

РЕЛЯТИВИСТСКОЕ ОПИСАНИЕ ДЕЙТРОНА И ПРОЦЕССОВ С ЕГО УЧАСТИЕМ В РАМКАХ КОВАРИАНТНОГО ПОДХОДА В ПЕРЕМЕННЫХ СВЕТОВОГО КОНУСА

М. А. Браун

Ленинградский государственный университет, Ленинград

М. В. Токарев

Ташкентский государственный университет им. В. И. Ленина, Ташкент

Представлено релятивистское описание дейтрона и процессов с его участием в рамках ковариантного подхода в переменных светового конуса. В качестве релятивистской волновой функции рассматривается вершинная часть $d\pi n$ с одним из нуклонов на массовой оболочке. Показано, что через нее выражаются все амплитуды взаимодействия с участием дейтрона. Предложена отличная от общепринятой схема релятивизации, и построена релятивистская волновая функция, описывающая статические свойства дейтрона и имеющая в качестве нерелятивистского предела известную волновую функцию. Показана принципиальная важность выбора системы отсчета для описания процессов с участием дейтрона. На основе построенных волновых функций дано описание электромагнитных ($ed \rightarrow ed, ed \rightarrow eX$) и с сильным взаимодействием ($pd \rightarrow hX, dA \rightarrow pX$) процессов с участием поляризованного (векторно и тензорно) и неполяризованного дейтронов. Результаты расчетов характеристик процессов (формфакторов, сечений, структурных функций и др.) сравниваются с имеющимися экспериментальными данными. Сделаны предсказания для ряда процессов ($pd \rightarrow \pi^+ X, \vec{e}\vec{d} \rightarrow ed, \vec{e}\vec{d} \rightarrow eX$), экспериментальная проверка которых представляет интерес как для развития релятивистской теории ядерных систем, так и для поиска новых эффектов, обусловленных кварк-глюонной структурой адронов в ядрах.

A relativistic description of a deuteron and processes with its participation in the framework of the light-cone variables is given. The relativistic wave function of the deuteron is defined as the $d\pi n$ vertex function with one real and one virtual nucleon. It is shown that interaction amplitudes of the deuteron are expressed via this vertex. The scheme of relativization distinct from others is suggested and the relativistic deuteron wave function describing static properties is constructed. In the nonrelativistic limit it is transformed into a known nonrelativistic deuteron wave function. The constructed wave functions are used to describe electromagnetic ($ed \rightarrow ed, ed \rightarrow eX$) and nuclear ($pd \rightarrow hX, dA \rightarrow pX$) processes involving a vector

and tensor polarized and unpolarized deuteron. The calculation results of form-factors, cross sections, structure functions etc. are compared with experimental data. Predictions made for some processes ($p\vec{d} \rightarrow \pi^+X$, $e\vec{d} \rightarrow ed$, $e\vec{d} \rightarrow eX$) are of interest both for the development of relativistic nuclear physics and the search of relativistic effects due to the quark-gluon structure of hadrons in nuclei.

ВВЕДЕНИЕ

С точки зрения квантовой хромодинамики (КХД) дейтрон представляет собой чрезвычайно сложную систему, состоящую как минимум из шести валентных кварков с возможным добавлением кварков моря и глюонов. В то же время нерелятивистская физика с успехом описывает дейтрон как частицу, составленную из протона и нейтрона. Переход между этими описаниями и связанное с ним обнаружение проявления кварковых степеней свободы в дейтроне требуют изучения нуклонных волновых функций дейтрона в релятивистской области. Выход на КХД-уровень описания тогда можно точно ощутить по отклонениям свойств реального дейтрона от предсказаний в терминах нуклонной волновой функции. Этим объясняется большой интерес, проявляемый в последние годы к релятивизации описания дейтрона, рассматриваемого как связанное состояние нуклонов. Забегая вперед, отметим, что все авторы, работавшие в этом направлении, едины в одном: вплоть до энергий порядка нескольких гигаэлектрон-вольт имеющиеся экспериментальные факты укладываются в нуклонную картину строения дейтрона и не требуют ни радикального перехода на кварковый уровень описания, ни даже более слабых видоизменений, таких, как учет деформируемости нуклонов.

Релятивистское описание связанных состояний двух частиц представляет собой старую и сложную задачу. Мы не ставим своей целью в настоящем обзоре отразить все разнообразные, зачастую весьма интересные подходы в рамках релятивистской квантовой теории поля или теории рассеяния [1—16]. Мы ограничимся здесь лишь коротким обсуждением тех направлений, которые имеют историческое или непосредственное отношение к предлагаемому нами методу. Наиболее общим и простым в идейном плане является традиционный подход, основывающийся на уравнении Бете—Сольпитера (БС) и волновой функции

$$F_{\text{БС}}(x_1, x_2) = \langle 0 | T \{ \psi_p(x_1) \psi_n(x_2) \} | \Psi \rangle, \quad (1)$$

где $\psi_{p(n)}$ — операторы поля протона (нейтрона), а Ψ — изучаемое связанное состояние (дейтрон) [1]. Волновая функции БС для сферически-симметричного бесспинового дейтрона зависит от двух переменных: относительного расстояния $|x_1 - x_2|$ и относительного времени $x_{10} - x_{20}$. С точки зрения правил Фейнмана она отвечает вершинной части dpn , в которой оба нуклона лежат вне массовой

оболочки и имеют переменные виртуальности. Наличие двух переменных в функции БС крайне затрудняет ее расчеты даже с простейшими типами релятивистского взаимодействия, а также ее сравнение с хорошо изученными нерелятивистскими волновыми функциями дейтрона, которые зависят только от одной переменной ($x_1 - x_2$). В уравнении БС релятивистское взаимодействие известно только в виде ряда теории возмущений и не характеризуется никакими выделенными качествами как функция своих переменных (например, свойством локальности, имеющим место для нерелятивистского потенциала). Это открывает обширные возможности для построения других волновых функций дейтрона являющихся сужением волновой функции БС на некоторое, в общем, произвольно выбранное подпространство значений x_1 и x_2 или соответствующих сопряженных импульсов k_1 и k_2 . Общая схема такого построения весьма проста. Пусть двухчастичная функция Грина протона и нейтрона в исходном пространстве есть G . Она удовлетворяет уравнению БС

$$G = G_0 + G_0 K G, \quad (2)$$

где K — релятивистское взаимодействие и все символы означают операторы, действующие в пространстве $x_1 x_2$ или $k_1 k_2$. Формальное решение (2) есть, очевидно,

$$G = (G_0^{-1} - K)^{-1}. \quad (3)$$

Рассмотрим теперь сужение G на некоторое произвольное подпространство Ω исходного пространства координат или импульсов: $G_\Omega \equiv g$. Обратный оператор g^{-1} , очевидно, не совпадает с G^{-1} , но он может быть найден, если известно G . Представим g^{-1} в виде, аналогичном (3):

$$g = (g_0^{-1} - k)^{-1}, \quad (4)$$

где g_0 — произвольно выбранный (по возможности простой) оператор на Ω , который может быть естественно интерпретирован как функция Грина на Ω без учета взаимодействия. Выражение (4) тогда служит определением взаимодействия k в подпространстве Ω . Следствием (4) является уравнение БС в Ω :

$$g = g_0 + g_0 k g. \quad (5)$$

Рассматривая (5) как функцию квадрата полного импульса P^2 и беря вычет в точке M^2 , где M — масса дейтрона, мы найдем уравнение БС для функции f , являющейся сужением $F_{\text{БС}}$ на подпространство Ω :

$$f = g_0 k f. \quad (6)$$

Это уравнение, в принципе, не хуже исходного. Потенциал k в теории возмущений может быть определен по исходному K , как описано выше.

Классическим примером использования изложенной схемы служит метод квазипотенциала, в котором осуществляется сужение пространства $x_1 x_2$ на пространство одинаковых времен при $x_{10} = x_{20}$ [3]. Другая очевидная возможность заключается в фиксации виртуальности одного из нуклонов [для этого, конечно, нужно рассмотреть (2) в импульсном пространстве и перейти от G к функции $T = G_0^{-1} G G_0^{-1}$]. Впрочем, ясно, что вариантов здесь бесконечное множество: можно рассматривать заданными любые комбинации координат или импульсов частиц и получить уравнения для суженных волновых функций. Большую популярность в последнее время приобрело сужение на подпространство $x_{1+} - x_{2+}$, где x_{\pm} — переменные светового конуса: $x_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} (x_0 \pm x_z)$. В этом случае уравнение

для f может быть получено и независимо от уравнения БС, из рассмотрения непосредственно графиков для «старой» теории возмущений [6]. Получаемая на этом пути волновая функция зависит от двух переменных $|(x_{1-} - x_{2-})|$ и $|x_{1\perp} - x_{2\perp}|^2$ и в этом отношении не лучше исходной $F_{\text{БС}}$. Тем не менее в некоторых специальных случаях удается перейти к волновым функциям, зависящим только от одной переменной. Так обстоит дело с упомянутыми квазипотенциальными волновыми функциями, где остается только зависимость от $|x_1 - x_2|$. К волновым функциям, зависящим только от одной переменной, приводят также релятивистски-инвариантные сужения в пространстве виртуальностей типа $\alpha k_1^2 + \beta k_2^2 = m^2$.

Однако построение релятивистски-инвариантной волновой функции, зависящей только от одной переменной, само по себе еще не решает всех проблем, связанных с описанием дейтрона. Этого было бы достаточно для определения энергии связи дейтрона по заданному взаимодействию (т. е. величине k). Но фактически k неизвестно, так же как и K на всем пространстве, и куда более разумно взять энергию связи из эксперимента. Главная же задача заключается в коррелировании экспериментальных фактов по взаимодействию дейтрона с другими частицами или полями. В этом плане переход к суженным волновым функциям мало что дает: мы хорошо знаем, как выразить любую амплитуду с участием дейтрона через исходную функцию БС $F_{\text{БС}}$, но после сужения на f эта простая связь теряется и фактически нужно заново строить всю теорию рассеяния на дейтроне. Как видно, задача заключается в построении такой волновой функции, зависящей от одной переменной, через которую бы естественно выражались амплитуды рассеяния с участием дейтрона. Этой задаче и посвящен обзор работ в настоящей статье.

В качестве волновой функции дейтрона мы рассматриваем вершинную часть $d\pi$ с одним из нуклонов на массовой оболочке. Используя технику переменных светового конуса, предложенную в свое время для вычислений в ковариантной партонной модели [17], мы показываем, что через волновую функцию в этих переменных можно выразить все амплитуды взаимодействия с участием дейтрона.

То обстоятельство, что вершинная часть $d\pi n$ с нуклоном-спектратором на массовой оболочке естественно появляется при анализе сечений взаимодействия с дейтроном, в общем, достаточно тривиально и известно. В самом деле, амплитуда взаимодействия с дейтроном в импульсном приближении соответствует учету графика, показанного на рис. 1, где дейтрон обозначен двойной линией. Переходу к сечению отвечает взятие абсорбтивной части амплитуды рассеяния вперед (графически рассеяние диаграммы показано на рис. 1 штриховой линией). Нуклон-спектатор тогда выводится на массовую оболочку, и обе входящие вершины $d\pi n$ оказываются функциями только от виртуальности активного нуклона. Существенно менее тривиальным и новым является то, что не только абсорбтивные части, но и сами амплитуды, в частности формфакторы, могут быть выражены через вершину $d\pi n$ с одним из нуклонов на массовой оболочке. Именно это обстоятельство позволяет рассматривать такую вершину как полноценную релятивистскую волновую функцию дейтрона, а также построить для нее релятивистское волновое уравнение. Это утверждение на примере скалярного дейтрона демонстрируется ниже в разд. 1—3. Остальная часть обзора посвящена учету спинов и конкретным приложениям.

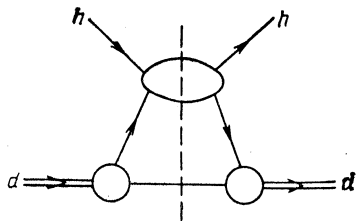


Рис. 1. Абсорбтивная часть амплитуды рассеяния вперед частицы (h) на дейтроне (d) в импульсном приближении

Следует отметить, что, помимо упомянутых выше, в литературе известны и некоторые другие подходы к релятивизации волновой функции дейтрона, приводящие к волновым функциям, зависящим от одной переменной, основывающиеся на различного рода плохо обоснованных приближениях. Так, в работах М. И. Стрикмана и Л. Л. Франкфурта (см. обзоры [12—14]) в волновой функции $\psi(x = k_+/p_+, k_\perp)$, определенной на гиперповерхности $x_{1+} - x_{2+} = 0$, относительные переменные x и k_\perp без должного обоснования объединяются в один аргумент (см. критику в [10]). В работах Гросса и др. [5, 18—21], в которых используется по существу та же волновая функция, что и в наших работах, но в других переменных и, как следствие, с другими результатами, уравнение для волновой функции и выражения для формфакторов получены в приближении, в котором отбрасываются ненулевые вклады от всех полюсов подынтегрального выражения, кроме вклада от нуклона-спектатора. В наших работах никаких приближений такого рода не делается, и результаты носят строгий характер в рамках принятого представления об устройстве дейтрона из двух нуклонов.

1. ВОЛНОВАЯ ФУНКЦИЯ И ФОРМФАКТОРЫ ДЕЙТРОНА

В этом разделе мы продемонстрируем, что верхинная часть dpr с одним нуклоном вне массовой оболочки в переменных светового конуса играет роль волновой функции при вычислении формфактора дейтрона в импульсном приближении [22]. Чтобы не заслонять узловые моменты вывода, мы в этом и двух следующих разделах рассматриваем модельный случай бесспиновых частиц (нуклонов и дейтрона). Учет спинов не меняет принципиальных выводов и будет полностью выполнен в дальнейшем.

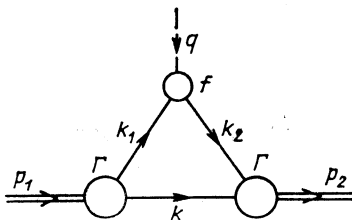


Рис. 2. Формфактор дейтрона в импульсном приближении

Формфактор дейтрона (электромагнитный или барионный) в импульсном приближении соответствует

диаграмме, показанной на рис. 2. В явном виде он представляется как интеграл по импульсу виртуального нуклона-спектратора

$$F_{\mu}(q) = \int (d^4k/(2\pi)^4) i) f_{\mu}(q, k) \Gamma(k^2, k_1^2) \Gamma(k^2, k_2^2) (m^2 - k^2)^{-1} \times \\ \times (m^2 - k_1^2)^{-1} (m^2 - k_2^2)^{-1}. \quad (7)$$

Здесь f_{μ} — формфактор нуклона (скалярного!), а Γ — верхинные функции dpr с обоими нуклонами вне массовой оболочки, m — масса нуклона. Покажем, что при использовании переменных светового конуса F_{μ} можно выразить через вершины Γ с нуклоном-спектратором на массовой оболочке.

Введем компоненты k_{\pm} соотношением

$$k_{\pm} = (k_0 \pm k_z)/\sqrt{2}. \quad (8)$$

Будем рассматривать формфактор в области пространственно-подобных q и считать q чисто поперечным. Вектор $p = \frac{1}{2}(p_1 + p_2)$, ортогональный q , считаем чисто продольным. Формфактор нуклона f_{μ} имеет обычную векторную структуру

$$f_{\mu}(q, k) = (k_{1\mu} + k_{2\mu}) f(q^2, k_1^2, k_2^2). \quad (9)$$

Рассмотрим интегрирование по переменной k_{-} в интеграле (7). На плоскости комплексного переменного k_{-} особенности подынтегрального выражения происходят из-за особенностей по трем виртуальностям k^2 , k_1^2 и k_2^2 , расположенным в областях, где существуют соответствующие промежуточные состояния: $k^2 \geq m^2$, $k_1^2 \geq m^2$, $k_2^2 \geq m^2$. Часть этих особенностей (полюсные) выделена явно в виде пропагаторов, остальная связана с верхинными частями Γ и формфактором f . В переменной k_{-} особенности, происходящие от k^2 ,

k_1^2 и k_2^2 , лежат соответственно в областях

$$k_- \geq (m_{\perp}^2 - i0)/2k_+, \quad p_{1, 2-} - k_- \geq (m_{1, 2\perp}^2 - i0)/2(p_{1, 2+} - k_+), \quad (10)$$

где $m_{\perp}^2 = m^2 - k_{\perp}^2$, $m_{1\perp}^2 = m^2 - k_{1\perp}^2$ и $m_{2\perp}^2 = m^2 - k_{2\perp}^2$. Поскольку $p_1 = p - q/2$, $p_2 = p + q/2$ и q — чисто поперечно, то $p_{1\pm} - k_{\pm} = p_{2\pm} - k_{\pm} = p_{\pm} - k_{\pm}$ и одинаково во второй паре неравенств в (10). Для того чтобы интеграл по k_- был отличным от нуля, необходимо, чтобы особенности по k_- лежали по разные стороны от вещественной оси. Из (10) тогда следует, что знаки k_+ и $p_+ - k_+$ должны быть одинаковы. Поскольку p_+ , как мы предполагаем, положительно, то это дает ограничение на область изменения k_+ :

$$0 \leq k_+ \leq p_+ - k_+. \quad (11)$$

Замыкая контур интегрирования на особенности по k_- в нижней полуплоскости и оставляя из этих особенностей только вклад нуклонного полюса в соответствие с импульсным приближением, мы найдем для «+»-компоненты в (7)

$$F_+(q) = \int_0^{p_+} \frac{dk_+ d^2k_{\perp}}{2k_+ (2\pi)^3} 2k_+ f(k_1^2, k_2^2) \Gamma(m^2, k_1^2) \times \\ \times \Gamma(m^2, k_2^2) (m^2 - k_1^2)^{-1} (m^2 - k_2^2)^{-1}, \quad (12)$$

где k_1^2 и k_2^2 выражаются через k_+ и k_- посредством соотношений

$$k_1 = p_1 - k, \quad k_2 = p_2 - k, \quad k_- = m_{\perp}^2/2k_+. \quad (13)$$

Формула (12) может быть записана еще в следующем виде:

$$F_+(q) = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4 i} 2\pi i \delta(m^2 - k^2) \theta(k_0) \theta(p_+ - k_+) 2k_+ f(k_1^2, k_2^2) \times \\ \times \Gamma(m^2, k_1^2) \Gamma(m^2, k_2^2) (m^2 - k_1^2)^{-1} (m^2 - k_2^2)^{-1}. \quad (14)$$

Видно, что переход от (7) к (14) отвечает выведению нуклона-спектратора на массовую оболочку плюс ограничения области интегрирования по переменной k_+ . Неинвариантный характер этого ограничения обусловлен выбором специальной системы отсчета, в которой $q_+ = 0$ (мы требовали, чтобы и $q_- = 0$, но это не обязательно, см. разд. 3). Напомним еще в связи с выводом (12), что при использовании переменных светового конуса точки $k_{\pm} = 0$ являются сингулярными и необходимо следить за существованием интегралов. В нашем случае это обстоятельство диктует выбор именно «+»-компоненты для формфактора F_{μ} . Для «-»-компоненты аналогичные действия незаконны и приводят к расходимостям на малых k_+ . Выделяя скалярную часть формфактора F_{μ} соотношением

$$F_{\mu} = 2p_{\mu} F(q^2) \quad (15)$$

и вводя скейлинговую переменную $x = k_+/p_+$, мы записываем окончательную формулу для формфактора в виде

$$F(q^2) = \int_0^1 \frac{dx}{2x} \int \frac{d^2k_\perp}{(2\pi)^3} x f(q^2, k_1^2, k_2^2) \varphi(k_1^2) \varphi(k_2^2), \quad (16)$$

где введена функция

$$\varphi(k^2) = \Gamma(m^2, k^2) (m^2 - k^2)^{-1} \quad (17)$$

и переменные k_1^2 и k_2^2 выражаются через x и k_\perp формулами, следующими из (13):

$$k_{1(2)}^2 = (1 - x) M^2 + (1 - 1/x) m^2 + (k_\perp + (-)xq_\perp/2)^2/x. \quad (18)$$

Выражение (16) получено при $q^2 < 0$. Переход к $q^2 > 0$ может быть осуществлен аналитическим продолжением (16) по $q^2 = q_\perp^2$.

Таким образом, нам в самом деле удалось выразить формфактор дейтрона через вершинные функции d_{pn} с нуклоном-спектатором на массовой оболочке. Как видно из (16) или еще нагляднее из (14), функции $\varphi(k^2)$ выполняют роль волновых функций дейтрона: они входят в формфактор в такой же форме, как нерелятивистские волновые функции в нерелятивистский формфактор. Нетривиальными являются только выбор аргументов и область интегрирования.

Формула (16) в принципе учитывает зависимость формфактора нуклона f от виртуальности нуклона, т. е. изменение электромагнитных (или барионных) свойств нуклона в дейтроне по сравнению со свободным нуклоном. Практически волновые функции $\varphi(k_1^2)$ достаточно быстро убывают с ростом $m^2 - k_1^2$, так что интегрирование в (16) ведется по сравнительно узкой области вблизи $k_{1(2)}^2 = m^2$. Это позволяет пренебречь зависимостью f от схода с массовой оболочки, что, впрочем, естественно в идеологии импульсного приближения. Тогда (16) переписывается в простом виде:

$$F(q^2) = f(q^2) \int_0^1 \frac{dx}{2x} \int \frac{d^2k_\perp}{(2\pi)^3} x \varphi(k_1^2) \varphi(k_2^2). \quad (19)$$

Условие нормировки формфакторов $F(0) = f(0) = 1$ дает условие нормировки волновой функции φ :

$$\int_0^1 \frac{dx}{2} \int \frac{d^2k_\perp}{(2\pi)^3} \varphi^2(k^2) = 1, \quad (20)$$

где согласно (18)

$$k^2 = (1 - x)M^2 + (1 - 1/x)m^2 + k_\perp^2/x. \quad (21)$$

Это позволяет придать функции $\varphi/\sqrt{2}$ вероятностное истолкование: квадрат модуля ее дает вероятность обнаружить в релятивистском дейтроне нуклоны с поперечными импульсом $\pm k_\perp$ и долями про-

дольного импульса p_+ x и $(1 - x)$ для спектатора и активного нуклона соответственно.

