A. // J. Math. Phys. 1963. V. 4. P. 490.
21. Lacombe M. et al. // Phys. Lett. B. 1981. V. 101. P. 139.
22. Machleidt R. // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. P. 024001.
23. Lander R. L. et al. // Phys. Rev. B. 1965. V. 137. P. 1228.
24. Bizard G. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1973. V. 111. P. 445.
25. Bowles P. et al. // Book of the Abstr. of the Santa Fe Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, Los Alamos, USA, 1975. P. 336.
26. Fäldt G., Pilkuhn H. // Ann. Phys. 1970. V. 58. P. 454.
27. Fabbri F. L. et al. // Nuovo Cim. Lett. 1976. V. 17. P. 21.
28. Steiner H. Particle Physics / Eds. M. Martinis et al. Amsterdam, 1974. P. 69.
29. Aladashvili B. S. et al. // Nucl. Phys. B. 1975. V. 92. P. 189.
30. Azhgirey L. S. et al. // Nucl. Phys. A. 1978. V. 305. P. 404.
31. Bertocchi L., Treleani D. // Nuovo Cim. A. 1976. V. 36. P. 1.
32. Alberi G. et al. // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 34. P. 503.
33. Reid R. V., Jr. // Ann. Phys. 1968. V. 50. P. 411.
34. Moravcsik M. J. // Nucl. Phys. 1958. V. 7. P. 113.
35. Hulthén L., Sugavara M. Handbuch der Physik. V. 39. Berlin: Springer Verlag, 1957.
36. Jones H. // Nuovo Cim. 1962. V. 26. P. 790.
37. Gross F. // Phys. Rev. B. 1965. V. 136. P. 140.
38. Arnold R. E., Carlson C. E., Gross F. // Phys. Rev. C. 1980. V. 21. P. 1426.
39. Ohta K. // Phys. Rev. C. 1989. V. 40. P. 1335.
40. Arenhövel H., Ritz F., Wilbois T. // Phys. Rev. C. 2000. V. 61. P. 034002.
41. Bondarenko S. G. et al. // Prog. Part. Nucl. Phys. 2002. V. 48(2). P. 449.
42. Wigner E. P. // Ann. Math. 1939. V. 40. P. 149.
43. Шурокоев Ю. М. // ЭЧАЯ. 1972. Т. 3. С. 606.
44. Foldy L. L. // Phys. Rev. 1961. V. 122. P. 275.
45. Weinberg S. // Phys. Rev. 1966. V. 150. P. 1313.
46. Susskind L. // Phys. Rev. 1968. V. 165. P. 1535.
47. Kogut J. B., Soper D. E. // Phys. Rev. D. 1970. V. 1. P. 2901.
48. Кондратьев Л. А., Терентьев М. В. // ЯФ. 1980. Т. 31. С. 1087.
49. Chung P. L. et al. // Phys. Rev. C. 1988. V. 37. P. 2000.
50. Ji C.-R. // Phys. Lett. B. 1994. V. 322. P. 389.
51. Melosh H. J. // Phys. Rev. D. 1974. V. 9. P. 1095.
52. Jacob M., Wick G. C. // Ann. Phys. 1959. V. 7. P. 404.
53. Salpeter E. E., Bethe H. A. // Phys. Rev. 1951. V. 84. P. 1238.
54. Brodsky S. J. et al. Tech. Report SLAC-PUB-5811. SLAC. Stanford Univ., 1992.

55. Карманов В. А. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. С. 399; 1978. Т. 75. С. 1187; 1979. Т. 76. С. 1884.
56. Карманов V. A. // Nucl. Phys. B. 1980. V. 166. P. 378.
57. Карманов В. А. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. С. 3.
58. Кадышевский В. Г. // ЖЭТФ. 1964. Т. 46. С. 654; 872;
Kadyshesky V. G. // Nucl. Phys. 1968. V. 6. P. 125.
59. Vakantjan B., Thomas L. H. // Phys. Rev. 1953. V. 92. P. 1300.
60. Терентьев М. В. // ЯФ. 1976. Т. 24. С. 207;
Берестецкий В. Б., Терентьев М. В. // Там же. С. 1044;
Кондратьев Л. А., Терентьев М. В. // ЯФ. 1980. Т. 31. С. 1087.
