

УДК 539.12.172

## **ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ФОРМ-ФАКТОРЫ И ЭЛЕКТРОРАСЩЕПЛЕНИЕ ДЕЙТОНА**

***А. И. Кириллов,  
В. Е. Троицкий,  
С. В. Трубников,  
Ю. М. Широков***

Математический институт  
им. В. А. Стеклова АН СССР, Москва  
Институт ядерной физики, МГУ

Дан обзор экспериментальных и, главным образом, теоретических вопросов упругого электрон-дейтронного рассеяния и электрорасщепления, в основном по работам, опубликованным после 1965 г. Сформулирован новый метод расчета электромагнитной структуры дейтона, предложенный Ю. М. Широковым. Приведены результаты расчета новым методом зарядового форм-фактора дейтона и матричного элемента электрорасщепления дейтона. Кратко резюмируются перспективы и нерешенные задачи.

The outline is presented of the theoretical (and also in brief the experimental) problems of the elastic and quasielastic electron — deuteron scattering on the basis of the papers published mainly after 1965. A new method of the evaluation of the deuteron electromagnetic structure proposed by one of the authors (Yu. M. Shirokov) is formulated. The results of the numerical calculations of the deuteron charge form factor and the matrix element of deuteron electrodisintegration using the new method are presented. The perspectives and the unsolved problems are briefly discussed.

### **ВВЕДЕНИЕ**

Р. Вильсон [1] отметил: «Теория дейтона находится в запутанном и неясном состоянии, и не существует никаких полностью аргументированных численных расчетов. Даже если эксперимент сильно улучшится, теория будет не в состоянии целиком это использовать».

Проблема изучения упругого и неупругого рассеяния электронов на дейтонах лежит на стыке физики элементарных частиц и ядерной физики. Для физики элементарных частиц данные о  $ed$ -рассеянии являются основным источником экспериментальной информации об электромагнитной структуре нейтрона. Для ядерной физики изучение  $ed$ -рассеяния дает сведения о дейтонной волновой функции и потенциале нуклон-нуклонного взаимодействия.

Наконец, и для физики элементарных частиц, и для ядерной физики дейтрон является идеальным полигоном для испытания различных (в том числе релятивистских) способов описания составных систем.

Несмотря на очевидную актуальность этой проблемы, в последнее время наблюдался относительный застой в ее экспериментальном и теоретическом изучении. Развитие эксперимента тормозится некоторым отставанием теории. С другой стороны, для дальнейшего развития теории желательно проведение новых (в том числе поляризационных) экспериментов. Сравнение существующих теоретических предсказаний с результатами таких экспериментов позволит выбрать наиболее правильный подход к  $ed$ -рассеянию. В настоящее время проведение поляризационных экспериментов становится технически осуществимым. Поэтому в ближайшем будущем можно ожидать повышения интереса к проблеме  $ed$ -рассеяния в целом.

До сих пор основные методы дейтронных расчетов — методы феноменологических гамильтонианов ядерной физики. Однако методы ядерной физики ограничены своим нерелятивистским характером и существенной модельной зависимостью от предположений о динамике  $np$ -системы. К настоящему времени возможности этого метода практически исчерпаны, хотя в теории  $ed$ -рассеяния остался целый ряд нерешенных проблем. Многочисленные попытки введения релятивистских поправок не улучшают ситуацию, поскольку погрешность от неполноты релятивизации не поддается оценке.

Для дальнейшего прогресса в теории  $ed$ -рассеяния необходимо развивать последовательный релятивистский подход. Определенные надежды на создание такого подхода связывались в свое время с хорошо зарекомендовавшим себя в физике элементарных частиц методом дисперсионных соотношений. Однако, как мы увидим ниже, этот метод пока не пригоден для реального проведения количественных расчетов.

В работах авторов настоящего обзора развивается новый подход к расчету электромагнитной структуры составных адронных систем, в котором привлекаются идеи квантовой теории поля. Этот подход является последовательно релятивистским, корректно учитывает динамику  $np$ -системы и практически пригоден для численных расчетов.

Обзор электромагнитных форм-факторов, в том числе и дейтона, дан Гриффи и Шиффом [2]. Наш обзор охватывает те изменения в экспериментальной и теоретической ситуации, которые произошли в  $ed$ -рассеянии за время, прошедшее после 1967 г. Из работ, опубликованных до 1966 г., приведем лишь минимальные сведения, необходимые для того, чтобы настоящую работу можно было читать независимо от работы [2].