Волновая функция $\varphi(k^2)$ зависит только от одного аргумента: переменные x и k_{\perp} оказываются объединенными в k^2 согласно формуле (21). В этом ее главное преимущество по сравнению с волновыми функциями в переменных светового конуса, которые строятся в технике Вайнберга как фоковские компоненты дейтронного состояния на гиперповерхности $x_+ = 0$. Зато, в отличие от последних, $\varphi(k^2)$ не является симметричной относительно обоих нуклонов (т. е. относительно замены $x \rightarrow 1 - x$). Это обстоятельство не столь уж необычно с физической точки зрения, поскольку спектатор и активный нуклон играют различные роли в процессе наблюдения. Заметим, что в приближении, когда зависимостью вершинной части от виртуальности вообще пренебрегается, т. е. $\Gamma(m^2, k^2) \simeq \Gamma(m^2, m^2)$ и волновая функция сводится к полюсу: $\varphi(k^2) = C(m^2 - k^2)^{-1}$. Мы находим из (21) $\varphi(x, k_{\perp}) = C(1 - x)^{-1} \left[\frac{m_{\perp}^2}{x(1 - x)} - M^2 \right]^{-1}$, т. е. с точностью до фактора $(1 - x)^{-1}$, переменные x и k_{\perp} объединяются в аргумент $m_{\perp}^2/[x(1 - x)]$, симметричный относительно замены $x \rightleftharpoons 1 - x$. В работах [12—14, 23] утверждалось, что волновая функция дейтрона в переменных светового конуса обязана зависеть от x и k_{\perp} именно через этот аргумент на основании так называемого углового условия [24], представляющего собой требование сферической симметрии для S -состояния дейтрона. Это утверждение многократно подвергалось критике [10]. Из наших рассуждений следует, что объединение x и k_{\perp} в аргумент $m_{\perp}^2/[x(1 - x)]$ имеет место в самом грубом приближении, когда вовсе пренебрегают зависимостью вершинной части от виртуальности, и волновая функция сводится к пропагатору, что на релятивистском уровне соответствует приближению нулевого радиуса.

В заключение подчеркнем ценность использования переменных светового конуса. В переменных k_0, \mathbf{k} подынтегральное выражение в (7) как функция k_0 имеет шесть полюсов от промежуточных двухнуклонных состояний, из которых три лежат снизу, а три сверху от вещественной оси. В брейтовской системе отсчета ($\mathbf{p} = 0, q_0 = 0$) полюсы лежат в точках $k_0 = \pm \sqrt{m^2 + \mathbf{k}^2}$, $\mathbf{p} - k_0 = \pm (m^2 + (\mathbf{k} \pm \mathbf{q}/2)^2)^{1/2}$. Поэтому при вычислении интеграла (7) необходимо помимо полюса нуклона-спектатора учитывать еще два полюса активного нуклона, фактически отвечающих процессу рождения нуклон-антинуклонных пар внешним полем. Как следует из (14), вклад этих полюсов фактически сокращает часть вклада от полюса нуклона спектатора, отвечающую области $k_+ > p_+$, и приводит к возникновению ограничения $k_+ < p_+$ в точном результате. При малых значениях q^2 этот вклад мал, однако его роль растет с ростом q^2 , так что он становится вполне ощутим при релятивистских q^2 . Использование переменных светового конуса позволяет учесть этот вклад автоматически и строго в виде условия $k_+ < p_+$ под зна-

ком интеграла в (14). Как было отмечено во введении, в литературе известен подход группы Гросса [5, 18—21], в котором при интегрировании в переменных k_0, \mathbf{k} учитывается только вклад полюса нуклона-спектатора, а остальными полюсами пренебрегается. Это эквивалентно отсутствию ограничения $k_+ < p_+$. Ясно, что при малых q^2 такое приближение дает тот же самый результат, что и наши формулы. Однако с ростом q^2 возникает отличие за счет условия $k_+ < p_+$, т. е. за счет не учтенных [5, 18—21] вкладов от полюсов активного нуклона, несмотря на то что в качестве волновой функции у Гросса и других фигурирует та же самая функция $\varphi(k^2)$, что и у нас. Поэтому, несмотря на идентичность использованной волновой функции, результаты вычисления формфакторов (см. разд. 6) и уравнение для волновой функции в наших работах и у Гросса и других оказываются различными за счет использования различных переменных и, как следствие, за счет приближений, делаемых Гроссом и др.

2. АМПЛИТУДЫ РАССЕЯНИЯ С УЧАСТИЕМ ДЕЙТРОНА ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Попытаемся распространить результаты, полученные в предыдущем разделе для формфакторов, на более сложные амплитуды с участием дейтрона [25]. Как мы увидим в том случае, когда энергия взаимодействия велика, произвольные амплитуды взаимодействия дейтрона удается выразить через введенные волновые функции $\varphi(k^2)$, связанные с вершинами dpr с нуклоном-спектатором на массовой оболочке.

Рассмотрим амплитуду рассеяния произвольной скалярной частицы на дейтроне в импульсном приближении (рис. 3). Аналогично формфактору она записывается в виде интеграла по импульсу виртуального нуклона-спектатора

$$A = \int (d^4k/(2\pi)^4 i) a(l_1, k_1, q) \Gamma(k^2, k_2^2) \times \\ \times \Gamma(k^2, k_1^2) (m^2 - k^2)^{-1} (m^2 - k_1^2)^{-1} (m^2 - k_2^2)^{-1}. \quad (22)$$

Амплитуда a описывает рассеяние на составляющем виртуальном нуклоне и является скалярной функцией четырех переменных $s_1 = (l_1 + k_1)^2, q^2, k_1^2, k_2^2$. Векторы $p = \frac{1}{2}(p_1 + p_2)$ и $l = \frac{1}{2}(l_1 + l_2)$ ортогональны q . Считаем q чисто поперечным, а p и l — чисто продольным.

Станем вновь вычислять интеграл (22) в переменных светового конуса и рассмотрим интеграл по k_- . На плоскости комплексного переменного k_- в дополнение к прежним особенностям (10) для формфактора появятся две новые, происходящие от правого и левого разрезов амплитуды a как функции s_1 . Особенности в точках $s_1 = \mu^2$

и $u_1 = \mu^2$ в терминах k_{1-} порождают особенности

$$l_{-} \pm (p_{-} - k_{-}) = (\mu_1^2 - i0)/2(l_{+} \pm (p_{+} - k_{+})), \quad (23)$$

где $\mu_1^2 = \mu^2 - k_1^2$. Появление новых особенностей (23), вообще говоря, меняет результат, полученный при вычислении формфактора. Даже в области $0 \leq k_{+} \leq p_{+}$ особенность (23), отвечающая нижнему знаку, может оказаться в нижней полуплоскости, и ее следует добавить к полюсному вкладу спектатора. При $k_{+} > p_{+}$ теперь интеграл не равен нулю, поскольку особенность (23), отвечающая

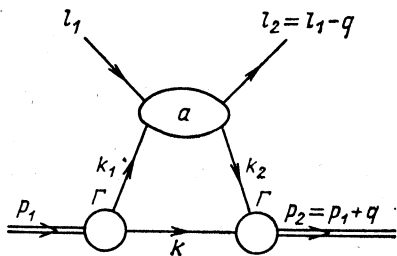


Рис. 3. Амплитуда рассеяния скалярной частицы (l_1) на дейтроне (d) в импульсном приближении

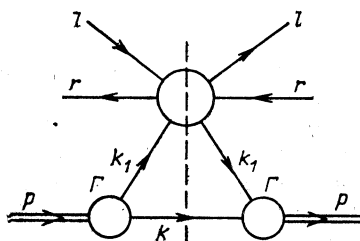


Рис. 4. Импульсное приближение для инклюзивного рождения кумулятивной частицы (r) на дейтроне (d) (прямой механизм)

верхнему знаку, остается в верхней полуплоскости вплоть до $k_{+} \leq l_{+} + p_{+}$. Таким образом, в общем случае переход от формфактора к амплитудам приводит к тому, что наряду с полюсом от спектатора приходится учитывать и другие особенности подынтегрального выражения от амплитуды a , и тем самым строгое выведение спектатора на массовую оболочку оказывается невозможным.

Положение упрощается при переходе в область больших энергий. Пусть энергетическая переменная $s = (p + l)^2$ для изучаемой амплитуды велика: $s \gg m^2$. Выберем антилабораторную по отношению к дейтрону систему отсчета, где дейтрон движется быстро по оси z , а импульс l конечен. Тогда $p_{+} \sim s/m \gg m$, $p_{-} \sim m^2/s$, $l_{\pm} \sim m$. В этой системе отсчета в (23) можно пренебречь p_{-} по сравнению с l_{-} и l_{+} по сравнению с p_{+} . Тогда из (23) мы найдем особенности по k_{-} в точках

$$l_{-} \mp k_{-} = \pm (\mu_1^2 - i0)/(2(p_{+} - k_{+})). \quad (24)$$

Положение этих особенностей относительно вещественной оси полностью совпадает с уже рассмотренными для случая формфактора: вне области $0 \leq k_{+} \leq p_{+}$ они лежат там же, где и первая из особенностей (10), а внутри этой области они лежат сверху от вещественной оси. Поэтому вклад дает только указанная область значений k_{+} и значение интеграла по k_{-} дается вычетом в полюсе, происходящем

от спектатора. Вводя опять переменную $x = k_+/p_+$, мы, таким образом, находим при высоких энергиях

$$A = \int \frac{d^2 k_{\perp}}{(2\pi)^3} \int_0^1 \frac{dx}{2x} a(s_1, q^2, k_1^2, k_2^2) \varphi(k_1^2) \varphi(k_2^2). \quad (25)$$

Здесь $k_{1(2)}^2$ даются прежними формулами (18). Энергетическая переменная s_1 для рассеяния на составляющем нуклоне выражается через x и k_{\perp} соотношением $s_1 = (l + p - k)^2$, в котором следует считать $k_- = m_{\perp}^2/2k_+$ и учесть относительные порядки значения величин в выбранной системе отсчета. С точностью до значений, имеющих относительный порядок m^2/s , находим, что $s_1 = 2l(p - k) = (1 - x)s$.

В итоге нам удалось амплитуду рассеяния на дейтроне при высоких энергиях в импульсном приближении выразить через амплитуду рассеяния на составляющем нуклоне и введенные волновые функции $\varphi(k^2)$, связанные с вершинной функцией $d\rho n$ с нуклоном-спектатором на массовой оболочке. Разумеется, как и в случае формфактора, в духе импульсного приближения разумно пренебречь зависимостью амплитуды a от виртуальностей k_1^2 и k_2^2 . Тогда амплитуда a окажется в (25) зависящей только от фейнмановской переменной интегрирования x . Если ввести «недоинтегрированный» формфактор формулой

$$p(x, q^2) = \frac{1}{2} \int \frac{d^2 k_{\perp}}{(2\pi)^3} \varphi(k_1^2) \varphi(k_2^2), \quad (26)$$

то тогда мы находим из (25)

$$A(s, q^2) = \int_0^1 \frac{dx}{x} p(x, q^2) a((1-x)s, q^2). \quad (27)$$

При этом сам формфактор определяется через p формулой

$$F(q^2) = f(q^2) \int_0^1 dx p(x, q^2), \quad (28)$$

а условия нормировки p есть

$$\int_0^1 dx p(x, 0) = 1. \quad (29)$$

Полученный результат непосредственно обобщается и на более сложные амплитуды взаимодействия с участием дейтрона при высоких энергиях. Скажем, в связи с инклюзивными сечениями рождения частиц на дейтроне представляет интерес шестихвостая амплитуда рассеяния вперед, которая в импульсном приближении соответствует диаграмме, показанной на рис. 4. Ее мнимая часть дает инклюзив-

ное сечение $I_d(s, \alpha, r_\perp)$ рождения частицы $r = \{r_+ = \alpha p_+, r_\perp\}$ при столкновении налетающей частицы (импульс l) с дейтроном (импульс p) при энергии \sqrt{s} в системе центра инерции. Взятие мнимой части сразу выводит нуклон-спектатор на массовую оболочку. Оставшееся трехмерное интегрирование проводим в переменных x и k_\perp . Под интегралом окажется инклюзивное сечение $I_N(s_1, z, r'_\perp)$ рождения частицы на виртуальном активном нуклоне. Виртуальность k_1^2 выражается через x и k_\perp прежней формулой (21). Как и ранее, $s_1 = (1-x)s$. Переменная $u = (k_1 - r)^2$ с переменными интегрирования связана соотношением $u = (1-z)m^2 + (1-1/z)\mu^2 + (r_\perp - zk_\perp)^2/z$, где $z = r_+/k_{1+} \leq 1$ и μ — масса регистрируемой частицы. Отсюда мы заключаем, что $z = \alpha/(1-x) \leq 1$ и $r'_\perp = r_\perp - zk_\perp$. Если еще пренебречь зависимостью инклюзивного сечения I_N от виртуальности нуклона, то окончательно мы получим

$$I_d(s, \alpha, r_\perp) = \int_0^{1-\alpha} \frac{dx}{2x} \int \frac{d^2k_\perp}{(2\pi)^3} I_N((1-x)s, \alpha/(1-x), r'_\perp) \varphi^2(k_1^2), \quad (30)$$

причем k_1^2 дается формулой (21), а

$$r'_\perp = r_\perp - \alpha/(1-x) k_\perp. \quad (31)$$

3. УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ. НЕРЕЛЯТИВИСТСКИЙ ПРЕДЕЛ

Как мы установили, основные величины, описывающие взаимодействие с дейтроном, могут быть выражены через волновую функцию φ , представляющую собой вершинную часть dnp с одним виртуальным нуклоном с включенным его пропагатором. Для того, чтобы

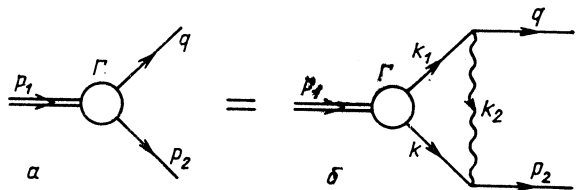


Рис. 5. Уравнение БС для вершинной функции Γ в лестничном приближении

поднять φ до статуса настоящей волновой функции, построим для нее уравнение, которое, в принципе, определяет и энергию связи дейтрона [22]. Уравнение БС для вершины $\Gamma(q^2, p_2^2)$ в лестничном приближении и пренебрежении собственными массами графически представлено на рис. 5. Волнистая линия отвечает обмену мезоном или несколькими мезонами, т. е. релятивистскому взаимодействию в лестничном приближении $V(k_2)$, $k_2 = p_2 - k$. В явном виде

$$\Gamma(q^2, p_2^2) = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4 i} V(k_2) \Gamma(k^2, k_1^2) (m^2 - k^2)^{-1} (m^2 - k_1^2)^{-1}. \quad (32)$$

Будем вычислять правую часть уравнения (32), т. е. диаграмму рис. 5, б, теми же самыми способами, что и формфактор, считая один из внешних нуклонов физическим: $p_2^2 = m^2$, а другой виртуальным с пространственно-подобным импульсом $q^2 < 0$.

Используем переменные светового конуса k_{\pm} , k_{\perp} . Вычисления практически повторяют случай формфактора, за исключением того, что квадраты импульсов p_1 и p_2 теперь различны: $p_1^2 = M^2$, а $p_2^2 = m^2$. Будем считать $q_+ = 0$, а импульс дейтрона чисто продольным, $p_{1\perp} = 0$. Тогда $p_{2+} = p_{1+}$ и $k_{2+} = k_{1+}$. Особенности по k_{\perp} будут описываться прежними условиями (10), и расположение особенностей, соответствующих второму условию (10), опять будет одинаковое, определяющееся знаком $p_{1+} - k_+$. В итоге мы получим прежний результат: интеграл оказывается отличным от нуля лишь в области $0 \leq k_+ \leq p_{1+}$ и может быть вычислен замыканием контура интегрирования на плоскости k_{\perp} вокруг полюса в точке $k^2 = m^2$. Вводя $x = k_+/p_+$, мы находим в полной аналогии с (14) или (16):

$$(m^2 - q^2) \varphi(q^2) = \int_0^1 \frac{dx}{2x} \int \frac{d^2 k_{\perp}}{(2\pi)^3} V(k_2^2) \varphi(k_1^2). \quad (33)$$

Здесь мы перешли к функции $\varphi(k^2) = \Gamma(m^2, k^2) (m^2 - k^2)^{-1}$. Выражения для $k_{1,2}^2$ могут быть легко получены подстановкой $k_{\perp} = m_{\perp}^2/2k_+$. Они обобщают (18) на случай разных масс:

$$\left. \begin{aligned} k_1^2 &= (1-x)M^2 + (1-1/x)m^2 + k_{\perp}^2/x; \\ k_2^2 &= (2-x-1/x)m^2 + (k_{\perp} - xq_{\perp})^2/x. \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

Уравнение (33) получено в выделенной системе отсчета, фиксированной условием $q_{1+} = 0$. Поэтому оно не имеет релятивистски-инвариантного вида. Если вернуться к переменному 4-импульсу k , то оно запишется в форме, аналогичной (14):

$$(m^2 - q^2) \varphi(q^2) = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4 i} 2\pi i \delta(m^2 - k^2) \theta(k_0) \theta(p_{1+} - k_+) V(k_2^2) \varphi(k_1^2), \quad (35)$$

где $k_1 = p_1 - k$, $k_2 = p_2 - k$. Правая часть (35), как и в (14), отличается от чистого вклада полюса нуклона спектатора только ограничением на область интегрирования по k_+ , имеющим явно неинвариантный характер. Фактически уравнение (35) имеет ограниченную инвариантность относительно образования Лоренца вдоль оси z и вращений в поперечной плоскости. Однако это обстоятельство никак не затрагивает полную релятивистскую инвариантность функции $\varphi(q^2)$. Пользуясь ею, нетрудно представить уравнение (33) или (35) в явно релятивистски-инвариантной форме. Вводя интегрирование по виртуальностям k_1^2 и k_2^2 , перепишем (33) в виде

$$(m^2 - q^2) \varphi(q^2) = \int dk_1^2 K(q^2, k_1^2) \varphi(k_1^2), \quad (36)$$

где ядро K определяется формулой

$$K(q^2, k_1^2) = \int dk_2^2 \int \frac{dx}{2x} \int \frac{d^2k_\perp}{(2\pi)^3} V(k_2^2) \delta(k_1^2 - k_1^2(x, k_\perp)) \times \\ \times \delta(k_2^2 - k_2^2(x, k_\perp)) \quad (37)$$

и функции $k_1^2(x, k_\perp)$ и $k_2^2(x, k_\perp)$ представляют собой правые части соотношений (34). В форме (36) уравнение для $\varphi(k^2)$, очевидно, релятивистски-инвариантно и одномерно.

Практическую важность имеет вопрос об отношении $\varphi(k^2)$ к нерелятивистской волновой функции и связанный с ним вопрос о нерелятивистском пределе уравнения (33). Для перехода к нерелятивистскому пределу удобно, пользуясь инвариантностью уравнения относительно преобразований Лоренца вдоль оси z , перейти в (35) к системе покоя дейтрона $p_{1+} = p_{1-} = M$, $p_{1\perp} = 0$. Поскольку тогда $p_2 = q$, то в этой системе отсчета

$$\left. \begin{aligned} q^2 &= M^2 + m^2 - 2M \sqrt{m^2 + \mathbf{q}^2}; \\ k_1^2 &= M^2 + m^2 - 2M \sqrt{m^2 + \mathbf{k}^2}; \\ k_2^2 &= 2m^2 - 2 \sqrt{m^2 + \mathbf{q}^2} \sqrt{m^2 + \mathbf{k}^2} + 2(\mathbf{kq}). \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

Поэтому волновые функции $\varphi(q^2)$ и $\varphi(k_1^2)$ в (35) могут рассматриваться как функции \mathbf{q}^2 и \mathbf{k}^2 соответственно. Интегрирование по k_0 дает тогда уравнение в системе покоя дейтрона:

$$(2 \sqrt{m^2 + \mathbf{q}^2} - M) \varphi(\mathbf{q}^2) = \\ = \frac{1}{M} \int \frac{d^3k}{2(2\pi)^3 \sqrt{m^2 + \mathbf{k}^2}} V(k_2^2) \varphi(\mathbf{k}^2) \theta(M - \sqrt{m^2 + \mathbf{k}^2} - k_z). \quad (39)$$

Это уравнение похоже на уравнение Шредингера с релятивистской кинематикой или на квазипотенциальное уравнение [3]. Главное отличие заключается в наличии θ -функции, которая ограничивает область интегрирования по k_z величинами порядка m со стороны положительных значений.

Переход к нерелятивистскому пределу совершается теперь просто. Положим $M = 2m - \varepsilon$ и возьмем предел при $m \rightarrow \infty$ и фиксированных \mathbf{q} , \mathbf{k} и ε . Тогда видно, что (39) переходит в обычное уравнение Шредингера с потенциалом, равным в импульсном пространстве $V(-\mathbf{k}^2)/4m^2$. Ограничение на область интегрирования по k_z при этом исчезает. Аналогичный переход можно выполнить и в условии нормировки (20). Величина $x = k_+/p_+$ в системе покоя дейтрона переходит в $(\sqrt{m^2 + \mathbf{k}^2} - k_z)/M$ и в нерелятивистском пределе дает m/M . После этого мы получим обычное нерелятивистское условие нормировки в импульсном пространстве для волновой функции $\varphi(\mathbf{k}^2)/\sqrt{2M}$. Множитель $1/\sqrt{2M}$, очевидно, связан с переходом от релятивистской нормировки состояний к нерелятивистской.

4. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ФОРМФАКТОРЫ ДЕЙТРОНА: УЧЕТ СПИНОВ

Конкретные расчеты требуют перехода к реальным дейтронам и нуклонам со спином [25—27]. Учет спина не меняет принципиальных моментов методики, поскольку спиновые факторы не нарушают аналитических свойств амплитуд как функции k_- . Окончательный вывод может быть сведен к формулам типа (14) или (25): нуклон-спектатор выводится на массовую оболочку, и появляется ограничение $k_+ < p_+$, смысл которого прозрачен в системе бесконечного импульса дейтрона — это подавление компоненты с отрицательной энергией. В связи с этим формулы для различных процессов в нашем подходе сходны с аналогичными формулами в подходе Гросса, где также нуклон-спектатор находится на массовой оболочке. Отличие от подхода Гросса и других сводится к упомянутому ограничению на область интегрирования по k_+ , возникающему, как было разъяснено в разд. 1, при полном учете всех полюсов подынтегрального выражения. Последовательная теория должна была бы начинаться с построения волновой функции дейтрона и определения его энергии связи. Затем построенная волновая функция могла быть использована при изучении взаимодействий дейтрона. Такая программа, в принципе, может быть реализована. Для дейтрона со спином можно построить волновое уравнение, следуя методике, обсужденной в разд. 3. Это уравнение по форме совпадает с уравнениями, предложенными в [5], которые нужно рассматривать в системе отсчета $q_+ = 0$ и ввести ограничения на область интегрирования по импульсу реального нуклона-спектатора $k_+ < p_+$. При заданном pn -потенциале отсюда можно было бы искать волновую функцию и значение энергии связи. Однако, по нашему мнению, подобная программа не является удовлетворительной в связи с тем, что pn -потенциал плохо известен в релятивистской области. Более конструктивным поэтому представляется полуфеноменологический подход, в котором энергия связи дейтрона и волновые функции его подбираются из соответствия с экспериментальными данными, в частности, исходя из известных нерелятивистских волновых функций дейтрона. Полученная таким путем волновая функция может быть затем использована для описания процессов взаимодействия с участием дейтрона. Именно такой подход использован в [25—30].

При учете спинов волновая функция дейтрона ψ_α , определенная как вершина dnp с одним из нуклонов (p или n) на массовой оболочке с включенными пропагаторами активного нуклона, является вектором по спину дейтрона и матрицей 4×4 по спиновым индексам нуклонов. Удобно активный нуклон описывать зарядово-сопряженным полем. Тогда структура волновой функции ψ_α окажется такой же, как у стандартной векторной вершины спинорного нуклона с начальным или конечным нуклоном на массовой оболочке:

$$\psi_\alpha(k) = k_\alpha (u_1 + u_2 (m + \hat{k})) + \gamma_\alpha (u_3 + u_4 (m + \hat{k})). \quad (40)$$

Здесь k — импульс активного нуклона (начального); $u_i = u_i(k^2)$ — скалярные компоненты волновой функции дейтрона. Как видно, релятивистский дейтрон описывается четырьмя скалярными функциями, в отличие от нерелятивистского, который описывается двумя функциями: S - и D -волной. Связь функций u_i с нерелятивистскими волновыми функциями будет обсуждаться в следующем разделе при определении конкретного вида u_i , поскольку точное соответствие учитывает условия нормировки, порождаемые электрическим или барионным формфактором.

Электромагнитный формфактор дейтрона описывается прежней диаграммой рис. 2, которая после перехода к сопряженному полю для спектатора изображается в виде, показанном на рис. 6. Импульсы $\bar{k}_{1,2}$ активных антинуклонов суть, конечно, $-k_{1,2}$. Спинорному кольцу на диаграмме соответствует взятие шпура.

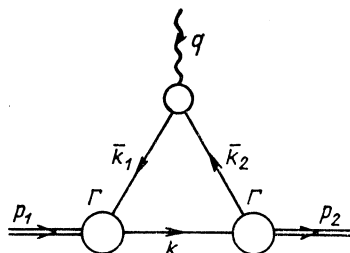


Рис. 6. Электромагнитный формфактор дейтрона в импульсном приближении

После перехода к переменным светового конуса и интегрирования по k_- в полной аналогии со скалярным случаем произойдет замена $(m^2 - k^2)^{-1} \rightarrow 2\pi i \delta(m^2 - k^2) \theta(k_0) \theta(p_+ - k_+)$, и вместо (14) мы найдем

$$F_{\alpha\beta}^\mu(q) = \int (d^4k/(2\pi)^4 i) 2\pi i \delta(m^2 - k^2) \theta(k_0) \theta(p_+ - k_+) \times \text{Sp} \{ f^\mu(q, k) \bar{\psi}_\alpha(k_1) (m + \hat{k}) \psi_\beta(k_2) \}. \tag{41}$$

Здесь f_μ — формфактор активного нуклона минус единица за счет шпура, проистекающего при переходе в формфакторе f^μ от антинуклона к нуклону. При желании в интеграле (41) можно перейти к переменным x и k_\perp . Тогда $k_{1,2}^2$ будут выражаться прежними формулами (18).

Формфактор нуклона f^μ в соответствие с импульсным приближением мы возьмем на массовой оболочке нуклона. Тогда он параметризуется двумя скалярными функциями

$$f^\mu = \gamma^\mu f_1(q^2) + (i\sigma^{\mu\nu} q_\nu / 2m) f_2(q^2), \tag{42}$$

характеризующими электрическую и магнитную структуру нуклона. Напомним, что электрический f_e и магнитный f_M формфакторы связаны с f_i , $i = 1, 2$, формулами

$$f_e = f_1 + f_2 q^2 / 4m^2, \quad f_M = f_1 + f_2. \tag{43}$$

Формфактор дейтрона $F_{\alpha\beta}^{\mu}$ содержит три скалярные компоненты $p = \frac{1}{2} (p_1 + p_2)$:

$$F_{\alpha\beta}^{\mu} = -2p^{\mu}g_{\alpha\beta}F_1(q^2) + (q_{\alpha}g_{\beta}^{\mu} - q_{\beta}g_{\alpha}^{\mu})F_2(q^2) + \\ + (2p^{\mu}q_{\alpha}q_{\beta}/M^2)F_3(q^2), \quad (44)$$

связанные с электрическим F_e , магнитным F_M и квадрупольным F_Q формфакторами соотношениями

$$F_e = F_1 + \frac{2}{3}\eta F_Q, \quad F_M = F_2, \quad F_Q = F_1 - F_2 + (1 + \eta)F_3, \quad (45)$$

где $\eta = -q^2/4M^2$.

Подставляя выражения (42) и (40) для f_{μ} и ψ_{α} в подынтегральное выражение (41), вычисляя шпуры и анализируя структуру интеграла по индексам α , β и μ , можно выразить формфакторы дейтрона F_i через интегралы по x и k_{\perp} от линейных комбинаций $u_i(k_1^2)$ $u_j(k_2^2)$, $i, j = 1, \dots, 4$. Соответствующие формулы весьма громоздки и приведены в работе [26].

Окончательные выражения для формфакторов F_i можно записать в виде

$$F_i = f_1 A_i + f_2 B_i, \quad i = 1, \dots, 3, \quad (46)$$

в котором выделена зависимость F_i от нуклонных формфакторов f_1 и f_2 . Функции A_i и B_i описывают собственно структуру дейтрона.

5. ПОСТРОЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ ДЕЙТРОНА

Как указывалось, мы собираемся определять волновую функцию дейтрона полуфеноменологическим образом, в первую очередь, из соответствия с нерелятивистскими волновыми функциями дейтрона. Как и в скалярном случае, уравнение для волновой функции с учетом спинов в системе покоя дейтрона в нерелятивистском пределе переходит в уравнение Шредингера. Из входящего в $\psi_{\alpha}(k_1)$ релятивистского пропагатора $(m + \hat{k}_1)^{-1}$ при этом выживает только положительно-частотный вклад $u^c(k_1) \bar{u}^c(k_1) / (\sqrt{m^2 + \mathbf{k}_1^2} - k_{10}) 2\sqrt{m^2 + \mathbf{k}_1^2}$. В нерелятивистском пределе $\sqrt{m^2 + \mathbf{k}_1^2} - k_{10} \simeq (\mathbf{k}^2/m + \varepsilon)$, где ε — энергия связи дейтрона. Из двух спиноров u^c и \bar{u}^c один входит в определение нерелятивистского предела потенциала. Таким образом, с точностью до нормировки в нерелятивистском пределе волновая функция определяется выражением

$$\Phi_{\mu}(\mathbf{k}) = (\mathbf{k}^2 + \alpha^2)^{-1} \bar{u}_p(\mathbf{k}) \Gamma_{\mu} \bar{u}_n^c(\mathbf{k}_1), \quad k_1^2 \rightarrow m^2, \quad \alpha^2 = m\varepsilon, \quad (47)$$

где Γ_{μ} — собственно вершина $d\rho n$, связанная с ψ_{μ} соотношением $\psi_{\mu} = \Gamma_{\mu} (m + \hat{k}_1)^{-1}$. Если представить Γ_{α} в виде, аналогичном (40):

$$\Gamma_{\alpha} = k_{\alpha} (a_1 + a_2 (m + \hat{k}_1)) + \gamma_{\alpha} (a_3 + a_4 (m + \hat{k}_1)), \quad (48)$$

где $a_i = a_i(k_1^2)$ — четыре функции, простым образом связанные с u_i , то тогда в нерелятивистском пределе для пространственных компонентов Φ_μ , $\mu = i = 1, 2, 3$, мы находим из (47):

$$\Phi_i(\mathbf{k}) = \frac{\sqrt{m}}{2} (\mathbf{k}^2 + \alpha^2)^{-1} \chi_p^* \left\{ \tilde{c} \sigma_i + \frac{\mathbf{k}^2}{m} \left(\tilde{a} - \frac{\tilde{c}}{2m} \right) \sigma \mathbf{n} n_i \right\} \chi_n^c. \quad (49)$$

Здесь $\mathbf{n} = \mathbf{k}/k$, χ и σ — спиноры и матрицы Паули соответственно. Функции с $\tilde{c}(k_1^2)$ и $\tilde{a}(k_1^2)$ являются линейными комбинациями $a_i(k_1^2)$:

$$\tilde{c} = a_3 + a_4(m^2 - k_1^2)/2m, \quad \tilde{a} = a_1 + a_2(m^2 - k_1^2)/2m, \quad (50)$$

и зависимость от \mathbf{k}^2 определяется из (38). Видно, что нерелятивистский предел чувствует только две из четырех волновых функций релятивистского дейтрона.

Известно, что волновая функция нерелятивистского дейтрона выражается через стандартные S - и D -компоненты $u(\mathbf{k}^2)$ и $w(\mathbf{k}^2)$ формулой

$$\Phi_i(\mathbf{k}^2) = \sqrt{2\pi} \chi_p^* \left\{ u \sigma_i - \frac{1}{\sqrt{2}} w (3n_i (\sigma \mathbf{n}) - \sigma_i) \right\} \chi_n^c, \quad (51)$$

где нормировка имеет вид

$$\int k^2 dk (u^2 + w^2) = 1. \quad (52)$$

Сравнение (49) и (51) дает возможность связать компоненты релятивистской волновой функции a_i (а с ними и u_i) в нерелятивистском пределе с известными S - и D -волнами u и w . Точная связь требует учета условия нормировки. Выбирая в качестве него асимптотическую нормировку, т. е. поведение волновой функции на больших расстояниях, или, что эквивалентно, значению константы связи $d\rho n$, когда все три частицы физические, мы находим соотношения

$$\left. \begin{aligned} \tilde{c} &= \sqrt{8\pi/m} (\alpha^2 + \mathbf{k}^2) [u + w/\sqrt{2}]; \\ \tilde{a} &= \sqrt{8\pi/m} (\alpha^2 + \mathbf{k}^2) [-3mw/\mathbf{k}^2 \sqrt{2} + (u + w/\sqrt{2})/2m]; \\ k_1^2 &\rightarrow m^2. \end{aligned} \right\} \quad (53)$$

Мы будем строить релятивистские волновые функции $a_i(k_1^2)$ в виде суммы полюсных членов, выбирая положение полюсов в соответствии с аналитическими свойствами:

$$\left. \begin{aligned} a_{1,3}(k_1^2)/(m^2 - k_1^2) &= \sum_1^N \xi_i^{(1,3)}/(t_i - k_1^2); \\ a_{2,4}(k_1^2)/(m^2 - k_1^2) &= \sum_2^L \xi_i^{(2,4)}/(t_i - k_1^2), \end{aligned} \right\} \quad (54)$$

где $t_1 = m^2$, $t_i > m^2$ при $i > 1$. Удобство такого представления связано с тем, что известные нерелятивистские волновые функции u и w также обычно представляются в виде аналогичной суммы полюсных членов по переменной k^2 . Поэтому мы достигнем согласия с нерелятивистским пределом, если выберем полюсы и вычеты упомянутых линейных комбинаций \tilde{a} и \tilde{c} в соответствии с известными полюсами и вычетами нерелятивистских волновых функций, с тем чтобы в нерелятивистском пределе выполнялось (53). Часть вычетов ξ_i при этом остаются свободными, поскольку релятивистских волновых функций четыре, а не две. Пусть $N \geq L$ и N выбрано в соответствии с числом полюсов нерелятивистской волновой функции. Условия сходимости интегралов по k_+ , k_- для формфакторов накладывают определенные ограничения на поведение a_i , когда $|k_1^2| \rightarrow \infty$, которые сводятся к требованию убывания величин a_1 , a_3 и $k_1^2 a_2, 4$. Это дает еще шесть условий на вычеты, из которых три выполняются в нерелятивистском пределе, а три являются новыми. В итоге остаются $2(L-1) - 3 = 2L - 5$ неизвестных вычета. Их можно определить, например, из условий нормировки электромагнитных формфакторов дейтрона в нуле, т. е. из известных заряда, магнитного и квадрупольного моментов дейтрона

$$F_e(0) = 1, \quad F_M(0) = \mu_d, \quad F_Q(0) = Q_d. \quad (55)$$

В [26, 27] были проведены численные расчеты для двух нерелятивистских волновых функций дейтрона, параметры которых заимствованы из работ [33, 34]. При этом первая содержит по четыре, а вторая — наиболее совершенная в настоящее время — по 13 полюсных членов в S - и D -волнах. В обоих случаях число членов в представлении функций $a_{2,4}$ равно трем. Результаты оптимального выбора свободных параметров $\xi_4^{(2)}$, $\xi_{3,4}^{(4)}$ вместе с остальными параметрами релятивистской волновой функции представлены в [26, 27]. В [25] в качестве нерелятивистской волновой функции использовалась волновая функция из работы [35]. Она содержит шесть полюсных членов в S - и пять в D -волнах. Параметризация этой релятивистской волновой функции представлена в [25].

Амплитуда перехода дейтрона в два нуклона, один из которых виртуальный, а второй находится на массовой оболочке, выражается через вершинную функцию Γ_α и представляется в виде суммы релятивистской волновой функции дейтрона с положительной ψ^+ и отрицательной ψ^- энергией [19]:

$$\psi^+(\mathbf{k}) = A\bar{u}(\mathbf{k})\Gamma_\alpha(\mathbf{k})C\bar{u}^T(-\mathbf{k})\xi^\alpha; \quad (56)$$

$$\psi^-(\mathbf{k}) = B\bar{v}(\mathbf{k})\Gamma_\alpha(\mathbf{k})C\bar{v}^T(-\mathbf{k})\xi^\alpha. \quad (57)$$

Здесь $A = [8\sqrt{\pi^3 M E}(2E - M)]^{-1}$; $B = -[8\sqrt{\pi^3 M E M}]^{-1}$; $E = \sqrt{m^2 + \mathbf{k}^2}$; u, v — дираковские спиноры; C — матрица зарядового сопряжения; ξ — вектор поляризации. Эти функции в системе

покоя дейтрона связаны с волновыми функциями S -, P -, D -волн, обозначаемых u , $v_{s, t}$, w соответственно следующими формулами:

$$\psi^+(\mathbf{k}) = (4\pi)^{-1/2} \chi_p^* \{u(\sigma\xi) + w[(\sigma\mathbf{n})(\xi\mathbf{n}) - (\sigma\xi)]/\sqrt{2}\} \chi_n; \quad (58)$$

$$\psi^-(\mathbf{k}) = (3/4\pi)^{1/2} \chi_p^* \{v_s(\mathbf{n}\xi) + v_t[(\sigma\mathbf{n})(\sigma\xi) - (\mathbf{n}\xi)]/\sqrt{2}\} \chi_n. \quad (59)$$

При сравнении выражений (56), (57), (58), (59) найдем соотношения, связывающие два набора функций $a_i(k)$ ($i = 1, \dots, 4$) и u , v_s , t , w :

$$u = N_s [a_1 k^2 + a_3 (2E + m) + a_4 (2E - M)(E - 2m)]; \quad (60)$$

$$v_s = N_p |\mathbf{k}| (a_1 m - a_3 + a_2 M E); \quad (61)$$

$$v_t = N_p |\mathbf{k}| \sqrt{2} a_4 M; \quad (62)$$

$$w = N_D [a_1 k^2 + a_3 (m - E) + a_4 (E - m) (2E - M)], \quad (63)$$

где $N_s = N_D / \sqrt{2} = [3\pi \sqrt{2M} (2E - M)]^{-1}$; $N_p = -[\pi \sqrt{6M} E M]^{-1}$.

На рис. 7, а представлены графики релятивистских волновых функций дейтрона u , v_s , t , w , полученных релятивизацией волновых функций [33]. Особенностью последних является отсутствие кора в S -волне, что проявляется в монотонном убывании графика функции $u(k)$. Графики зависимости w и v_s , t (D - и P -волны) начинаются в нуле и затем монотонно растут, достигая максимума. При больших $|\mathbf{k}|$ и v_s , w монотонно убывают, приближаясь к нулю со стороны положительных, а v_t , достигнув минимума, монотонно возрастает, приближаясь к нулю со стороны отрицательных значений.

На рис. 7, б представлены графики релятивистской волновой функции дейтрона [27], полученные релятивизацией «парижской» волновой функции [34]. Последняя учитывает наличие кора в S -волне, что проявляется в характерном поведении графика u в области $0,4 < k < 0,5$ ГэВ/с и известно в литературе как динамическое усиление D -волны. В этой области наиболее сильно должны проявляться эффекты, обусловленные кварк-глюонной структурой нуклонов, такие, как кварковое заполнение кора [36] и вытянутость нуклона [37]. Поведение w аналогично случаю на рис. 7, а. Графики v_s , t при $k < 0,6$ ГэВ/с имеют осциллирующее поведение. Вне этой области наблюдается монотонное убывание. Отметим, что поведение v_s , t для релятивистской волновой функции с кором существенно отличается от поведения для волновой функции без кора (рис. 7, а). По нашему мнению, это связано с различием в поведении нерелятивистской волновой функции дейтрона в области кора.

Для сравнения на рис. 7, в приведены графики релятивистских волновых функций, полученных решением уравнения Гросса [49]. Из рис. 7, в видно, что поведение S - и D -компонент релятивистской волновой функции аналогично поведению этих функций на рис. 7, б. График v_s хорошо согласуется с аналогичным графиком на рис. 7, а,

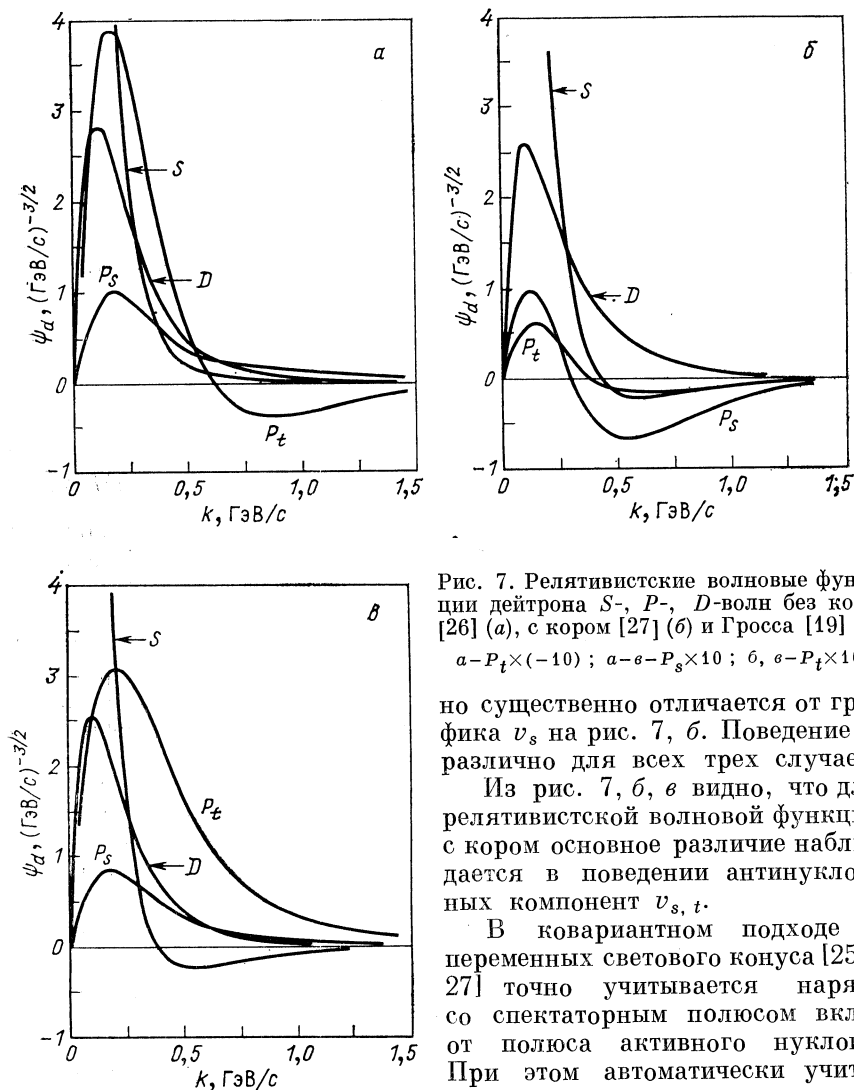


Рис. 7. Релятивистские волновые функции дейтрона S -, P -, D -волн без кора [26] (а), с кором [27] (б) и Гросса [19] (в)
 а - $P_t \times (-10)$; а - $e - P_s \times 10$; б, в - $P_t \times 10$

но существенно отличается от графика v_s на рис. 7, б. Поведение v_t различно для всех трех случаев.