61. Sokolov S. N. // Теор. Мат. Физ. 1975. V. 24. P. 799.
62. Jones M. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 1398.
63. Dziembowski Z. // Phys. Rev. D. 1988. V. 37. P. 778.
64. Miller G. nucl-th/0301041. 2003.
65. Azhgirey L. S. et al. // Nucl. Phys. A. 1991. V. 528. P. 621.
66. Хошизаки Н. // ЭЧАЯ. 1973. Т. 4. С. 79.
67. Brown G. E. // Nucl. Phys. A. 1985. V. 446. P. 3с.
68. Schmidt I. A., Blankenbecler R. // Phys. Rev. D. 1977. V. 15. P. 3321.
69. Chemtob M. // Nucl. Phys. A. 1979. V. 314. P. 387.
70. Wong Ch.-Y., Blankenbecler R. // Phys. Rev. C. 1980. V. 22. P. 2433.
71. Карманов V. A. // Nucl. Phys. A. 1981. V. 362. P. 331.
72. Rapp J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 34. P. 601.
73. Ажгирей Л. С., Разин С. В., Юдин Н. П. // ЯФ. 1987. Т. 46. С. 1657.
74. Карманов V. A. // Part. Nucl. 1988. V. 19. P. 525.
75. Ankenbrandt C. M. et al. // Phys. Rev. 1968. V. 170. P. 1223.
76. Benary O., Price L. R., Alexander G. LBL Report UCRL-20000. Berkeley, 1970.
77. Fox G. C., Quigg C. LBL Report UCRL-20001. Berkeley, 1970.
78. Браун М. А., Вечернин В. В. // ЯФ. 1986. Т. 43. С. 1579.
79. Амелин Н. С., Лыкасов Г. И. // ЯФ. 1978. Т. 28. С. 1466.
80. Игнатенко М. А., Лыкасов Г. И. // ЯФ. 1987. Т. 46. С. 1080.
81. Ажгирей Л. С. и др. // ЯФ. 1988. Т. 48. С. 87.
82. Amaldi U., Jr., Biancastelli R., Francaviglia S. // Nuovo Cim. 1967. V. 47. P. 85.
83. Ажгирей Л. С., Чижиков В. И. Препринт ОИЯИ Р2-4937. Дубна, 1967.
84. Machleidt R., Holinde K., Elster Ch. // Phys. Rep. 1987. V. 149. P. 1.
85. Matveev V., Sorba P. // Nuovo Cim. A. 1978. V. 45. P. 257.
86. Brodsky S. J., Ji C. R. // Phys. Rev. D. 1986. V. 33. P. 1406.
87. Ji C. R., Brodsky S. J. // Ibid. V. 34. P. 1460.
88. Glozman L. Ya., Neudatchin V. G., Obukhovskiy L. T. // Phys. Rev. C. 1993. V. 48. P. 389.
89. Герасимов С. Б. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 14. С. 385.

90. Kobushkin A. P. // Phys. Lett. B. 1998. V. 421. P. 53.
91. Dijk H., Bakker B. L. G. // Nucl. Phys. A. 1989. V. 494. P. 438.
92. Блохинцев Д. И. и др. // Тр. V Междунар. семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978. С. 288.
93. Буров В. В. и др. // ЯФ. 1978. Т. 28. С. 321.
94. Kisslinger L. S. // Phys. Lett. B. 1982. V. 112. P. 307.
95. Cheng T. S., Kisslinger L. S. // Nucl. Phys. A. 1986. V. 457. P. 602; Phys. Rev. C. 1987. V. 35. P. 1432;
96. Perdrisat C. F. et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 2840;
Punjabi V. et al. // Phys. Rev. C. 1989. V. 39. P. 608.
97. Anderson L. et al. LBL Report, LBL-14330. Berkeley, 1982.
98. Ableev V. G. et al. // Nucl. Phys. A. 1983. V. 393. P. 491;
Запорожец С. А. и др. // Тр. VIII Междунар. семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. Т. 1. С. 341.
99. Müller H. // Z. Phys. A. 1988. Bd. 331. S. 99.
100. Dakhno L. G., Nikonov V. A. // Nucl. Phys. A. 1989. V. 491. P. 652;
Дахно Л. Г., Никонов В. А. // ЯФ. 1988. Т. 48. С. 1426; 1989. Т. 50. С. 1757.