## 1. КИНЕМАТИКА ОДНОФОТОННОГО ОБМЕНА

Приведем в справочных целях кинематические формулы.

Сечение упругого  $ed$ -рассеяния зависит от энергии  $E_e$  и угла рассеяния  $\theta_e$ . Сечение неупругого  $ed$ -рассеяния зависит еще от энергии конечного электрона  $E'_e$  и от направления разлета протона и нейтрона в системе центра инерции (с. п. и.). В экспериментах по упругому и неупругому рассеянию измеряются угловое и энергетическое распределения рассеянных электронов. В электрорасщеплении дейтона, чтобы получить информацию о конечных состояниях всех частиц, необходимо наряду с перечисленными характеристиками электрона регистрировать направление вылета одного из нуклонов, т. е. измерять сечение  $d^3\sigma/d\Omega_e d\Omega_N dE'_e$ .

Из одних только условий релятивистской инвариантности следует, что при однофотонном обмене сечение упругого рассеяния неполяризованных частиц имеет вид:

$$d\sigma/d\Omega_e = (d\sigma/d\Omega_e)_{\text{Mott}} \{A(q^2) + B(q^2) \text{tg}^2 \theta_e/2\}. \quad (1)$$

Здесь  $(d\sigma/d\Omega_e)_{\text{Mott}}$  — полученное Моттом сечение рассеяния на бесспиновой, бесструктурной заряженной частице, равное

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_e}\right)_{\text{Mott}} = \frac{e^2}{4E_e^2} \cdot \frac{E'_e}{E_e} \cdot \frac{\cos^2 \theta_e/2}{\sin^4 \theta_e/2};$$

$A(q^2)$ ,  $B(q^2)$  — функции квадрата переданного импульса, вид которых определяется электромагнитной структурой дейтона. Формула (1) была выведена Розенблютом [3] для рассеяния электрона на частице спина половина. Физический смысл этой формулы обоснован в работе [4].

Гурден [5] установил, что сечение рассеяния электрона на заряженной неполяризованной частице зависит от двух инвариантных функций и в частном случае электрорасщепления дейтона имеет вид

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE'_e} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_e}\right)_{\text{Mott}} \{C(t, s) + D(t, s) \text{tg}^2 \theta_e/2\}, \quad (2)$$

$$t = -q^2.$$

Дрелл и Валечка [6] показали, что точно такая же зависимость от  $\text{tg}^2 \theta_e/2$  имеет место и для инклюзивных процессов типа  $e + X \rightarrow e' + \text{anything}$ .

Согласно (1), (2), зависимость отношения  $(d\sigma/d\Omega_e)/(d\sigma/d\Omega_e)_{\text{Mott}}$  от  $\text{tg}^2 \theta_e/2$  должна быть линейной. Отклонение от этой линейности может быть обусловлено вкладом не однофотонного механизма. В полном соответствии с теоретическими предсказаниями такие отклонения не обнаружены во всех проделанных экспериментах. Аналогичная ситуация имеет место и для неупругого рассеяния.

Поэтому ниже всюду будем считать механизм  $ed$ -столкновения однофотонным, не оговаривая это обстоятельство. (Мы не останавливаемся на эффекте множественного рождения инфракрасных фотонов. Теория этих эффектов изложена в работе [7].)

Однофотонный характер  $ed$ -взаимодействия приводит к тому, что сечение упругого рассеяния (1) выражается через квадрат амплитуды виртуального процесса  $\gamma d \rightarrow \bar{d}$ . Эта амплитуда пропорциональна матричному элементу тока  $\langle d | j_\mu | d \rangle$ . Из условий релятивистской инвариантности следует, что этот матричный элемент может быть параметризован, т. е. представлен в виде линейной комбинации трех инвариантных функций  $G_C^1(q^2)$ ,  $G_{\text{mag}}^d(q^2)$  и  $G_Q^d(q^2)$ , называемых соответственно электрическим (зарядовым), магнитным и квадрупольным форм-факторами дейтона [8, 9].