Из рис. 7, б, в видно, что для релятивистской волновой функции с кором основное различие наблюдается в поведении антинуклонных компонент v_s, i .

В ковариантном подходе в переменных светового конуса [25—27] точно учитывается наряду со спекторным полюсом вклад от полюса активного нуклона. При этом автоматически учитывается кинематическое подавление

вклада антинуклонных компонент по сравнению с вкладом нуклонных. В этом заключается принципиальное отличие от подхода Гросса. В последнем дейтрон рассматривается в системе покоя, где такого ограничения нет. При этом отсутствие информации о физическом ненаблюдаемой компоненте релятивистской волновой функции дейтрона вносит неопределенность при решении уравнения Гросса в поведение физически наблюдаемой нуклонной компоненты в релятивистской области. Все это говорит о том, что при осуществлении

конкретной процедуры построения релятивистской волновой функции дейтрона выбор системы отсчета имеет принципиальное значение.

В заключение отметим, что структура S - и D -компонент построенных волновых функций дейтрона качественно сходна со структурой соответствующих нерелятивистских компонент. Однако у компонент релятивистской волновой функции с ростом k наблюдается более медленное убывание. Поведение P -волновых функций не обнаруживает при проведении процедуры релятивизации четко выраженных закономерностей и не позволяет сделать однозначных выводов о ее структуре.

6. РАСЧЕТЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ФОРМФАКТОРОВ ДЕЙТРОНА И УПРУГОГО ed -РАССЕЯНИЯ

Имея в своем распоряжении волновую функцию дейтрона ψ_α , определенную в виде суммы полюсных членов (54) с положением полюсов и вычетов, определенным согласно схеме, описанной в предыдущем разделе, мы можем приступить к расчетам экспериментально наблюдаемых величин, связанных с взаимодействием дейтрона с частицами и полями. В этом разделе мы приведем результаты расчетов электромагнитных формфакторов дейтрона по формулам, полученным в разд. 4, а также тесно связанные с этим расчеты сечений упругого ed -рассеяния.

На рис. 8 приведены результаты расчета электрического F_e , магнитного F_M и квадрупольного F_Q^2 формфакторов дейтрона. В расчетах для протонных формфакторов использовалась дипольная формула

$$f_M^p(Q^2) = \mu_p (1 + Q^2/0,71)^{-2} \quad (64)$$

и скейлинговой закон

$$f_e^p(Q^2) = f_M^p(Q^2)/\mu_p. \quad (65)$$

Магнитный формфактор нейтрона неплохо описывается дипольной формулой

$$f_M^n(Q^2) = \mu_n (1 + Q^2/0,71)^{-2}, \quad (66)$$

а для электрического формфактора бралась следующая параметризация:

$$f_e^n(Q^2) = -\frac{\tau}{1+p\tau} f_M^n(Q^2), \quad (67)$$

где $\tau = Q^2/4m^2$; p — числовой параметр, плохо определяемый из эксперимента. Обоснование выбора параметра p для потенциалов можно найти в [38, 39]. Другие параметризации нуклонных формфакторов описаны в [40, 41].

На рис. 8 пунктирная, штрихпунктирная и штриховая линии соответствуют выбору параметра p , равного 0,1, ∞ соответственно.

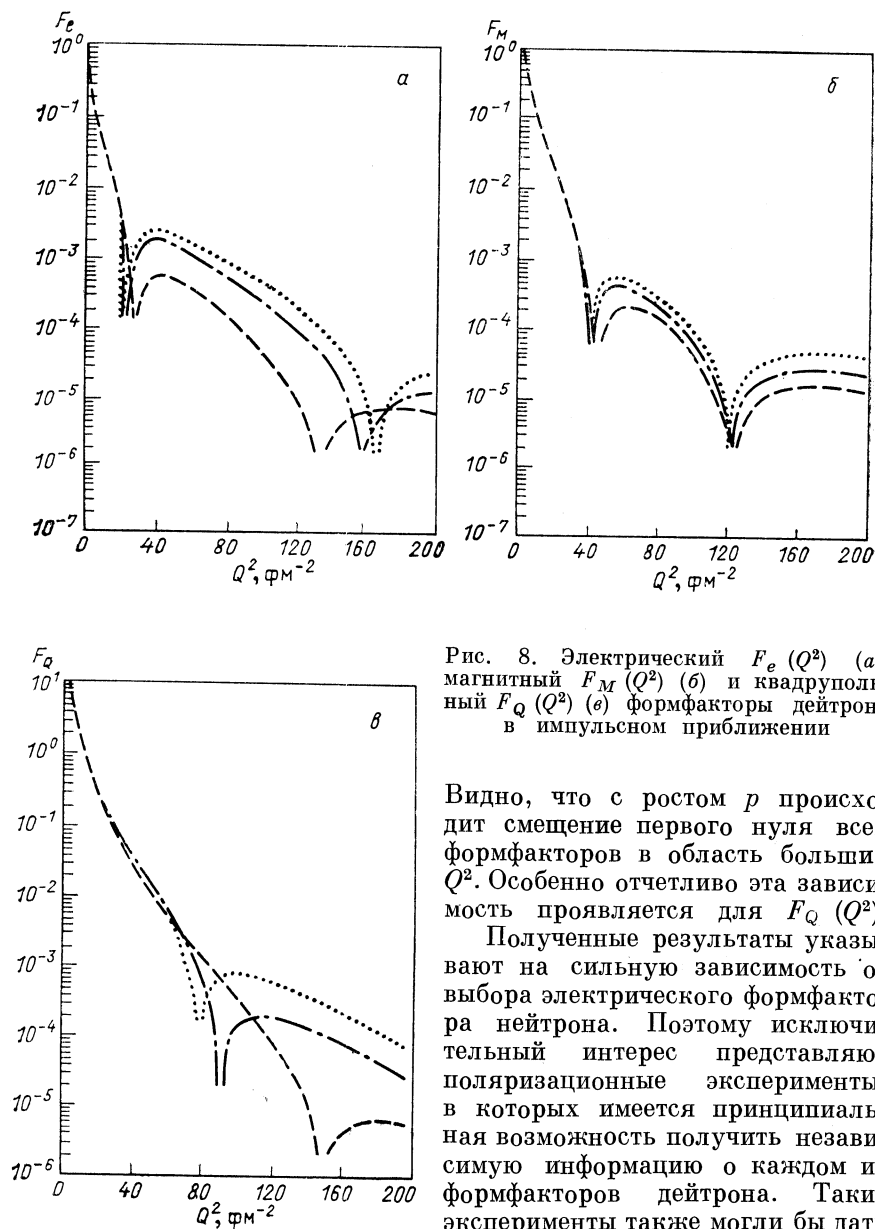


Рис. 8. Электрический $F_e(Q^2)$ (а), магнитный $F_M(Q^2)$ (б) и квадрупольный $F_Q(Q^2)$ (в) формфакторы дейтрона в импульсном приближении

Видно, что с ростом r происходит смещение первого нуля всех формфакторов в область больших Q^2 . Особенно отчетливо эта зависимость проявляется для $F_Q(Q^2)$.

Полученные результаты указывают на сильную зависимость от выбора электрического формфактора нейтрона. Поэтому исключительный интерес представляют поляризационные эксперименты, в которых имеется принципиальная возможность получить независимую информацию о каждом из формфакторов дейтрона. Такие эксперименты также могли бы дать дополнительную информацию об электрическом формфакторе нейтрона при больших Q^2 .

Знание формфакторов позволяет полностью описать процесс упругого ed -рассеяния в однофотонном приближении (рис. 9).

Амплитуда его определяется выражением

$$M = \bar{u}(k_2, \sigma_2) \gamma_{\mu} u(k_1, \sigma_1) e_{2\alpha}^* (p_2, \zeta_2) \Gamma_{\mu}^{\alpha\beta} e_{1\beta} (p_1, \zeta_1) e^2 / (-q^2). \quad (68)$$

Здесь $k_{1, 2} (p_{1, 2})$ — импульсы электрона (дейтрона) в начальном и конечном состояниях; q — импульс фотона; $e_{1, 2}$ — векторы поляризации дейтрона; $\Gamma_{\mu}^{\alpha\beta}$ — электромагнитный формфактор. Как видно, амплитуда полностью определяется, если известен формфактор $\Gamma_{\mu}^{\alpha\beta}$.

Дифференциальное сечение рассеяния неполяризованных частиц имеет вид

$$d\sigma/d\Omega = (d\sigma/d\Omega)_0 [A(Q^2) + B(Q^2) \operatorname{tg}^2 \theta / 2], \quad (69)$$

где $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_0 = \frac{\alpha^2 \cos^2(\theta/2)}{4E^2 \sin^4(\theta/2)} [1 + 2 \frac{E}{m_e} \sin^2(\theta/2)]^{-1}$ — сечение рассеяния на точечной частице; θ , E — угол рассеяния и начальная энергия электрона в лабораторной системе; $\alpha = e^2/4\pi$. Структурные функции $A(Q^2)$ и $B(Q^2)$ выражаются через электромагнитные формфакторы дейтрона известными формулами [42—44]:

$$A(Q^2) = F_e^2(Q^2) + \frac{2}{3} \eta F_M^2(Q^2) + \frac{8}{9} \eta^2 F_Q^2(Q^2); \quad (70)$$

$$B(Q^2) = \frac{4}{3} \eta (1 + \eta) F_M^2(Q^2), \quad \eta = Q^2/4M^2. \quad (71)$$

На рис. 10, 11 представлены графики вычисленных структурных функций $A(Q^2)$ и $B(Q^2)$ [26, 27]. Исследовалась зависимость $A(Q^2)$ и $B(Q^2)$ от выбора электрического формфактора нейтрона (67). На всех рисунках графики $A(Q^2)$ и $B(Q^2)$ для трех значений параметра p , равного 0,1, ∞ , изображены пунктирной, штрихпунктирной и штриховой линиями соответственно.

На рис. 10 сплошной линией обозначен расчет Гросса [20], в котором не используются переменные светового конуса, но применены те же формулы для нуклонных формфакторов с $f_e^2(Q^2) = 0$. Полученные нами результаты для $A(Q^2)$ указывают на сильную зависимость от выбора электрического формфактора нейтрона в области $Q^2 > 30 \text{ фм}^{-2}$. Хорошее согласие с экспериментальными данными [45, 46] получено при $p = 1$. Расчет Гросса [20] лежит значительно ниже нашего расчета ($p = \infty$) и ниже экспериментальных данных. Отметим, что график $A(Q^2)$ для случая $p = \infty$ качественно отличается от двух других с p , равным 0,1. Такое различие обусловлено близким расположением нулей в электрическом и квадрупольном формфакторах дейтрона.

Поведение структурной функции $B(Q^2)$ на рис. 11, а не обнаруживает в рассматриваемой области существенной зависимости от

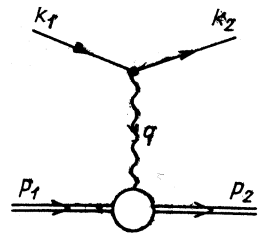


Рис. 9. Амплитуда упругого ed -рассеяния в однофотонном приближении

параметра p . При $Q^2 < 25 \text{ фм}^{-2}$ наблюдается хорошее согласие с экспериментальными данными [47]. В области $Q^2 > 25 \text{ фм}^{-2}$ наш расчет лежит несколько ниже экспериментальных точек.

Для сравнения на рис. 11, а приведены результаты расчета в импульсном приближении из работ [20, 48]. В первом расчете (кривая 1) использовались релятивистские волновые функции, являющиеся решением уравнения Гросса [49], и формулы для формфакторов дейтрона, полученные в системе покоя дейтрона. Во втором расчете (кривая 2) [48] использовались релятивистские волновые функции дейтрона, полученные решением уравнения Бете—Сольпитера, а вычисление формфакторов, как и в подходе Гросса, осуществлялось в системе покоя дейтрона, но по другим формулам. Как видно из рис. 11, а, графики этих функций лежат ниже нашей кривой и не описывают экспериментальные данные.

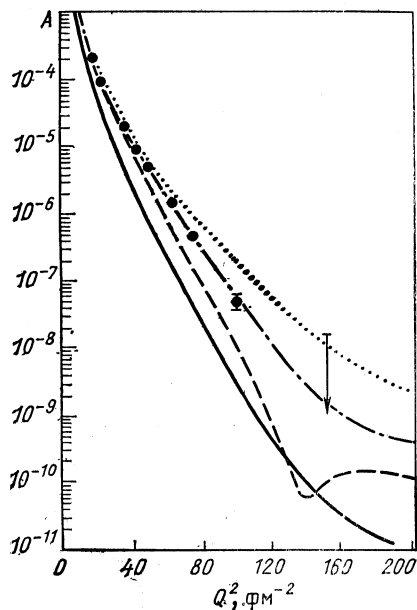


Рис. 10. Структурная функция $A(Q^2)$ в импульсном приближении

На рис. 11, б приведен график $B(Q^2)$ в более широкой, чем на рис. 11, а, области переданных импульсов. Видно, что с ростом p происходит смещение нулей $B(Q^2)$ в сторону больших Q^2 . При этом значения второго и третьего максимумов уменьшаются примерно на порядок. Сплошной линией обозначен расчет Гросса [20]. Видно, что по сравнению с нашим расчетом (p равно 0,1, ∞) наблюдается

значительное качественное и количественное различие.

На рис. 11, в наш расчет $B(Q^2)$ сравнивается с последними экспериментальными данными [49, 50]. Из рис. 11, в видно, что при $Q^2 < 0,7 \text{ (ГэВ/с)}^2$ теоретические кривые хорошо описывают экспериментальные данные. В области $Q^2 > 0,7 \text{ (ГэВ/с)}^2$ наблюдается систематическое занижение расчетных кривых, а первый нуль смещен в область меньших Q^2 по сравнению с экспериментом. Вместе с тем следует отметить, что имеется хорошее качественное согласие с экспериментом для всех трех кривых.

Из формул (70), (71) видно, что при рассеянии неполяризованных частиц невозможно разделение вкладов от зарядового и квадрупольного формфакторов, но оно может быть проведено в экспериментах с поляризованными частицами.

Так, при рассеянии продольно-поляризованных электронов на

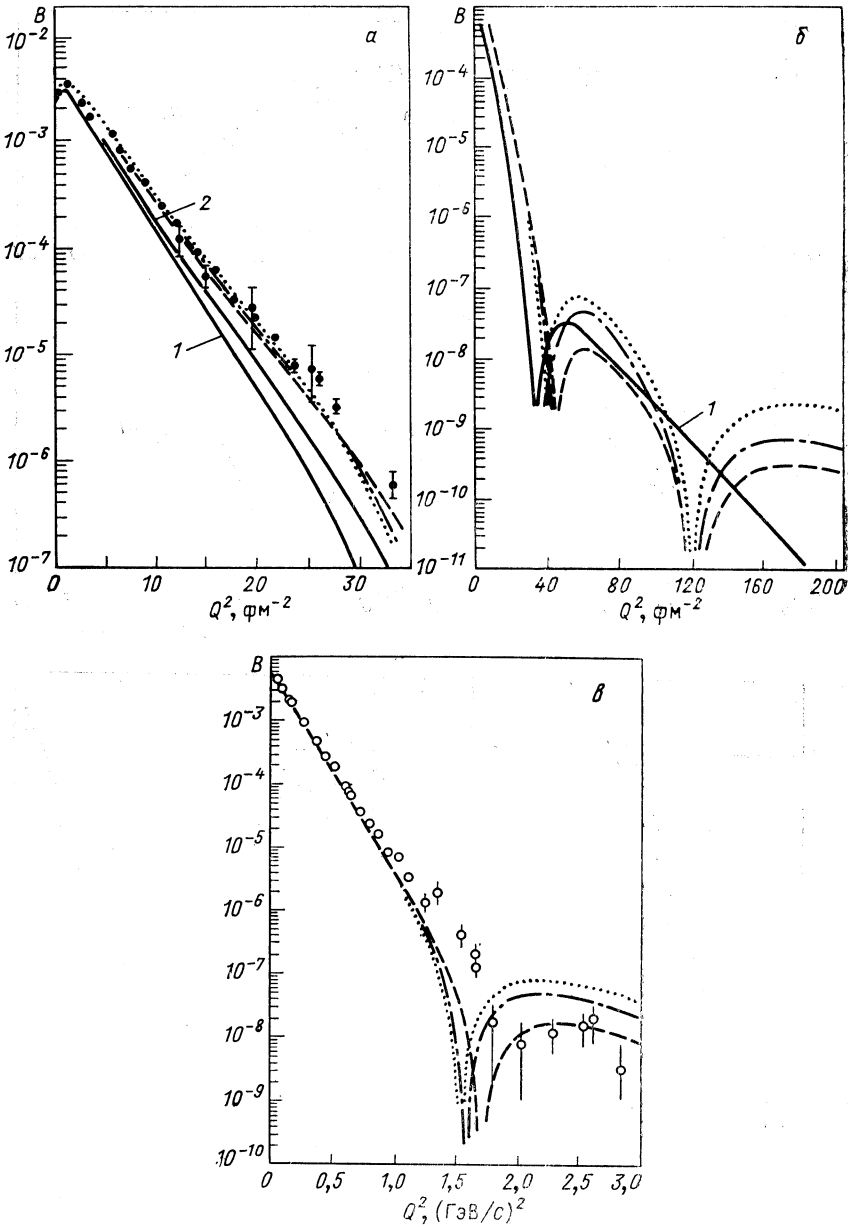


Рис. 11. Структурная функция $B(Q^2)$ в импульсном приближении: пунктирная, штрихпунктирная и шриховая линии — расчеты с p , равным 0, 1, ∞ соответственно: *a* — 1 — расчеты Гросса [20]; 2 — расчеты Зундхофа — Тьона [48]; экспериментальные данные из [47]; *б* — 1 — расчет Гросса [20]; \circ — экспериментальные данные из [49, 50]

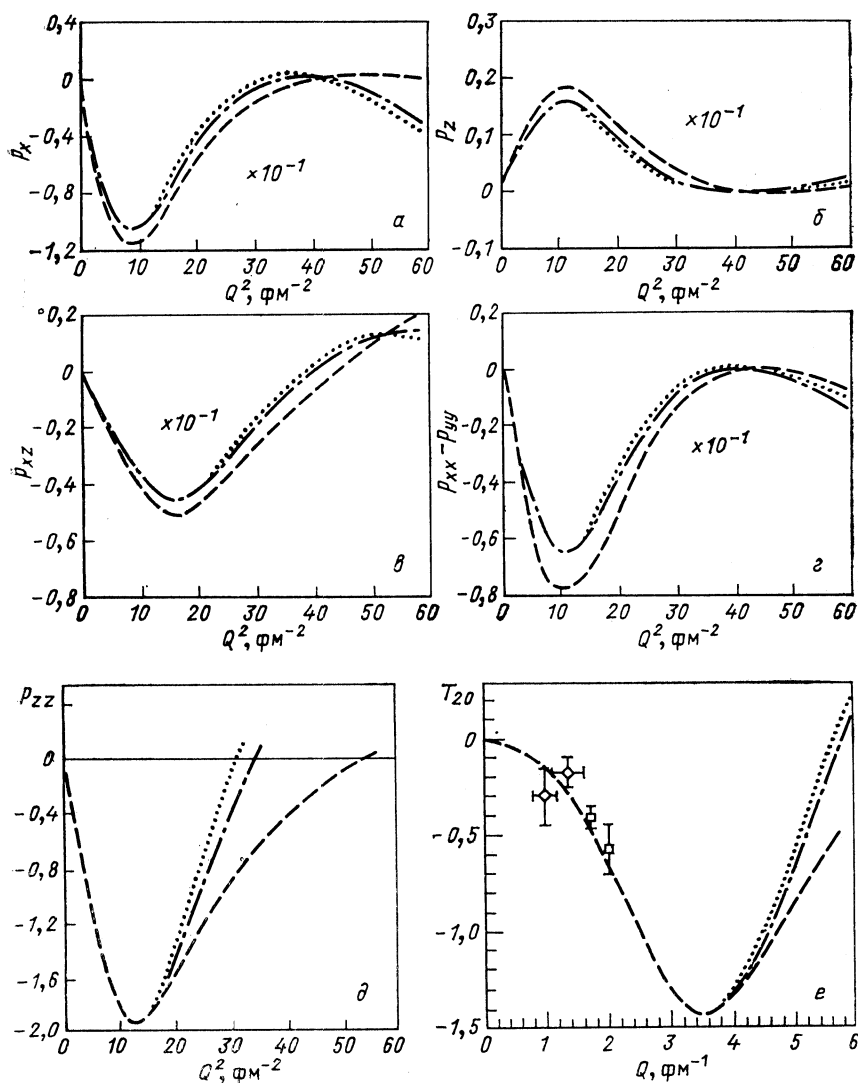


Рис. 12. Векторные p_x (а), p_z (б) и тензорные p_{xz} (в), $p_{xx} - p_{yy}$ (г), p_{zz} (д), T_{20} (е) поляризации дейтрона отдачи в упругом ed -рассеянии в импульсном приближении при $\theta_e = 40^\circ$

неполяризованной дейтронной мишени у дейтронов отдачи возникает векторная и тензорная поляризации. Они выражаются через электромагнитные формфакторы дейтрона известными формулами [21]:

$$p_x I_0 = -\frac{4}{3} [\eta (1 + \eta)]^{1/2} F_M \left(F_e + \frac{1}{3} \eta F_Q \right) \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}; \quad (72)$$

$$p_z I_0 = \frac{2}{3} \eta \left\{ (1 + \eta) \left[1 + \eta \sin^2 \frac{\theta}{2} \right] \right\}^{1/2} F_M^2 \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \sec \frac{\theta}{2}; \quad (73)$$

$$p_{zz} I_0 = -\frac{8}{3} \eta F_e F_Q - \frac{8}{9} \eta^2 F_Q^2 - \frac{1}{3} \eta \left[1 + 2(1 + \eta) \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right] F_M^2; \quad (74)$$

$$(p_{xx} - p_{yy}) I_0 = -\eta F_M^2; \quad (75)$$

$$p_{xz} I_0 = -2\eta \left[\eta + \eta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right]^{1/2} F_M F_Q \sec \frac{\theta}{2}; \quad (76)$$

$$T_{20} = p_{zz} / \sqrt{2}, \quad (77)$$

где $I_0 = A(Q^2) + B(Q^2) \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2}$.