101. Azhgirey L. S., Ignatenko M. A., Yudin N. P. // Z. Phys. A. 1992. Bd. 343. S. 35.
102. Anischenko N. G. et al. // Proc. of the 5th Intern. Symp. on High Energy Spin Physics, Brookhaven, 1982. N. Y., 1983. P. 445.
103. Haeblerli W. // Ann. Rev. Nucl. Sci. 1967. V. 17. P. 373.
104. Ажгирей Л. С., Юдин Н. П. // ЯФ. 1994. Т. 57. С. 160.
105. Polizou W. N. // Ann. Phys. 1989. V. 193. P. 367;
Troitsky V. E., Yudin N. P. // Proc. of the Intern. Workshop «Dubna Deuteron-91». Dubna, 1992. P. 96.
106. Широков Ю. М. // ЖЭТФ. 1958. Т. 35. С. 1005.
107. Ohlsen G. G. // Rep. Prog. Phys. 1972. V. 35. P. 717.
108. Anderson L. et al. // Phys. Rev. C. 1983. V. 28. P. 1224.
109. Glagolev V. V. et al. // Z. Phys. A. 1997. Bd. 357. S. 107.
110. Perdrisat C. F. et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 2840;
Punjabi V. et al. // Phys. Rev. C. 1989. V. 39. P. 608.
111. Аблеев В. Г. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 558; Краткие сообщ. ОИЯИ. 1990. №4[43]. С. 5.
112. Aono T. et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 4997.
113. Azhgirey L. S. et al. // Phys. Lett. B. 1996. V. 387. P. 37.
114. Frankfurt L. L., Strikman M. I. // Phys. Rep. 1981. V. 76. P. 215.
115. Lykasov G. I., Dolidze M. G. // Z. Phys. A. 1990. Bd. 336. S. 339;
Лыкасов Г. И. // ЭЧАЯ. 1993. Т. 24. С. 140.
116. Bueck W. W., Gross F. // Phys. Rev. D. 1979. V. 20. P. 2361.
117. Браун М. А., Токарев М. // ЭЧАЯ. 1991. Т. 22. С. 1237.

118. *Kaptari L. et al.* // Phys. Lett. B. 1995. V. 351. P. 400.
119. *Afanasiev S. V. et al.* // Phys. Lett. B. 1998. V. 434. P. 21;
Ажгурей Л. С. и др. // ЯФ. 1999. Т. 62. С. 1796.
120. *Ableev V. G. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1991. V. 306. P. 73.
121. *Azhgirey L. S. et al.* // Phys. Lett. B. 1997. V. 391. P. 22;
Ажгурей Л. С. и др. // ЯФ. 1998. Т. 61. С. 494.
122. *Ажгурей Л. С. и др.* // ПТЭ. 1997. № 1. С. 51.
123. *Афанасьев С. В. и др.* // Краткие сообщ. ОИЯИ. 1997. № 4[84]. С. 5.
124. *Neudatchin V. G. et al.* // Phys. Rev. C. 1991. V. 43. P. 2499.
125. *Ladygin V. P. et al.* // Few-Body Syst. 2002. V. 32. P. 127;
Ажгурей Л. С. и др. // ЯФ. 2003. Т. 66. С. 719.
126. *Azhgirey L. S. et al.* // Phys. Lett. B. 2004. V. 595. P. 151;
Azhgirey L. S. et al. // Acta Phys. Slovaca. 2004. V. 54. P. 343.
127. *Arvieux J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. P. 19; Nucl. Phys. A. 1984. V. 431. P. 613.
128. *Cheung E. et al.* // Phys. Lett. B. 1992. V. 284. P. 210.
129. *Punjabi V. et al.* // Phys. Lett. B. 1995. V. 350. P. 178.
130. *Nomofilov A. A. et al.* // Phys. Lett. B. 1994. V. 325. P. 327.
131. *Kuehn B. et al.* // Ibid. V. 334. P. 298;
Ажгурей Л. С. и др. // Краткие сообщ. ОИЯИ. 1996. № 3[77]. С. 23.
132. *Sivers D., Brodsky S. J., Blankenbecler R.* // Phys. Rep. C. 1976. V. 23. P. 1.
133. *Carbonell J. et al.* // Phys. Rep. 1998. V. 300. P. 215.
134. *Cooke J. R.* nucl-th/0112029. 2001.
135. *Miller G.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 2000. V. 45. P. 83.
136. *Karmanov V. A., Carbonell J.* nucl-th/0207075. 2002.