Непосредственно измеряемые функции  $A(q^2)$ ,  $B(q^2)$  из (1) выражаются через форм-факторы формулами вида [9]:

$$A(q^2) = [G_C^d(q^2)]^2 + \frac{8}{9} \eta^2 [G_Q^d(q^2)]^2 + \frac{2}{3} \eta [G_{\text{mag}}^d(q^2)]^2 (1 + \eta), \quad \eta = \frac{q^2}{4M_d^2}; \quad (3)$$

$$B(q^2) = \frac{4}{3} \eta (1 + \eta)^2 [G_{\text{mag}}^d(q^2)]^2. \quad (4)$$

Кинематика однофотонного электрорасщепления дейтона трактуется аналогично только что рассмотренной кинематике упругого рассеяния. И здесь сечение и матричный элемент  $\langle np | j_\mu | d \rangle$  тока выражаются в виде линейной комбинации инвариантных функций, которые уместно назвать неупругими форм-факторами. Различие состоит в том, что эти новые форм-факторы более многочисленны и зависят от большего числа инвариантных переменных. В отличие от только что рассмотренного случая упругого  $ed$ -рассеяния в электрорасщеплении дейтона не существует общепринятой стандартной параметризации в терминах инвариантных форм-факторов  $G(s, t)$ .

Приведем результаты параметризации, данные в работе [10], применительно к электрорасщеплению дейтона.

Каждый форм-фактор является функцией переменных  $s, t$  и относится к определенным значениям величин  $J, l, S$ . Здесь  $J, S, l$  — соответственно полный, спиновый и орбитальный моменты в с. ц. и.  $np$ -системы. Все форм-факторы подразделяются на зарядовые  $G_Q$ , магнитные  $G_M$ , тороидальные  $G_T^*$ . Мультипольность форм-фактора будем указывать нижним индексом, например  $G_{M1}^{JSl}(s, t)$ . При малых значениях энергетической переменной  $s$

\* Обзор свойств этого семейства мультиполей дан в работе [11]; тороидальные форм-факторы  $np$ -системы рассмотрены в работе [12].

основной вклад в сечение электрорасщепления дейтона дает состояние разлетающихся нуклонов с  $l = 0$ . В этом случае сечение электрорасщепления  $S$ -волнового дейтона  $d^2\sigma/d\Omega_e dE'_e$  выражается через инвариантные неупругие форм-факторы следующим образом:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE'_e} = \frac{\sigma_{\text{Mott}}}{256\pi^2 M_d M^2} \left( \frac{|\mathbf{p}|}{\omega_p} \right)_{\text{с.п.и.}} \left\{ \frac{2(s+M_d^2)+t}{8M_d\pi} |G_{Q0}^{110}|^2 + \right. \\ \left. + \frac{2}{3 \cos^2 \theta_e/2} \left( \frac{k_{\perp}}{E_e} \cdot \frac{k'_{\perp}}{E'_e} - 2 \sin^2 \theta_e/2 \right) [ |G_{M1}^{000}|^2 + |G_{M1}^{110}|^2 ] \right\},$$

где  $k_{\perp}^{(\prime)}$  — составляющие векторов  $\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{k}'$ , перпендикулярные вектору  $\mathbf{q}$ .

При  $\theta_e = \pi$

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE'_e} = \frac{\alpha^2 M_d}{12\pi (2M)^2} \cdot \frac{|\text{Р.с.п.и.}|}{E_e^2 \sqrt{s}} \{ |G_{M1}^{000}|^2 + |G_{M1}^{110}|^2 \}.$$

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

С 1955 г. накоплен большой экспериментальный материал по измерению дифференциального сечения упругого  $e + d \rightarrow e + d$  и неупругого  $e + d \rightarrow e + n + p$  электрон-дейтонного

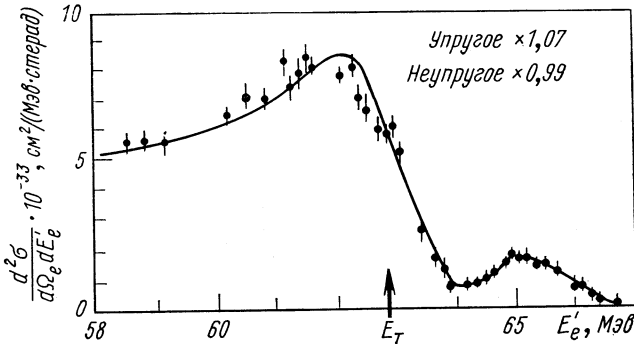


Рис. 1. Типичный энергетический спектр рассеянных на дейтоне электронов (см. работу [14]) при  $E_e = 70,2 \text{ Мэв}$ .