На рис. 12 представлены расчеты векторных p_x , p_z и тензорных p_{xz} , $p_{xx} - p_{yy}$, p_{zz} , T_{20} поляризационных характеристик процесса упругого рассеяния продольно-поляризованных электронов на неполяризованной дейтериевой мишени с регистрацией поляризован-

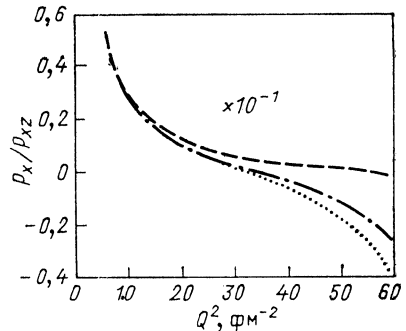


Рис. 13. Зависимость отношения p_x/p_{xz} от переданного импульса Q^2 в упругом ed -рассеянии в импульсном приближении при $\theta_e = 40^\circ$

ных дейтронов отдачи и рассеянного электрона под углом $\theta_e = 40^\circ$. Из рис. 12 видно, что с ростом параметра p происходит смещение точки пересечения графиков с осью Q^2 в сторону больших Q^2 . Существенное отличие проведенного нами расчета от аналогичного расчета Гросса [21] наблюдается в области $Q^2 > 10 \text{ фм}^{-2}$. В наших расчетах точки пересечения графиков лежат в интервале $30 < Q^2 < 50 \text{ фм}^{-2}$, а в расчетах [21] — в интервале $15 < Q^2 < 25 \text{ фм}^{-2}$.

На рис. 12, e наша кривая для T_{20} сравнивается с экспериментом [51, 52]. В рассматриваемой области все три графика (p равно 0, 1, ∞) практически совпадают и описывают экспериментальные данные.

Среди этих величин наибольший интерес представляет измерение p_{zz} и p_x/p_{xz} (рис. 13), так как они включают комбинацию зарядового и квадрупольного фформфакторов, отличную от комбинации, входящей в $A(Q^2)$.

Рассмотрим еще упругое рассеяние продольно-поляризованных электронов на векторно-поляризованных дейтронах. Сечение про-

цесса может быть представлено в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_e} = \frac{\alpha^2}{q^4} \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \frac{l_{\mu\nu} W_{\alpha\beta}^{\mu\nu} \rho^{\alpha\beta}}{1 + 2 \frac{\varepsilon_1}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}}, \quad (78)$$

где $\varepsilon_{1(2)}$ — энергия электрона в начальном (конечном) состоянии; θ — угол вылета рассеянного электрона. Тензор $l_{\mu\nu}$ описывает амплитуду процесса рассеяния виртуального фотона на поляризованном электроне $\gamma^* + \vec{e} \rightarrow \gamma^* + \vec{e}$ и определяется известным выражением

$$l_{\mu\nu} = 2(k_{1\mu}k_{2\nu} + k_{1\nu}k_{2\mu}) + g_{\mu\nu}q^2 + 2im_e \varepsilon_{\mu\nu\sigma\lambda} s_e^\sigma q^\lambda. \quad (79)$$

Поляризационная матрица плотности дейтрона имеет вид

$$\rho_{\alpha\beta} = -(g_{\alpha\beta} - p_{1\alpha}p_{1\beta}/M^2)/3 + i\varepsilon_{\alpha\beta\sigma\lambda} p_1^\sigma s_d^\lambda / 2M. \quad (80)$$

Тензор $W_{\mu\nu}^{\alpha\beta}$ описывает амплитуду процесса рассеяния виртуального фотона на векторно-поляризованном дейтроне $\gamma^* + \vec{d} \rightarrow \gamma^* + \vec{d}$ и выражаются следующей формулой:

$$W_{\mu\nu}^{\alpha\beta} = \Gamma_v^{\alpha\sigma} (p_1, p_2, q) \rho_{\sigma\lambda} (p_2) \Gamma_\mu^{\lambda\beta} (p_1, p_2, q). \quad (81)$$

Здесь $\Gamma_v^{\alpha\sigma}$ — электромагнитная дейтронная вершина. Свертка $W_{\mu\nu} = \rho_{\alpha\beta} W_{\mu\nu}^{\alpha\beta}$ обычно параметризуется следующим образом:

$$W_{\mu\nu} = -(g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / q^2) W_1^d + p_\mu p_\nu W_2^d / 4M^2 + i\varepsilon_{\mu\nu\sigma\lambda} q^\sigma \{s_d^\lambda M G_1^d + [p_1^\lambda (q s_d) - s_d^\lambda (q p_1)] M^{-1} G_2^d\}. \quad (82)$$

Структурные функции $W_{1,2}^d$ и $G_{1,2}^d$ выражаются через электромагнитные формфакторы дейтрона

$$W_1^d = 2M^2 B(Q^2), \quad W_2^d = 4M^2 A(Q^2); \quad (83)$$

$$G_1^d = 2F_M [F_e + F_M \eta / 2 + F_Q \eta / 3]; \quad (84)$$

$$G_2^d = -F_M [F_e - F_M / 2 + F_Q \eta / 3]. \quad (85)$$

Продольная A_{\parallel} и поперечная A_{\perp} асимметрии процесса упругого рассеяния поляризованных электронов на векторно-поляризованных дейтронах могут быть определены следующими формулами:

$$A_{\parallel} = (\sigma'(\uparrow\uparrow) - \sigma'(\uparrow\downarrow)) / (\sigma'(\uparrow\uparrow) + \sigma'(\uparrow\downarrow)); \quad (86)$$

$$A_{\perp} = (\sigma'(\uparrow\rightarrow) - \sigma'(\uparrow\leftarrow)) / (\sigma'(\uparrow\rightarrow) + \sigma'(\uparrow\leftarrow)). \quad (87)$$

Здесь $(\uparrow\uparrow)$ и $(\uparrow\downarrow)$ означают параллельную и антипараллельную ориентацию векторов поляризации s_e и s_d , а $(\uparrow\rightarrow)$ соответствует случаю, когда векторы s_e и s_d взаимно ортогональны; $\sigma' \equiv d\sigma/d\Omega_e$.

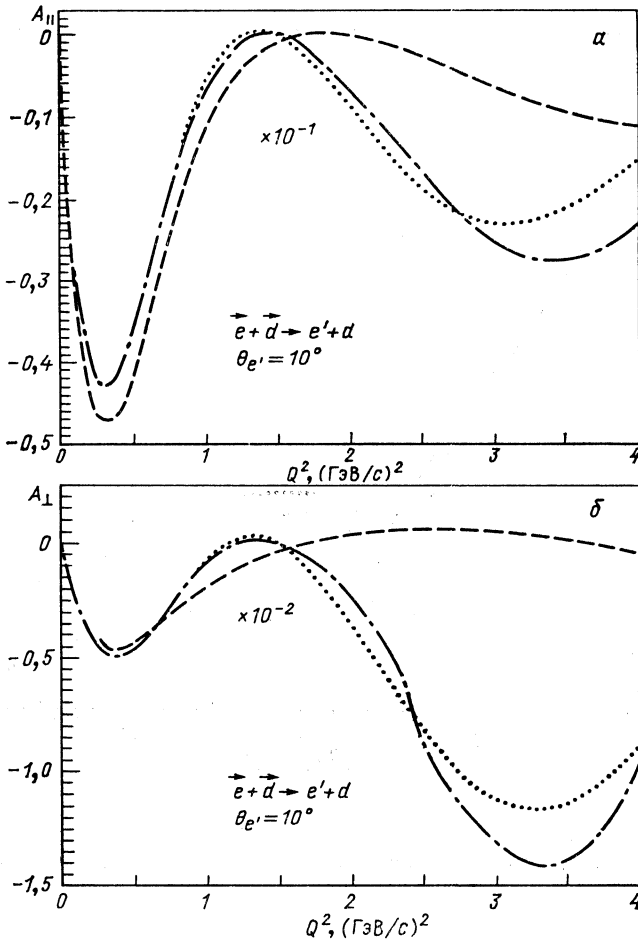


Рис. 14. Продольная $A_{\parallel}(Q^2)$ (а) и поперечная $A_{\perp}(Q^2)$ (б) асимметрии процесса $\vec{e}\vec{d} \rightarrow e'd$ в однофотонном приближении: пунктирная, штрихпунктирная и штриховая линии — расчеты с волновой функцией [27] и с p , равным 0, 1, ∞ соответственно

Величины A_{\parallel} и A_{\perp} выражаются через структурные функции $W_{1,2}^d$, $G_{1,2}^d$ [41, 53]:

$$A_{\parallel} = 2 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} [(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 \cos \theta) M G_1^d - Q^2 G_2^d] / [W_2^d + 2W_1^d \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2}]; \quad (88)$$

$$A_{\perp} = 2 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} (M G_1^d + 2\varepsilon_1 G_2^d) \varepsilon_2 \sin \theta / [W_2^d + 2W_1^d \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2}]. \quad (89)$$

На рис. 14 представлены результаты расчета зависимости асимметрии реакции A_{\parallel} , A_{\perp} от квадрата переданного импульса Q^2

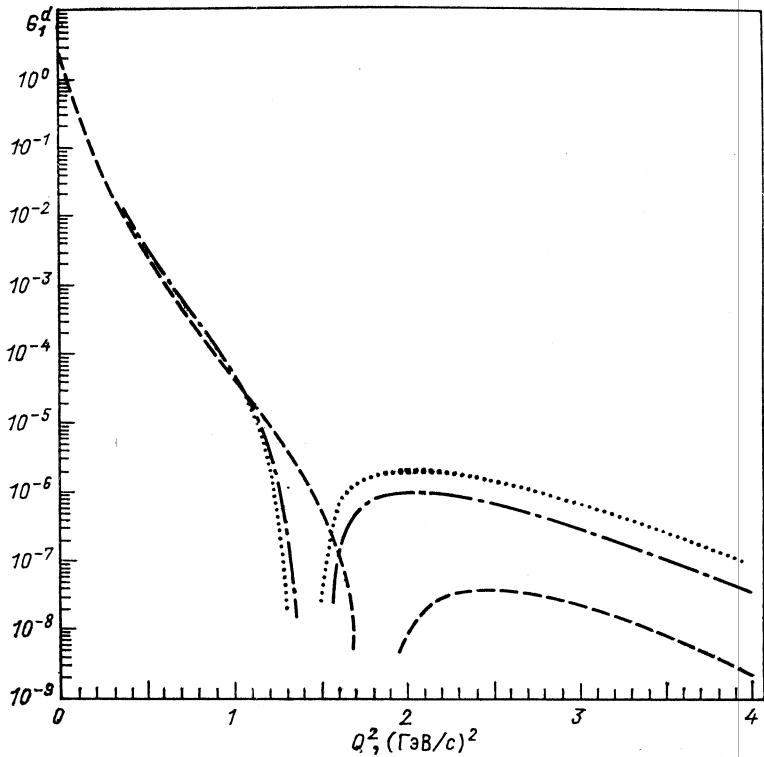


Рис. 15. Структурная функция $G_1^d(Q^2)$ в импульсном приближении: пунктирная, штрихпунктирная и штриховая линии — расчеты с волновой функцией [27] и с p , равным 0, 1, ∞ соответственно

при $\theta_e = 10^\circ$. Из рисунка видно, что при $Q^2 < 1,6$ (ГэВ/с)² все кривые (p равно 0, 1, ∞) имеют качественно сходное поведение, а при $Q^2 > 1,6$ (ГэВ/с)² значительно различаются.

На рис. 15 показаны результаты расчета структурной функции $G_1^d(Q^2)$ в импульсном приближении. Из рисунка видно, то в области $Q^2 > 2,0$ (ГэВ/с)² кривая с $p = \infty$ лежит ниже кривых с p , равным 0, 1, и нуль $G_1^d(Q^2)$ смещен в область больших Q^2 .

Экспериментальные исследования асимметрии процесса $ed \rightarrow ed$ и структурных функций $G_{1,2}^d(Q^2)$ могут дать новую информацию об электромагнитных формфакторах дейтрона и электрическом формфакторе нейтрона, а также представляют интерес для проверки релятивистской теории дейтрона.

7. ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ ed -РАССЕЯНИЕ

Инклюзивное сечение глубоконеупругого ed -рассеяния, как известно, выражается через амплитуду рассеяния вперед виртуального γ^* -кванта с импульсом q ($q^2 < 0$) на дейтроне. Этому отвечает диаграмма рис. 3 с переобозначением $l \rightarrow q$. При учете спинов под знаком интеграла в формуле (25), как и в случае формфактора, появятся релятивистские волновые функции дейтрона ψ_α , а амплитуда a рассеяния на активном нуклоне станет матрицей по спинорным индексам нуклона и векторным индексам фотона ($\mu\nu$). Мы найдем поэтому амплитуду

$$A_{\alpha\beta}^{\mu\nu} = \int (d^4k/(2\pi)^4 i) 2\pi i \delta(k^2 - m^2) \theta(k_0) \theta(p_+ - k_+) \times \\ \times \text{Sp} \{a^{\mu\nu}(q, k_1) \bar{\psi}_\alpha(k_1) (m + \hat{k}) \psi_\beta(k_1)\}. \tag{90}$$

Как обсуждалось в разд. 2 при высоких энергиях, когда $(qp) \equiv \equiv v \gg m^2$, величина $(qk_1) \equiv v_1$ также велика и из всех структур в амплитуде $a^{\mu\nu}(q, k_1)$ выживает только одна

$$a^{\mu\nu}(q, k_1) \simeq (\hat{q}/v_1) (g^{(q)\mu\nu} a_1 + k_1^{(q)\mu} k_1^{(q)\nu} a_2). \tag{91}$$

где $g_{\alpha\beta}^{(q)}$ и $k_{1\alpha}^{(q)}$ — соответственно метрический тензор и вектор, ортогональные q ; a_1 и a_2 — инвариантные функции. Если пренебречь зависимостью от виртуальности k_1^2 , то мнимые части $a_{1,2}$ дают обычные структурные функции неполяризованного нуклона

$$w_i(x_1, Q^2) = \frac{1}{\pi} \text{Im } a_i, \tag{92}$$

где $Q^2 = -q^2$; $x_1 = Q^2/2v_1$. Если усреднить (90) по поляризациям дейтрона, взяв свертку (90) с поляризационным оператором $\rho_{\alpha\beta}$

для неполяризованного дейтрона, то усредненная амплитуда $A_{\mu\nu} = = \rho_{\alpha\beta} A_{\mu\nu}^{\alpha\beta}$ будет иметь структуру, аналогичную (91):

$$A_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}^{(q)} A_1 + p_\mu^{(q)} p_\nu^{(q)} A_2. \tag{93}$$

Структурные функции дейтрона связаны с A_i формулой, в точности повторяющей (92):

$$W_i(x, Q^2) = \frac{1}{\pi} \text{Im } A_i, \tag{94}$$

где $x = Q^2/2v$.

Подставим (91) и (40) в подынтегральное выражение в (90), возьмем шпур и, анализируя структуру интеграла по индексам $\mu\nu$ после сворачивания с $\rho^{\alpha\beta}$, найдем выражения для амплитуды A_i через билинейные комбинации функций $u_i(k_1^2)$ $u_j(k_1^2)$ и амплитуды рассеяния на нуклоне a_i . Взяв мнимые части от обеих сторон

равенства, получим связь между структурными функциями на дейтроне W_i и на нуклоне w_i . Если перейти к обычно используемым структурным функциям $F_1^d = 2MW_1^d$, $F_2^d = \frac{v}{M^2} W_2^d$ и стандартным функциям $F_{1,2}^N$ для нуклона, то связь F_i^d и F_i^N выглядит следующим образом:

$$F_i^d(\alpha, Q^2) = \int_0^1 dx d^2k_{\perp} \psi_i(x, k_{\perp}) F_i^N(\alpha/x, Q^2). \quad (95)$$

Здесь $\psi_1 = \psi_2/x$, а функция ψ_2 дает вероятность того, что активный нуклон несет долю x «+»-компоненты импульса дейтрона и поперечный импульс k_{\perp} . Она нормирована условием

$$\int_0^1 dx \int d^2k_{\perp} \psi_2(x, k_{\perp}) = 1 \quad (96)$$

и выражается через скалярные волновые функции дейтрона a_i [см. формулу (48)] следующим образом:

$$\begin{aligned} \psi_2(x, k_{\perp}) = & \{3[a_2k_1^2 - A_3] + 3z[A_2 - 2ma_3A_3 - a_3^2[M^2 - m^2]] + \\ & + [k_1^2 - (pk_1)^2/M^2][A_1^2 - a_1^2k_1^2 - 2A_1a_3 + 2a_1A_3] + \\ & + z[k_1^2 - (pk_1)^2/M^2][-A_1^2 - 2ma_1A_1 + 4A_1a_3 + a_1^2(M^2 - m^2) + \\ & + 4a_1a_3m - 4a_3^2] + 2[z - (pk_1)/M^2][A_1A_3m + (A_1a_3 - a_1A_3)((pk_1) - k_1^2) - \\ & - a_1a_3mk_1^2 - A_3^2 + a_3^2k_1^2]\}/[(m^2 - k_1^2)^2(1-x)3(2\pi)^3], \quad (97) \end{aligned}$$

где $A_1 = a_1m + a_2(m^2 - k_1^2)$; $A_3 = a_3m + a_4(m^2 - k_1^2)$.

Отметим, что полученная нами формула (95) сходна по структуре с выражением, используемым, например, в работах [12, 13, 54]. Отличие заключается в функции ψ_2 , которая в нашем случае не сводится только к сумме квадратов S - и D -волновых компонент волновой функции дейтрона, а представляет комбинацию всех четырех релятивистских волновых функций дейтрона.

Перейдем к численным расчетам структурных функций дейтрона с использованием волновых функций, построенных в разд. 5.

На рис. 16 изображены результаты расчета структурной функции vW_2^d при $Q^2 = 6,0$ (ГэВ/с)² в зависимости от переменной $\omega' = 1/2\alpha + m_N^2/Q^2$, в которой, как можно ожидать, наблюдается ранний скейлинг. Для структурных функций нуклонов были выбраны стандартные аппроксимации [78]:

$$F_2^d(x) = (1-x)^3 [1,274 + 0,5989(1-x) - 1,675(1-x)^2]; \quad (98)$$

$$F_2^N(x) = (1-0,75x)F_2^p(x). \quad (99)$$

Отметим, что для согласования полученной кривой с экспериментальными данными [55] в кумулятивной области $0,7 < \omega' < 1,1$

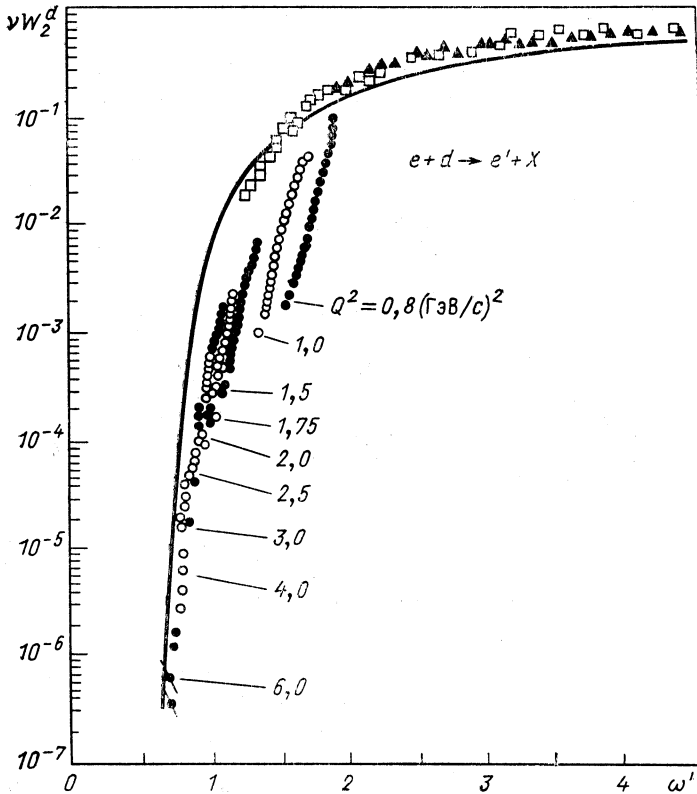


Рис. 16. Структурная функция νW_2^d процесса $ed \rightarrow e'X$ в импульсном приближении:

сплошная линия – расчет с волновой функцией [27]; экспериментальные точки из [55]

необходимо предположить зависимость параметра m_N^2 от Q^2 . В некумулятивной области $\omega' > 2$ теоретическая кривая лежит несколько ниже экспериментальных точек. Для проверки поведения $\nu W_2^d \sim (1-x)^9$ при $x \simeq 1$, предсказываемого партонной моделью, проведена аппроксимация кумулятивной части теоретической кривой функцией вида $A(\omega' - 0,5)^B$. Для параметров A и B получены следующие значения: $A = 3,96$, $B = 9,25$; $A = 0,12$, $B = 7,25$. В первом расчете подбирались оба параметра, а во втором только B (параметр A фиксировался согласно [12], где для B было получено значение 5,7).

Результаты проведенных расчетов показывают, что теоретическая кривая в целом неплохо описывает экспериментальные данные как в кумулятивной ($0,5 < \alpha < 1,0$), так и в некумулятивной ($0 < \alpha < 0,5$) областях.

На рис. 17, а показан результат нашего расчета структурной функции $\nu W_2^d(\alpha, Q^2)$ со структурной функцией $F_2^N(x, Q^2)$, параметризованной через кварковые распределения $u(x, Q^2)$, $d(x, Q^2)$, $s(x, Q^2)$ [56]. Из рис. 17, а видно, что наш расчет качественно хорошо

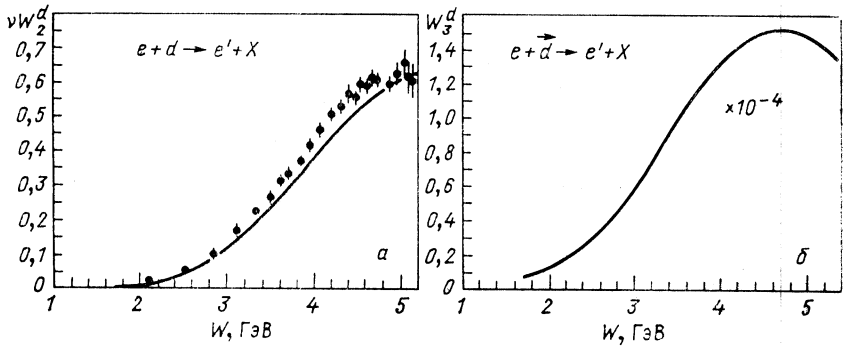


Рис. 17. Структурные функции $\nu W_2^d(a)$ и $W_3^d(b)$ процесса $ed \rightarrow e'X$ в импульсном приближении [$\epsilon_e = 17,0$ ГэВ; $\theta_{e'} = 18^\circ$; $2 < Q^2 < 14$ (ГэВ/c) 2]:

сплошные линии – расчеты с волновой функцией [27]; экспериментальные точки из [57]

описывает экспериментальные данные [57], а различие этих результатов в области больших $W = (m^2 - Q^2 + 2q_0m)^{1/2}$ (малые α, Q^2) мы связываем с массовыми поправками $\sim (m^2/Q^2)^n$.

При рассеянии электронов на тензорно-поляризованных дейтронах в поляризационной матрице $\rho_{\alpha\beta}$ дейтрона появляется структура $\rho_{\alpha\beta}^T = S_{\alpha\beta}$. Соответственно к амплитуде виртуального γ^*d -рассеяния вперед и добавляются слагаемые

$$A_{\mu\nu}^{(T)} = \frac{1}{2} A_3 \{ p_\mu (S_{\nu\alpha} q^\alpha - q_\nu (qS q)/q^2) + (\mu \rightleftharpoons \nu) \}. \quad (100)$$

Мнимая часть A_3 породит структурную функцию $W_3^d(x, Q^2)$ по формуле (90).

На рисунке 17, б представлен результат расчета структурной функции W_3^d . Для нуклонной структурной функции $F_2^N(x, Q^2)$ использовались кварковые распределения [56].

При рассеянии поляризованных электронов на векторно-поляризованных дейтронах тензор структурных функций $W_{\mu\nu}$ имеет ту же структуру, что и для случая упругого ed -рассеяния. Антисимметричная часть его определяется двумя структурными функциями $G_{1,2}^d(\nu, Q^2)$:

$$W_{\mu\nu}^A = i\epsilon_{\mu\nu\sigma\lambda} q^\sigma \{ s^\lambda M G_1^d + [s^\lambda (pq) - p^\lambda (sq)] M^{-1} G_2^d \}. \quad (101)$$

В импульсном приближении при $v, Q^2 \rightarrow \infty$ и пренебрегая G_2^d , получаем следующее выражение:

$$g_1^d(\alpha, Q^2) \varepsilon_{\mu\nu\sigma\lambda} q^\sigma s^\lambda M/v = \int_{\alpha}^1 dx \int d^2k_{\perp} \text{Sp} \{ \bar{\Psi}_{\alpha}(k_1) (m + \hat{k}_1) \times \\ \times \Psi_{\beta}(k_1) \hat{q} \sigma_{\mu\nu} / v_1 \} \rho^{\alpha\beta} g_1^N(\alpha/x, Q^2). \quad (102)$$

Здесь $\rho_{\alpha\beta} = i\varepsilon_{\alpha\beta\sigma\lambda} s^{\sigma} p^{\lambda} / 2M$ — векторная часть поляризационной матрицы плотности; g_1^N — нуклонная структурная функция, $g_1^d = MvG_1^d$, $g_2^d = M^{-1}v^2G_2^d$.

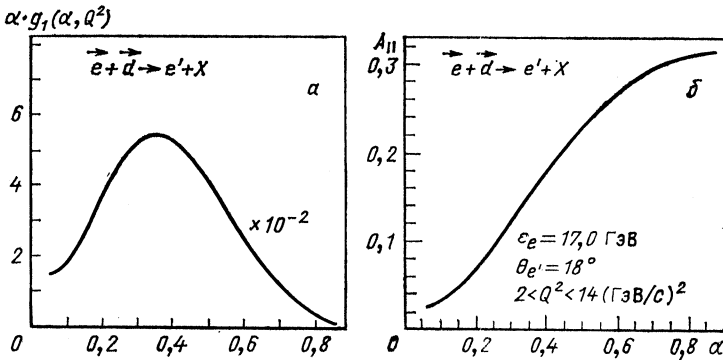


Рис. 18. Структурная функция $\alpha g_1^d(a)$ (а) и асимметрия A_{\parallel} (б) процесса $e \vec{d} \rightarrow e' X$ в импульсном приближении [$\theta_{e'} = 18^\circ$; $\varepsilon_e = 17,0$ ГэВ; $2 < Q^2 < 14$ (ГэВ/с) 2]: сплошная линия — расчет с волновой функцией [27]

На рис. 18 представлены результаты расчета величины $\alpha g_1^d(\alpha, Q^2)$ и асимметрии процесса, определяемой формулой

$$A_{\parallel}(\alpha, Q^2) = \alpha g_1^d(\alpha, Q^2) / F_2^d(\alpha, Q^2). \quad (103)$$

Для нуклонных структурных функций использовались выражения модели Карлица — Каура [58] с кварковыми распределениями, взятыми из работы [56].

Из рис. 18 видно, что асимметрия A_{\parallel} и величина αg_1^d качественно ведут себя так же, как соответствующие величины процесса $\mu \vec{p} \rightarrow \mu X$ эксперимента ЕМС [59]. Полученная кривая имеет асимметричную форму. В области малых α кривая медленно убывает. В этой области существенный вклад дают морские кварки и глюоны.

Экспериментальные измерения величин A_{\parallel} и αg_1^d представляют значительный интерес как для проверки релятивистской теории дейтрона, так и для получения новой информации о поляризационной структуре взаимодействующих частиц, в частности нейтрона.

8. РОЖДЕНИЕ КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОТОНОВ-СПЕКТАТОРОВ НА ДЕЙТРОНЕ

Перейдем теперь к процессам сильного взаимодействия с участием дейтрона. Наибольший интерес представляет рождение частиц на дейтроне в кинематической области, запрещенной в приближении, когда дейтрон состоит из двух практически свободных нуклонов, т. е. так называемых кумулятивных частиц. В системе отсчета, где дейтрон покоится, кумулятивными являются нуклоны, вылетающие в заднюю полусферу. В системе отсчета, где дейтрон быстро

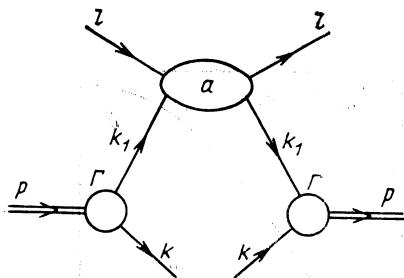


Рис. 19. Импульсное приближение для инклюзивного рождения нуклона-спектатора на дейтроне

движется, кумулятивными являются частицы в области его фрагментации, уносящие большую часть его продольного импульса. В этом разделе мы рассмотрим рождение кумулятивных нуклонов. В отличие от других частиц пионов, каонов, их образование в основном идет не за счет прямого механизма, отвечающего диаграмме, изображенной на рис. 4, а за счет наблюдения нуклонов-спектаторов. Этому отвечает шестихвостка, показанная на рис. 19. По спидам налетающей частицы мы предполагаем выполненным усреднение, так что она может рассматриваться эффективно как скалярная частица. Тогда амплитуда, отвечающая диаграмме рис. 19, представляется в виде

$$A_{\alpha\beta} = \bar{u}(k) \bar{\psi}_{\beta}(k_1) a(l, k_1) \psi_{\alpha}(k_1) u(k). \quad (104)$$

Здесь α и β — векторные индексы дейтрона; $u(\bar{u})$ описывает поляризации регистрируемого нуклона. Амплитуда a описывает взаимодействие налетающей частицы с активным нуклоном. В пренебрежении его виртуальностью в области высоких энергий она приближенно описывается формулой, аналогичной (91):

$$a(l, k_1) = i\hat{l}\sigma^{\text{tot}}(s_1), \quad (105)$$

где $s_1 = (l + k_1)^2$; σ^{tot} — полное сечение взаимодействия налетающей частицы с активным нуклоном, мы предположили, что амплитуда взаимодействия чисто мнимая при высоких энергиях (последнее предположение не существенно). Подставляя (105)

в (104), свернем $A_{\alpha\beta}$ с поляризационной матрицей плотности дейтрона и просуммируем по поляризациям нуклона-спектатора. Тогда, беря абсорбтивную часть, мы находим инклюзивное сечение рождения неполяризованного нуклона-спектатора в виде

$$I_d^N(k) = k_0 d^3\sigma/d^3k = \sigma^{\text{tot}}(s_1) \text{Sp} \{ \bar{\psi}_\beta(k_1) \hat{l} \psi_\alpha(k_1) (m + \hat{k}) \} \rho^{\alpha\beta}/2 (pl) (2\pi)^3. \quad (106)$$

Для неполяризованного дейтрона следует использовать матрицу плотности

$$\rho_{\alpha\beta} = -(g_{\alpha\beta} - p_\alpha p_\beta / M^2) / 3. \quad (107)$$

Использував построенную в разд. 5 волновую функцию $\psi_\alpha(k_1)$, мы вычислили инклюзивное сечение рождения спектаторов в кумулятивной области значений k .

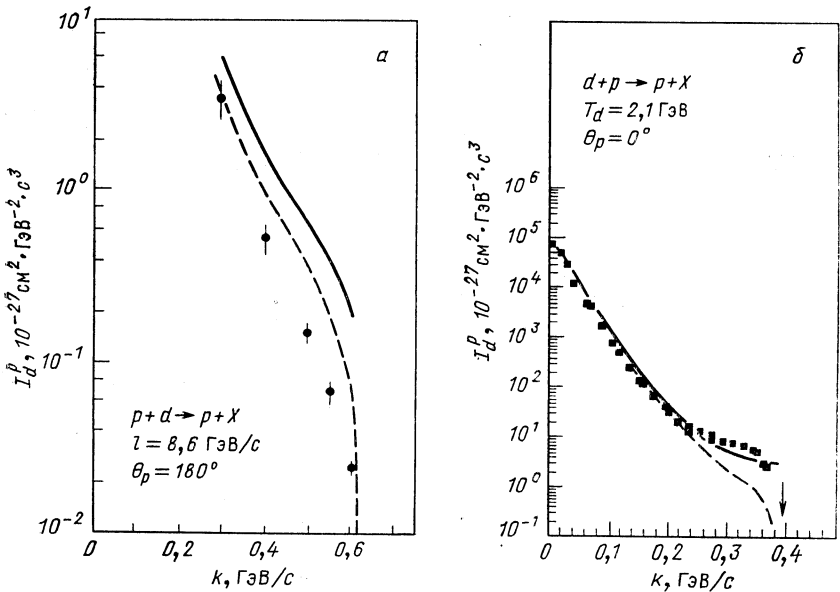


Рис. 20. Импульсные спектры протонов в реакциях $pd \rightarrow pX$ (а) и $dp \rightarrow pX$ (б): сплошная линия — расчеты с волновой функцией [27] без учета кинематической границы реакций, штриховая — с учетом кинематической границы реакции. Экспериментальные точки из [60, 61]

На рис. 20 представлена зависимость сечения I_d^p от импульса протона k , регистрируемого под углом θ_p . Экспериментальные данные взяты из [60, 61]. Из рис. 20, а видно, что наш расчет как с учетом границы фазового объема реакции (сплошная линия), так и без учета ее (пунктирная линия) качественно согласуется с эксперимен-

тальными данными [60], но оба графика лежат несколько выше этих данных, что, по-видимому, связано как с неопределенностью в абсолютной нормировке сечения, так и с влиянием кинематической границы реакции. На рис. 20, б наш расчет сравнивается с экспериментальными данными [61]. Стрелкой показана кинематическая граница реакции. Как видно из рис. 20, б, наблюдается хорошее согласие расчета с экспериментом вдали от кинематической границы. В кумулятивной области $k > 0,3$ ГэВ/с эффект кинематической

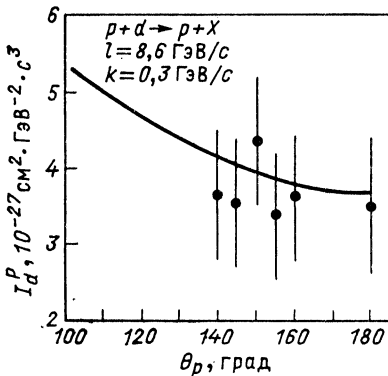


Рис. 21. Угловой спектр протонов в реакции $pd \rightarrow pX$:

сплошная линия — расчет вклада спектрального механизма с учетом экранировки (фактор $\sim 0,8$) и границы фазового объема реакции [63]; экспериментальные точки из [60]

границы существен и не позволяет сделать непосредственное сравнение с экспериментом. С ростом энергии налетающего дейтрона кинематическая граница смещается вправо. График кривой поднимается, и расхождение с экспериментальными данными в области $k > 0,3$ ГэВ/с должно уменьшаться.

На рис. 21 представлен график угловой зависимости спектра кумулятивных протонов. Из рисунка видно, что теоретическая кривая монотонно убывает с ростом угла θ_p и в области $140 < \theta_p < 180^\circ$ имеет слабую угловую зависимость. Такая же закономерность наблюдается и для экспериментальных данных [60].

Представляет интерес повторение эксперимента [60] с большей статистикой в области $k > 0,1$ ГэВ/с для изучения зависимости сечения от энергии налетающего протона и возможности его факторизации.

При рассеянии на тензорно-поляризованном дейтроне анализирующая способность T_{20} определяется как среднее значение квадратурной части поляризационной матрицы плотности дейтрона, которая имеет вид

$$\rho_{\alpha\beta}^{(T)} = S_{\alpha\beta}. \quad (108)$$

Тензор $S_{\alpha\beta}$ удовлетворяет условиям: $S_{\alpha\beta} = S_{\beta\alpha}$, $S_{\alpha\alpha} = 0$, $p_\alpha S^{\alpha\beta} = 0$.

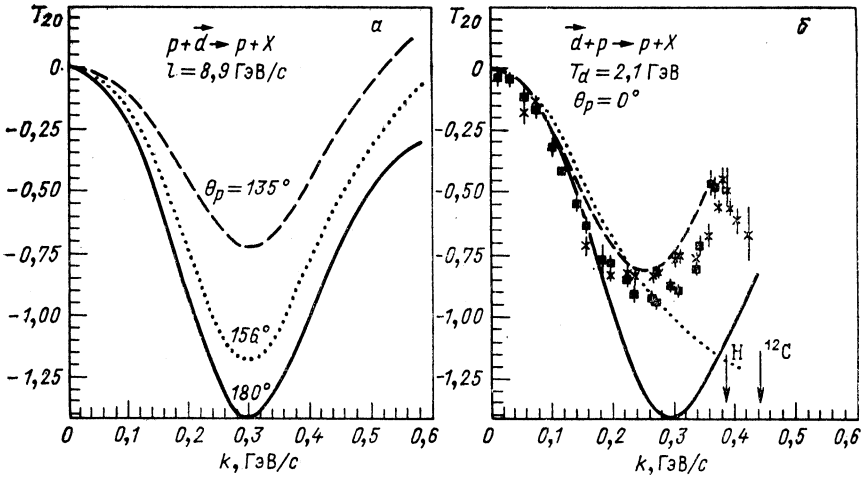


Рис. 22. Импульсные спектры тензорной анализирующей способности T_{20} реакций $p\vec{d} \rightarrow pX$ (а) и $\vec{d}p \rightarrow pX$ (б, в):

а — штриховая, пунктирная и сплошная линии — расчеты для различных углов вылета нуклона-спектратора; б — сплошная и пунктирная линии — расчеты с волновой функцией дейтрона, имеющей кор [27] и не имеющей его [26]; штриховая линия — феноменологический расчет с нормировкой на экспериментальное сечение; в — сплошная, пунктирная и штриховая линии — расчеты по формуле (110) с релятивистскими волновыми функциями дейтрона [27, 26, 19] соответственно

Тензорная анализирующая способность T_{20} реакции $p\vec{d} \rightarrow pX$ определяется следующим выражением:

$$T_{20} = \frac{\sqrt{2}}{3} \frac{\text{Sp} \{A^{zz} \rho_{zz}^{(T)}\}}{\text{Sp} \{A^{\alpha\beta} \rho_{\alpha\beta}\}} \quad (109)$$

На рис. 22, а представлены зависимости T_{20} от импульса протона k , регистрируемого под углом θ_p . Из рисунка видно, что T_{20} при $\theta_p = 180^\circ$ во всей рассматриваемой области импульсов принимает отрицательное значение и имеет характерное поведение в области $k \simeq 0,2 \div 0,4$ ГэВ/с. Такое поведение обусловлено динамическим усилением D -волны в дейтроне. С увеличением θ_p кривая T_{20} имеет тенденцию подниматься и начиная с некоторого угла θ_p^* пересекает ось k и становится положительной.

На рис. 22, б показаны результаты нашего расчета T_{20} в импульсном приближении в кинематике эксперимента Сакле [61]. Видно, что имеется качественное согласие теоретической кривой с данными [61]. Различие, по нашему мнению, связано с вкладом механизмов, приводящих к наплыву в сечении реакции. В ряде работ он объясняется эффектом пионного усиления, связанного с перерасеянием [64] и поглощением [65], а также вкладом шестикваркового состояния в дейтроне [63].

На рисунке 22, б штриховой линией показан расчет с феноменологическим учетом наплыва. Видно, что он хорошо согласуется с экспериментом [61]. Для полного описания этих данных в рамках ковариантного подхода в переменных светового конуса представляют интерес расчеты механизмов, указанных в [64, 65].

Следует отметить, что релятивистский расчет [66] с учетом пионного усиления позволяет описать данные по T_{20} в области минимума. В высокоимпульсной области $k > 0,4$ ГэВ/с график T_{20} выходит в область положительных значений и даже качественно не описывает эти данные.

На рис. 22, в представлены результаты расчета T_{20} , определяемой нерелятивистской формулой

$$T_{20} = 2(\sqrt{2}uw - w^2)/\sqrt{2}(u^2 + w^2) \quad (110)$$

с тремя релятивистскими волновыми функциями дейтрона.

Расчеты с релятивистскими волновыми функциями дейтрона [19, 27], имеющими кор, приводят к качественно сходным результатам и значительно отличаются от расчета с релятивистской волновой функцией [26] без кора в области $k > 0,3$ ГэВ/с.

В реакции $p\vec{d} \rightarrow \vec{p}X$ происходит передача поляризации от векторно-поляризованного дейтрона к регистрируемому поляризованному протону, которая характеризуется векторным коэффициентом передачи поляризации K , представляющим собой среднее по дейтрону от векторной части поляризационной матрицы плотности дейтрона для поляризованных протонов. В этом случае матрица плотности имеет вид

$$\rho_{\alpha\beta}^{(V)} = i\varepsilon_{\alpha\beta\mu\nu}s^\mu p^\nu/2M. \quad (111)$$

Определим векторный коэффициент передачи поляризации следующей формулой:

$$K = \frac{\text{Sp} \{ \bar{\psi}^\beta(k_1) \hat{l} \psi^\alpha(k_1) \gamma_s \hat{s}_p (m + \hat{k}) \rho_{\alpha\beta}^{(V)} \}}{\text{Sp} \{ A^{\alpha\beta} \rho_{\alpha\beta} \}}, \quad (112)$$

где s_p , s — векторы поляризации протона и дейтрона. Они удовлетворяют следующим условиям: $s^2 = s_p^2 = -1$, $(ps) = 0$, $(ks_p) = 0$.

На рис. 23 приведены результаты расчета зависимости коэффициента передачи поляризации K от импульса протона k для углов θ_p , равных 135, 156, 180°. На рис. 23, а показан случай, когда векторы

поляризации s и s_p параллельны и составляют угол 0° , а на рис. 23, б они составляют 90° с импульсами соответствующих частиц. Характерной особенностью полученных кривых является то, что при $k = 0,3$ ГэВ/с они проходят через нуль. Это может означать, что векторные коэффициенты передачи поляризации, в отличие, например, от T_{20} , в области $k \approx 0,3$ ГэВ/с определяются S -волновой

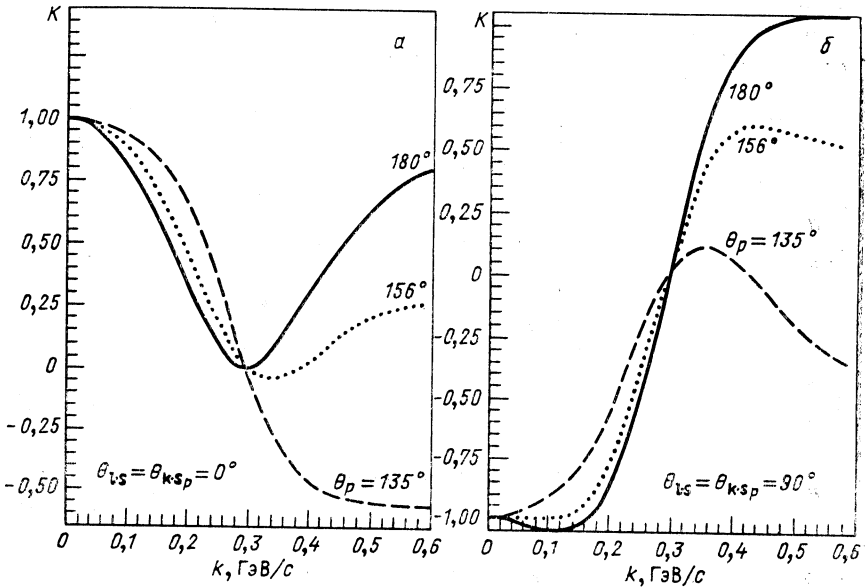


Рис. 23. Векторные коэффициенты передачи поляризации процесса $\vec{p}d \rightarrow \vec{p}X$ в импульсном приближении ($l = 8,9$ ГэВ/с): штриховая, пунктирная и сплошная линии — расчеты с релятивистской волновой функцией дейтрона [27] для различных углов вылета нуклона-спектатора

функцией дейтрона. Можно предположить, что эффект, проистекающий от механизмов, ответственных за наплыв в сечении, для векторных коэффициентов передачи поляризации будет мал.

Мы не располагаем экспериментальной информацией для K , и поэтому расчеты носят предсказательный характер.

До сих пор мы рассматривали рождение кумулятивных нуклонов-спектаторов при взаимодействии дейтрона с протоном. Однако, как явствует из вида диаграммы рис. 19 и формулы (106), от типа налетающей частицы наши результаты зависят только через полное сечение σ^{tot} . Поэтому предыдущий анализ непосредственно обобщается и на процессы фрагментации быстрого дейтрона с ядрами типа $dA \rightarrow pX$. Все формулы при этом не меняются, за исключением того, что нужно заменить сечения NN -рассеяния σ^{tot} сечениями NA -рассеяния σ_{NA}^{tot} .

На рис. 24, а представлены результаты расчета зависимости сечения фрагментации I_d^p и тензорной анализирующей способности T_{20} реакции $d^{12}\text{C} \rightarrow pX$ от импульса регистрируемого протона, полученные в рамках ковариантного формализма с релятивистской волновой функцией дейтрона в переменных светового конуса с одним нуклоном и дейтроном на массовой оболочке. Экспериментальные данные взяты из работы [61].

Как видно из рис. 24 и 20, результаты расчета для реакции $d^{12}\text{C} \rightarrow pX$ качественно сходны с результатами расчета для реакции

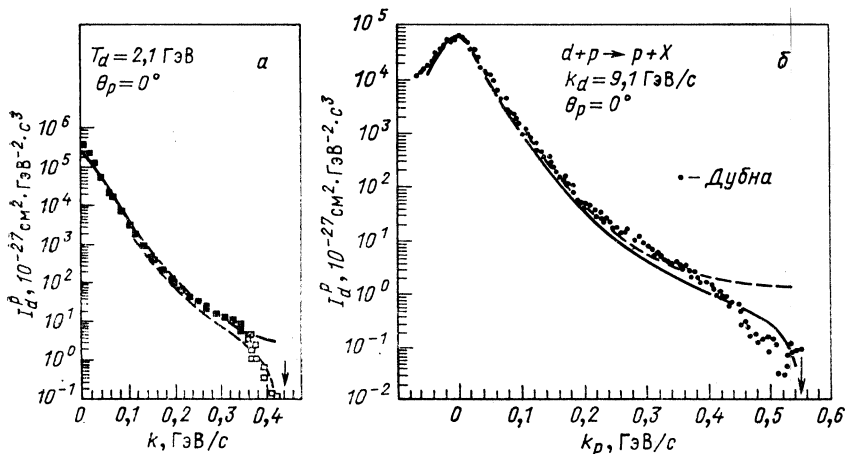


Рис. 24. Инвариантное сечение реакции $d^{12}\text{C} \rightarrow pX$ в импульсном приближении:

сплошная и штриховая линии — расчеты с релятивистской волновой функцией дейтрона [27] без учета и с учетом кинематической границы реакции соответственно. Экспериментальные точки из [61]

$dp \rightarrow pX$. Отметим, что кинематическая граница для реакции $d^{12}\text{C} \rightarrow pX$ смещена вправо и поэтому в области наплыва эффект кинематической границы проявляется не так сильно, как для реакции $dp \rightarrow pX$.

На рис. 24, б наш расчет сравнивается с экспериментом [67]. Сплошной линией обозначен расчет с учетом кинематической границы реакции, а пунктирной линией — без ее учета. Кинематическая граница отмечена на рис. 24, б стрелкой. В кинематике эксперимента [67] по сравнению с экспериментом [61] граница реакции смещена вправо и область наплыва видна отчетливо: $0,2 \leq k < < 0,4$ ГэВ/с. Эти данные представляют особый интерес для оценки вклада механизма резонансного пионного усиления, так как влияние кинематической границы здесь несущественно.

На рис. 25, а наш расчет T_{20} сравнивается с экспериментом [67]. Из рис. 25, б видно, что феноменологический учет наплыва дает

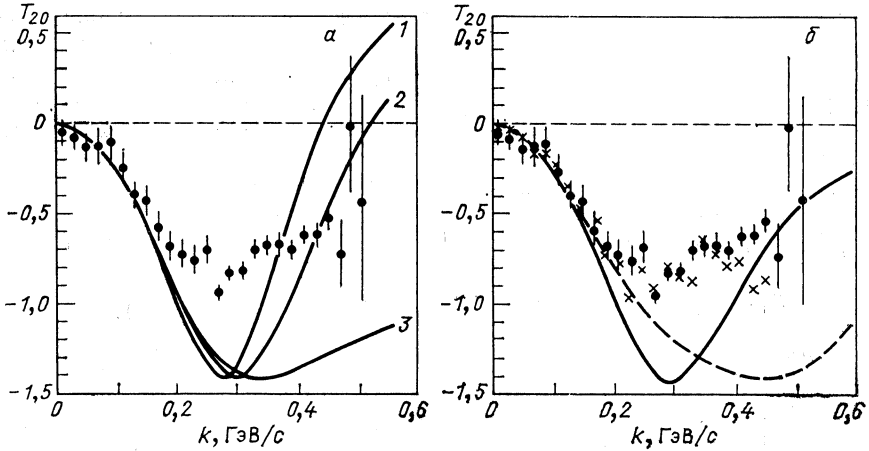
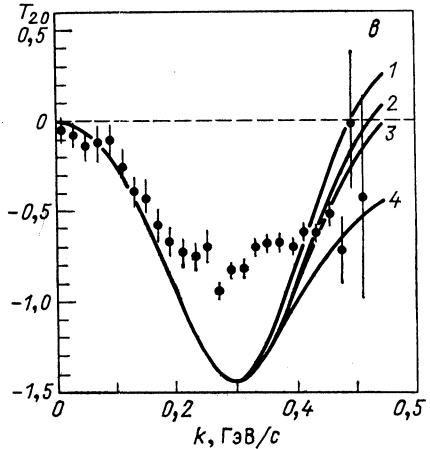


Рис. 25. Тензорная анализирующая способность T_{20} реакции $\vec{d}p \rightarrow pX$ ($p_d = 9,1$ ГэВ/с; $\theta_p = 0^\circ$):

экспериментальные точки из [67]; а - 1, 2, 3 - расчеты по формуле (110) с релятивистскими волновыми функциями [19, 27, 26] соответственно; б - сплошная линия - расчет T_{20} по формуле (109) с релятивистскими волновыми функциями дейтрона с кором [27]; штриховая - то же, но без кора [26]; × - расчет с волновой функцией [27], но с нормировкой на экспериментальное сечение; в - 1, 2 - нерелятивистские, 3 - релятивистские расчеты с волновыми функциями [34, 27] и [27] соответственно и с предположением о факторизации I_d^p и T_{20} ; 4 - релятивистский расчет с волновой функцией [27] без предположения о факторизации



хорошее описание экспериментальных данных. Можно предположить, что такой результат указывает на важность учета неспектральных диаграмм только в сечении I_d^p при расчете T_{20} .

Еще один вопрос, на котором бы хотелось остановиться, — это возможность факторизации сечения и тензорной анализирующей способности. Факторизация означает, что сечение или другая динамическая характеристика процесса (например, T_{20}) взаимодействия частицы h с ядром A представимы в виде произведения сечения взаимодействия частицы h с нуклоном ядра и функции, описывающей импульсное распределение нуклонов в ядре. При нерелятивистском движении нуклонов в ядре ($k < 100$ МэВ/с) такое предположение оправдано, а в релятивистской области, возможно, оно не выполняется [30].

Из рис. 25, в видно, что заметное различие в поведении всех кривых наблюдается при $k > 0,3$ ГэВ/с. Кривая 4 дает хорошее

качественное описание экспериментальных данных. Отсутствие факторизации в релятивистской области дает больший эффект, чем релятивизация волновой функции. Результат, сходный с кривой 2, получен в работе [66]. В ней использовался иной способ релятивизации, а также рассматривался вклад комплексной $6q$ -компоненты волновой функции дейтрона. Для последнего предположения трудно дать какую-либо физически разумную мотивацию.

Таким образом, для последовательного описания реакции $dA \rightarrow pX$ в рамках ковариантного подхода в переменных светового

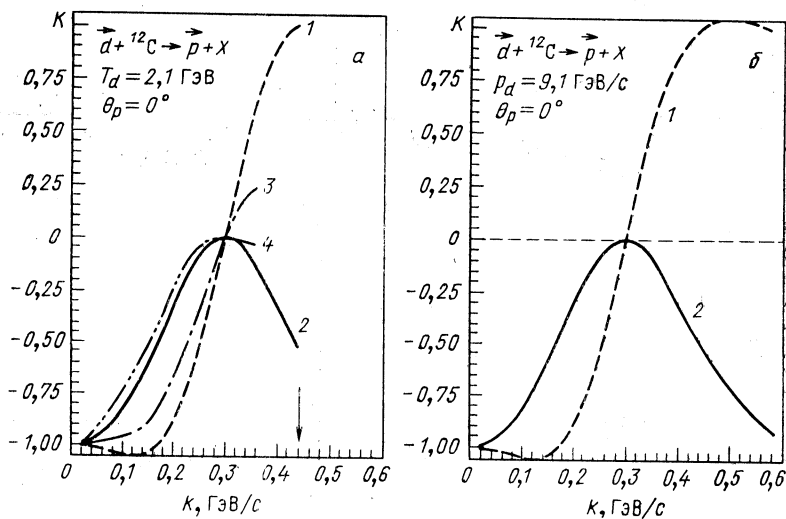


Рис. 26. Векторные коэффициенты передачи поляризации процесса $\vec{d}^{12}\text{C} \rightarrow \vec{p}X$ в импульсном приближении (обозначения см. в тексте)

конуса наряду со спекторным необходим расчет других механизмов реакции, например, перерассеяния и поглощения пиона с учетом эффекта факторизации.

На рис. 26 представлены результаты расчета векторных коэффициентов передачи поляризации K реакции $\vec{d}^{12}\text{C} \rightarrow \vec{p}X$ для двух случаев кинематик Сакле (а) и Дубны (б). В первом (кривые 1, 3) считалось, что $\theta_{ps} = 90^\circ$, $\theta_{ks_p} = 90^\circ$, а во втором (кривые 2, 4) $\theta_{ps} = 0^\circ$, $\theta_{ks_p} = 0^\circ$. Кривые 1, 2 получены без учета, а кривые 3, 4 с феноменологическим учетом напыла в сечении реакции. Стрелкой указана кинематическая граница реакции. Эти расчеты являются предсказательными и представляют интерес для экспериментальной проверки.

9. РОЖДЕНИЕ КУМУЛЯТИВНЫХ ПИОНОВ И КАОНОВ НА ДЕЙТРОНЕ

Рождение кумулятивных пионов и каонов может происходить как за счет прямого механизма [68], так и за счет механизма перерассеяния [69]. Первый связан с рождением кумулятивной частицы на одном из нуклонов ядра с большим фермиевским импульсом. Вклад его определяется высокоимпульсной компонентой релятивистской волновой функции дейтрона. Второй механизм вовлекает в образование кумулятивной частицы оба нуклона и не зависит от наличия такой компоненты.

Описание процесса $pd \rightarrow hX$ для π^+ - и K^+ -мезонов сходно. Поэтому в дальнейшем более подробно рассмотрим реакцию $pd \rightarrow \pi^+X$.

Рождение кумулятивных пионов на дейтроне на большие углы происходит в основном за счет прямого механизма, хотя определенный вклад дает и перерассеяние. Мы рассмотрим только вклад прямого механизма, который выражается через инклюзивное сечение рождения пиона на нуклоне, проинтегрированное по x и k_{\perp} с релятивистской волновой функцией дейтрона.

Прямому механизму соответствует диаграмма, изображенная на рис. 4, и отвечающая ей формула (30), которую нужно только обобщить на случай отличных от нуля спинов. В качестве волновой функции дейтрона появится $\psi_{\alpha}(k_1)$, а от нуклона-спектатора останется фактор $(m + \hat{k})$. Инклюзивное сечение на составляющем активном нуклоне домножится на фактор \hat{l}/s , имеющий то же самое происхождение, что и фактор $\hat{l}/2(pl)$ в формуле (106). Наконец, векторные индексы дейтрона следует свернуть с его поляризационной матрицей плотности $\rho_{\alpha\beta}$. В итоге мы находим вместо (30):

$$I_d^h(s, \alpha, r_{\perp}) = \int_0^{1-\alpha} \frac{dx}{2x} \int \frac{d^2k_{\perp}}{(2\pi)^3} I_N^h(s(1-x), \alpha/(1-x), r'_{\perp}) \times \\ \times \text{Sp} \{ \bar{\psi}_{\beta}(k_1) \hat{l} \psi_{\alpha}(k_1) (m + \hat{k}) \} \rho^{\alpha\beta}/s. \quad (113)$$

Связь переменных k_1^2 и r'_{\perp} с переменными интегрирования остается прежней: (21) и (34). Величина I_N^h есть инклюзивное сечение рождения частицы на неполяризованном нуклоне.

Подставляя в (113) построенные в разд. 5 волновые функции дейтрона ψ_{α} и известные из эксперимента инклюзивные сечения рождения пионов на протоне и нейтроне, мы находим из (113) инклюзивные сечения рождения на дейтроне.

На рис. 27 представлены результаты нашего расчета спектра кумулятивных пионов, вылетающих в заднюю полусферу $\theta_{\pi^+} = 180^\circ$. Сплошная, штриховая и штрихпунктирная линии на рис. 27 соответствуют выбору параметризации инклюзивных сечений $I_p^{\pi^+}$ в виде

$$I_p^{\pi^+}(x, k_{\perp}) = 75,1 (1 - 0,897x/(1 + 0,103x/2))^{3,3} (1-x)^{0,2}; \quad (114)$$

$$I_p^{\pi^+}(x, k_{\perp}) = 30,2(1-x)^{3,2}(1+k_{\perp}^2/0,66)^{-4}; \quad (10)$$

$$I_p^{\pi^+}(x, k_{\perp}) = 60,2(1-x)^{3,4} \exp(-4,1k_{\perp}), \quad (116)$$

взятых из работ [70—72] соответственно. Во всех случаях считалось, что $I_N^{\pi^+} = I_p^{\pi^+} [1 + f(x)]/2$ и $f(x) = 0,3 \exp(-0,51x)$. Экспериментальные точки взяты из [73]. Из рис. 27 видно, что спектр кумулятивных пионов сильно зависит от поведения сечения $I_p^{\pi^+}$ в области $x \simeq 1$. Выбор $I_p^{\pi^+}$ в виде (114) позволяет достичь хорошего описания

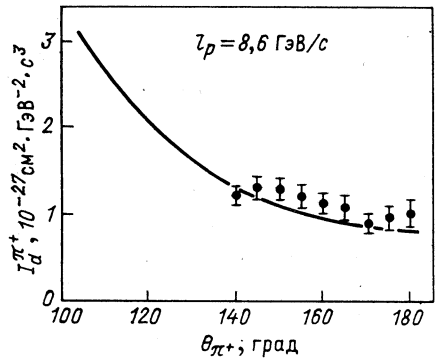
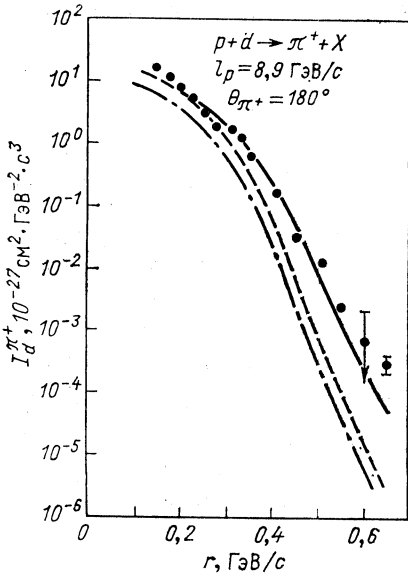


Рис. 28. Угловой спектр кумулятивных пионов в реакции $pd \rightarrow \pi^+ X$:

сплошная линия — расчет с $I_p^{\pi^+}$ [71];
экспериментальные точки из [60]

Рис. 27. Импульсный спектр кумулятивных пионов в реакции $pd \rightarrow \pi^+ X$

экспериментальных данных. Такой результат мы связываем с усилением фермиевского движения нуклонов в дейтроне за счет релятивистского эффекта немассовости. Две другие кривые не описывают экспериментальные данные, причем в области $r > 0,4$ ГэВ/с они занижены более чем на порядок.

На рис. 28 представлен график угловой зависимости спектра кумулятивных пионов при $r_{\pi^+} = 0,3$ ГэВ/с. Теоретическая кривая монотонно убывает с ростом угла вылета пиона и достигает минимума при $\theta_{\pi^+} = 180^\circ$. Экспериментальные точки [60] лежат несколько выше кривой, но их поведение не обнаруживает заметного качественного различия. Как экспериментальные точки, так и полученная кривая указывают на слабую угловую зависимость при рождении кумулятивных пионов на большие углы ($\theta_{\pi^+} > 140^\circ$). Можно предположить, что вклад в сечение механизма перерассеяния при $\theta_{\pi^+} = 180^\circ$ не слишком большой.

Рассмотрим в заключение рождение кумулятивных π^+ -, K^+ -мезонов протонами на тензорно-поляризованном дейтроне.

Тензорная анализирующая способность реакции $p\vec{d} \rightarrow hX$ согласно нашим формулам определяется выражением

$$T_{zz(xx)} = t_d^h(s, \alpha, r_\perp) / I_d^h(s, \alpha, r_\perp), \quad (117)$$

где $t_d^h(s, \alpha, r_\perp) = \int_0^{1-\alpha} dx \int d^2k_\perp I_N^h(s(1-x), \alpha/(1-x), r'_\perp) \Phi^{zz(xx)}(x, k_\perp) \times S_{zz(xx)}$.

Здесь $S_{zz(xx)}$ — компонента квадрупольной части поляризационной матрицы плотности; Φ — известная функция, определяемая структурой релятивистской волновой функции дейтрона.

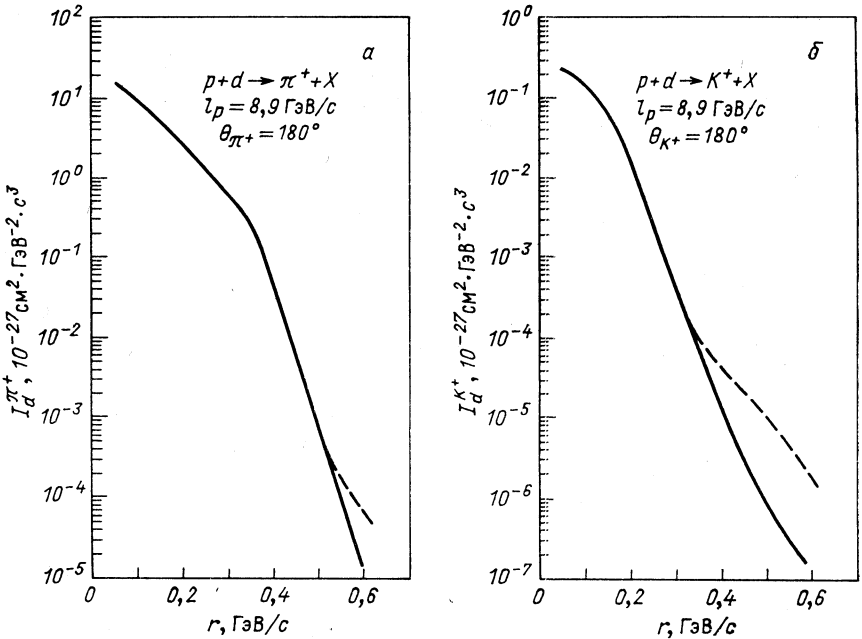


Рис. 29. Импульсный спектр кумулятивных пионов (а) и каонов (б) в реакции $pd \rightarrow hX$ в импульсном приближении:

сплошная линия — расчеты с волновой функцией дейтрона, имеющей кор [27], штриховая — без кора [26]

На рис. 29, 30 представлены результаты нашего расчета спектров кумулятивных частиц π^+ , K^+ , вылетающих под углом $\theta_h = 180^\circ$, а также тензорные анализирующие способности реакции $pd \rightarrow (\pi^+, K^+) X$. В расчетах для $I_p^h(x, k_\perp)$ использовались параметризации из работы [74], а также считалось $I_N^h = I_p^h$. Последнее предположение не влияет существенно на качественное поведение

I_d^h , которое более чувствительно к поведению I_p^h в области $x \simeq 1$. Можно предположить, что T_{zz} и T_{xx} слабо зависят от нормировки сечения.

Из рис. 29 видно, что кривые I_d^h для релятивистской волновой функции дейтрона с кором [27] и без кора [26] практически совпадают для π^+ в области $r < 0,5$ ГэВ/с, а для K^+ при $r < 0,3$ ГэВ/с. При

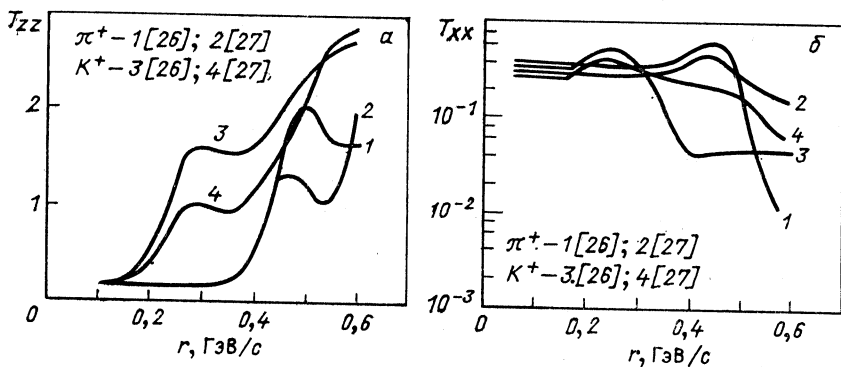


Рис. 30. Тензорные анализирующие способности T_{zz} (а) и T_{xx} (б) реакции $p\vec{d} \rightarrow hX$ ($h = \pi^+, K^+$) в импульсном приближении ($l_p = 8,9$ ГэВ/с)

больших импульсах кумулятивных частиц кривые, рассчитанные с волновой функцией, имеющей кор, лежат ниже соответствующих кривых для волновой функции без кора.

Поведение T_{zz} и T_{xx} для π^+ в области $r < 0,45$ ГэВ/с слабо зависит от волновой функции дейтрона в области кора. При $r > 0,45$ ГэВ/с наблюдается заметное качественное и количественное различие. Из рис. 30, а видно, что кривая T_{zz} с волновой функцией [26] в области $0,4 < r < 0,55$ ГэВ/с лежит выше кривой, рассчитанной с волновой функцией [27]. Поведение T_{xx} в области $r < 0,3$ ГэВ/с практически не зависит от вида волновой функции дейтрона, а при $r > 0,3$ ГэВ/с наблюдается заметное различие в поведении этих функций.

Полученные результаты показывают, что постановка эксперимента по измерению тензорной анализирующей способности процесса $p\vec{d} \rightarrow (\pi^+, K^+) X$ может дать новую информацию о структуре релятивистской волновой функции дейтрона в области кора.

Из рис. 30 видно, что с увеличением массы рождающейся кумулятивной частицы h графики зависимостей I_d^h , T_{zz} , T_{xx} имеют тенденцию сдвигаться в область меньших импульсов r .

На рис. 31 показаны результаты нашего расчета угловых зависимостей тензорных анализирующих способностей реакции $p\vec{d} \rightarrow (\pi^+, K^+) X$ в импульсном приближении с релятивистской волновой функцией дейтрона [27].

Отношение выходов π^+ - и K^+ -мезонов в реакции $pd \rightarrow hX$. Интерес к изучению выходов π^+ - и K^+ -мезонов на ядрах в кумулятивной области вызван утверждением, что в кумулятивной области

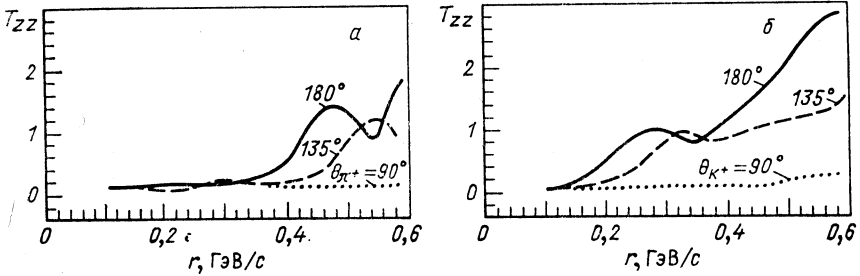


Рис. 31. Импульсные зависимости тензорной анализирующей способности T_{zz} реакции $pd \rightarrow hX$ для пионов (а) и каонов (б) с $l_p = 8,9$ ГэВ/с:

пунктирная, штриховая и сплошная линии – расчеты с волновой функцией [27] для различных углов θ_h , равных 90, 135, 180°

происходит усиление рождения морских кумулятивных частиц, а обнаруженное в эксперименте [76] отношение $R^{\pi^+/K^+} \sim 1$ связано с более жесткой, чем обычно предполагалось, структурной функцией морских кварков.

На рис. 32 представлен график отношения $R^{\pi^+/K^+} = I_d^{\pi^+}(180^\circ)/I_d^{K^+}(180^\circ)$ в зависимости от переменной x [75].

В работе [77] исследовалась зависимость R^{π^+/K^+} в рамках флуктонной модели ядра. Наш расчет R^{π^+/K^+} , полученный без явного

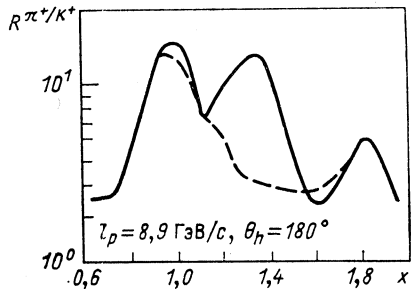


Рис. 32. Отношение R^{π^+/K^+} выходов π^+ - и K^+ -мезонов в реакции $pd \rightarrow hX$:

сплошная и штриховая линии – расчеты с волновыми функциями [27, 26] соответственно

включения кварков (сплошная линия на рис. 32), заметно отличается от поведения R^{π^+/K^+} , полученного в работе [77], но качественно сходен с поведением этого отношения, полученного в [77], учитывая кварковые степени свободы в рамках флуктонной модели. На рис. 32 пунктирной линией показан наш расчет R^{π^+/K^+} с волновой функцией дейтрона без кора [26]. Из рис. 32 видно, что поведе-

ние R^{π^+/K^+} в области $1,1 < x < 1,6$ определяется структурой волновой функции в области кора. При $x < 1,1$ и $x > 1,6$ графики отношения R^{π^+/K^+} , полученные с волновой функцией [27], имеющей кор, и с волновой функцией [26] без кора практически совпадают.

Отметим, что в рассматриваемой области $0 < x < 2$ отношение $R^{\pi^+/K^+} \sim 3 \div 11$, что в целом согласуется с результатами, полученными в [77].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящем обзоре дано описание релятивистского дейтрона в терминах релятивистской волновой функции с одним нуклоном на массовой оболочке и процессов с его участием в рамках ковариантного подхода в переменных светового конуса.

Сочетание явно ковариантного описания с преимуществом использования выделенной системы отсчета позволило конструктивно подойти к вопросу о построении релятивистской волновой функции дейтрона, а использование функции Бете — Солпитера, суженной по виртуальности одного из нуклонов на массовую оболочку, позволило уменьшить число независимых релятивистских волновых функций и установить с меньшей неопределенностью структуру компонент волновой функции в релятивистской области.

Предложенная схема построения релятивистской волновой функции дейтрона или схема релятивизации, имеющей в качестве нерелятивистского предела известную нерелятивистскую волновую функцию, отличается от общепринятой и не сводится к формальной замене аргумента у нерелятивистской волновой функции.

Последовательный, в рамках единого подхода, анализ широкого круга процессов с участием поляризованного и неполяризованного дейтрона дает основание считать, что ковариантный подход в переменных светового конуса дает адекватное описание этих процессов и весьма перспективен. Он может быть использован для релятивистского описания трех- и четырехнуклонных систем, хотя трудности при этом значительно возрастают.

В плане практического применения построенные релятивистские волновые функции дейтрона могут быть использованы для релятивистского описания процессов с электромагнитным, слабым и сильным взаимодействием, а также анализа экспериментальных данных по процессам с участием дейтрона в осуществляемых и планируемых исследованиях в ОИЯИ, ИФВЭ, ЛИЯФ, ИЯФ, ХФТИ (СССР), СЛАК, СЕБАФ (США), Сакле (Франция) и др.

Конкретные предсказания по ряду процессов, сделанные в рамках изложенного подхода, представляют интерес как для экспериментальной проверки, так и для сравнения с результатами, полученными в рамках других релятивистских подходов, что в целом стимулирует дальнейшее развитие релятивистской теории ядерных систем.

Наблюдаемый в настоящее время значительный прогресс в создании поляризованных пучков частиц высоких и сверхвысоких энергий в крупнейших лабораториях мира выводит релятивистскую ядерную физику на качественно новую ступень развития, где, мы надеемся, релятивистская теория ядерных систем сомкнется с фундаментальной теорией сильных взаимодействий — КХД.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Salpeter E. E., Bethe H. A. // Phys. Rev. 1951. Vol. 84, № 6. P. 1232—1242.
2. Blankenbecler R., Cook L. F. // Phys. Rev. 1960. Vol. 119, № 5. P. 1745—1753.
3. Logunov A. A., Tavkhelidze A. N. // Nuovo cimento. 1963. Vol. 29, № 2. P. 370—399.
4. Kadyshevsky V. G. // Nucl. Phys. B. 1968. Vol. 6, № 2. P. 125—148.
5. Gross F. // Phys. Rev. 1969. Vol. 186, № 5. P. 1448—1463.
6. Brodsky S. J., Lepage G. P. // Phys. Rev. D. 1980. Vol. 22, № 9. P. 2157—2198.
7. Кириллов А. И., Троицкий В. Е., Трубников С. В., Широков Ю. М. // ЭЧАЯ. 1975. Т. 6. Вып. 1. С. 3—44.
8. Музафаров В. М., Троицкий В. Е., Трубников С. В. // ЭЧАЯ. 1983. Т. 14. Вып. 5. С. 1112—1145.
9. Карманов В. А. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. Вып. 2(8). С. 1187—1202.
10. Карманов В. А., Шапиро И. С. // ЭЧАЯ. 1978. Т. 9. Вып. 2. С. 327—382.
11. Карманов В. А. // ЭЧАЯ. 1988. Т. 19. Вып. 3. С. 525—578.
12. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л. // ЭЧАЯ. 1980. Т. 11. Вып. 3. С. 571—629.
13. Frankfurt L. L., Strikman M. I. // Phys. Rep. C. 1981. Vol. 76. № 4. P. 215—347; Phys. Rep. 1988. Vol. 160, № 5—6. P. 235—427.
14. Слив Л. А., Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л. // УФН. 1985. Т. 145. Вып. 4. С. 552—589.
15. Brodsky S. J., Farrar G. R. // Phys. Rev. D., 1975. Vol. 11, № 5. P. 1309—1330.
16. Bakker B. L. G., Kondratyuk L. A., Terent'ev M. V. // Nucl. Phys. B. 1979. Vol. 158, № 2. P. 497—520.
17. Landshoff P. V., Polkinghorne J. C., Short R. D. // Nucl. Phys. B. 1971. Vol. 28, № 1. P. 225—239.
18. Gross F. // Phys. Rev. D. 1974. Vol. 10, № 1. P. 223—242.
19. Buck W. W., Gross F. // Phys. Rev. D. 1979. Vol. 20, № 9, P. 2361—2380.
20. Arnold R. G., Carlson C. E., Gross F. // Phys. Rev. C. 1980. Vol. 21, № 4. P. 1426—1459.
21. Arnold R. G., Carlson C. E., Gross F. // Phys. Rev. C. 1981. Vol. 23, № 1. P. 363—374.
22. Браун М. А. // ЯФ. 1980. Т. 32. Вып. 5(11). С. 1283—1295.
23. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л. // ЯФ. 1978. Т. 27. Вып. 5. С. 1361—1372.
24. Терентьев М. В. // ЯФ. 1976. Т. 24. Вып. 1. С. 207—213.
25. Браун М. А. // ЯФ. 1985. Т. 42. Вып. 4(10). С. 818—831.
26. Браун М. А., Токарев М. В. // Вестн. ЛГУ. 1983. № 22. Вып. 4. С. 6—14.
27. Браун М. А., Токарев М. В. // Вестн. ЛГУ. 1986. Сер. 4. Вып. 1. С. 7—14.
28. Браун М. А., Токарев М. В. // Вестн. ЛГУ. 1984. № 22. Вып. 4. С. 66—69.
29. Браун М. А., Токарев М. В. // Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях. Тр. III Симпозиума ЛИЯФ. Л.: изд. ЛИЯФ, 1986. С. 311—318.

30. Tokarev M. V.//Few-Body Systems. 1988. Vol. 4. P. 133—140.
31. Braun M. A., Tokarev M. V.//Pion-Nucleon and Nucleon-Nucleon Physics. Proc. III. Intern. Symposium. LINR. Leningrad, 1989. P. 398—404.
32. Токарев М. В. Релятивистское описание дейтрона в рамках ковариантного формализма в переменных светового конуса: Дис. канд. физ.-мат. наук. Ташкент, 1987.
33. Gourdin M., Le Bellac M., Renard F. M. e.a.// Nuovo cimento. 1965. Vol. 37. № 2. P. 524—542.
34. Lacombe M., Loiseau B., Vinh Mau R. E. A.//Phys. Rev. Lett. B. 1981. Vol. 101, № 3. P. 139—140.
35. Mc Gee I. J.//Phys. Rev. 1966. Vol. 151, No 3. P. 772—774.
36. Кобушкин А. П., Шелест В. П.//ЭЧАЯ. 1983. Т. 14. Вып. 5. С. 1146—1192.
37. Мигдал А. Б.//Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. № 7. С. 256—258; Tokarev M. V.//Proc. IX Intern. Seminar on High Energy Physics Problems, June 14—19. Dubna, 1988. P. 38.
38. Galster S., Klein H., Moritz J. e.a.//Nucl. Phys. B. 1971. Vol. 32, No 1. P. 221—237.
39. Jachello F., Jackson A. D., Lande A.//Phys. Lett. B. 1973. Vol. 43. P. 191—196.
40. Ахизер А. И., Рекало М. П.//Электродинамика адронов. Киев: Наукова думка, 1979.
41. Исаев П. С.//Квантовая электродинамика в области высоких энергий. М.: Энергоатомиздат, 1984.
42. Glaser V., Jaksic B.//Nuovo cimento. 1957. Vol. 5. P. 1197—1202.
43. Jones H. F.//Nuovo cimento. 1962. Vol. 26. P. 790—802.
44. Gourdin M.//Nuovo cimento. 1963. Vol. 28. P. 534—546.
45. Arnold R. G., Chertok B., Dally E. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1975. Vol. 35, No. 12. P. 776—779.
46. Arnold R. G., Chertok B., Mecking B. A. e.a.//Proc. IX ICONEPANS. Abstr. of contr. papers. 1981. P. 94.
47. Cramer R., Renkhoff M., Drees J. e.a.//Z. Phys. C. 1985. Vol. 25, No 4. P. 513—518.
48. Zuilhof M. J., Tjon J. A.//Phys. Rev. C. 1980. Vol. 22, No 6. P. 2369—2382.
49. Auffret S., Covedon J. M., Clemens J. C. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. No7. P. 649—652.
50. Arnold R. G., Benton D., Bosted P. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 58, No 17. P. 1723—1726.
51. Schulze M. E., Beck D., Farkhoudeh M. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 52. No 8. P. 597—600.
52. Весновский Д. К., Войцеховский Б. Б., Дмитриев В. Ф. и др.//Препринт ИЯФ 86-75. Новосибирск, 1986.
53. Клоуз Ф.//Кварки и патроны: Пер. с англ. М.: Мир, 1982.
54. Буров В. В., Лукьянов В. К., Титов А. И.//ЭЧАЯ. 1984. Т. 15. Вып. 6. С. 1249—1295.
55. Shütz W. P., Arnold R. G., Chertok B. T. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1977. Vol. 38, No 6. P. 259—262.
56. Duke D. W., Owens J. F.//Phys. Rev. D. 1984. Vol. 30. No 1. P. 49—54.
57. Bodek A., Briedenbach M., Dubin D. L. e.a.//Preprint SLAC — PUB-2248. 1979.
58. Kaur J.//Nucl. Phys. B. 1977. Vol. 128, No 2. P. 219—251; Carlitz R., Kaur J.//Phys. Rev. Lett. 1977. Vol. 38, N 13. P. 673—677.
59. Ashman J., Badelek B., Baum G. e.a.//Phys. Lett. B. 1988. Vol. 206, No 2. P. 364—370.
60. Балдин А. М., Бондарев В. К., Голованов Л. Б. и др.//Препринт ОИЯИ Р1-11168. Дубна, 1977.

61. **Perdrisat C. F., Punjauard A., Lyndon C. e.a.**//Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 59, No 25. P. 2840—2843.
62. **Frankfurt L. L., Strikman M. I.**//Nucl. Phys. A. 1983. Vol. 405. P. 557—580.
63. **Ableev V. G., Abdushukurov A. A., Avramenko S. A. e.a.**//Nucl. Phys. A. 1983. Vol. 393. No 2. P. 491—501.
64. **Браун М. А., Вечернин В. В.**//ЯФ. 1986. Т. 43. Вып. 6. С. 1579—1586.
65. **Игнатенко М. А., Лыкасов Г. И.**//ЯФ. 1987. Т. 46. Вып. 4(10). С. 1080—1087.
66. **Dolidze M. G., Lykasov G. I.**//Preprint JINR E2-89-666. Dubna, 1989.
67. **Ableev V. G., Dshemuchadze S. V., Fedukov S. V. e.a.**//Preprint JINR E1-88-250. Dubna, 1988.
68. **Аблеев В. Г., Визирева Л., Волков В. И. и др.**//Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. Вып. 11. С. 558—561.
69. **Ableev V. G., Dshemuchadze S. V., Fedukov S. V. e.a.**//JINR Rapid Communication, No 4 [43]—90. Dubna, 1990. P. 5—9.
70. **Лобов Г. А., Маркушин В. Е., Соловьев В. В., Шапиро И. С.**//Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 23. Вып. 2. С. 118—122.
71. **Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л.**//Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 24. Вып. 5. С. 311—315.
72. **Кондратюк Л. А., Копелиович В. Б.**//Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 21. Вып. 21. С. 88—91.
73. **Браун М. А., Вечернин В. В.**//ЯФ. 1977. Т. 25. Вып. 6. С. 1276—1286.
74. **Каптарь Л. П., Резник Б. Л., Титов А. И.**//ЯФ. 1985. Т. 42. Вып. 9. С. 777—785.
75. **Johnson J. R., Kammerud R., Ohsugi T. e.a.**//Phys. Rev. D. 1978. Vol. 17, No 5. P. 1292—1303.
76. **Brenner A., Carey D. C., Elias J. E. a.e.**//Phys. Rev. D. 1982. Vol. 26, No 7. P. 1497—1553.
77. **Baldin A. M., Bondarev V. K., Giordanescu N. e.a.**//Preprint JINR E1-82-472. Dubna, 1982.
78. **Taylor F. E., Carey D. C., Johnson J. R. e.a.**//Phys. Rev. D. 1976. Vol. 14, No 5. P. 1217—1242.
79. **Балдин А. М., Панебратцев Ю. А., Ставинский В. С.**//Препринт ОИЯИ 1-84-185. Дубна, 1984.
80. **Балдин А. М., Гришин В. Г., Диденко Л. А. и др.**//Тр. VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ 1,2-84-599. Дубна, 1984. С. 233—240.
81. **Бажанский И. И., Каптарь Л. П., Резник Б. Л. и др.**//Тр. VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Т. 1. 1,2-86-668. Дубна: ОИЯИ, 1987. С. 318—325.
82. **Miller G., Bloom E. D., Buschhorn G. e.a.**//Phys. Rev. D. 1972. Vol. 5, No 3. P. 528—544.