рассеяния. Идея постановки таких экспериментов описана, например, в работе [2], а техника проведения — в работе [13].

Современное состояние эксперимента можно резюмировать следующим образом. Чаще всего измеряется угловое и энергетическое распределение рассеянных электронов. В результате получается инклюзивное сечение  $d^2\sigma/d\Omega_e dE'_e$  процесса  $e + d \rightarrow e + anything$ . Это сечение зависит от трех переменных  $E_e$ ,  $E'_e$ ,  $\theta_e$ .

На рис. 1 приведен типичный энергетический спектр при  $E_e = 70,2 \text{ Мэв}$ ,  $\theta_e = \pi$ , взятый из работы [14]. В сечении рассея-

ния наблюдается характерный большой размазанный квазиупругий пик, соответствующий рассеянию электрона на свободном

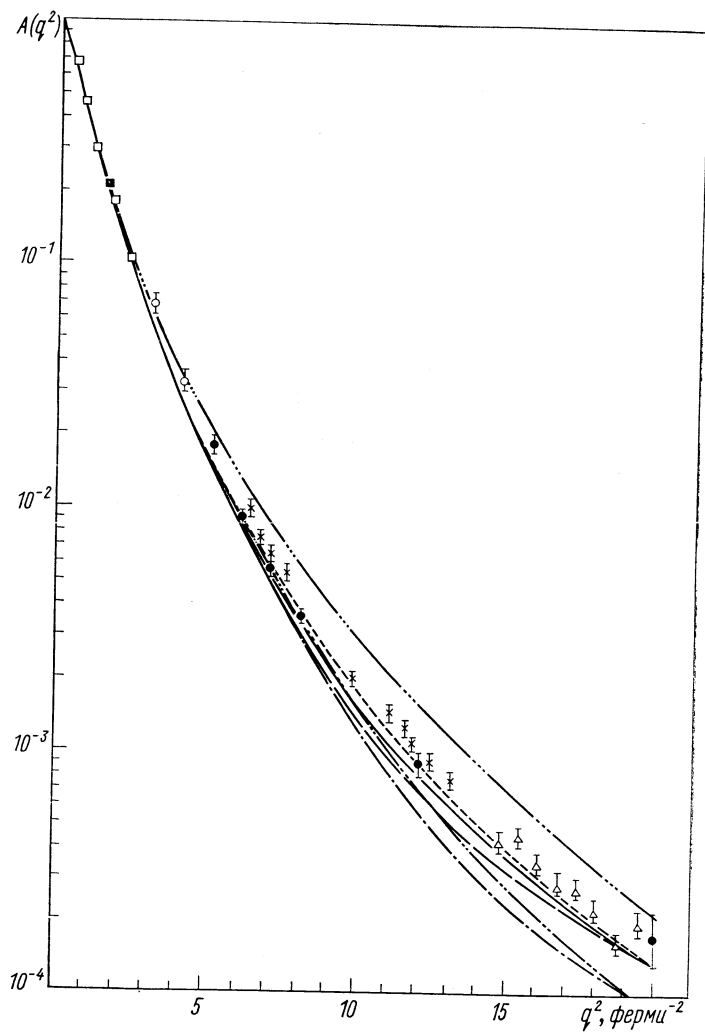


Рис. 2. Экспериментальное значение величины  $A(q^2)$ , взятое из работы [20]. Линиями показаны результаты вычислений  $A(q^2)$  для различных потенциальных моделей.

нуклоне. Другая характерная черта для всех спектров такого рода — это наличие отчетливого небольшого пика при  $E_e' \approx E_T$ , соответствующего упругому  $ed$ -рассеянию. Остальная часть спектра

(при  $E'_e \leq E_T$ ) относится к различным неупругим процессам, главным из которых (при не слишком высоких энергиях  $E_e$ ) является электрорасщепление дейтона.

Эксперименты по упругому  $ed$ -рассеянию проведены для значений квадрата переданного импульса  $0,05 \text{ ферми}^{-2} \leq q^2 \leq 35,4 \text{ ферми}^{-2}$  [15—21]. Погрешности в измерении сечения растут с ростом  $q^2$ : от 1%-ной точности при  $q^2 = 0,05 \text{ ферми}^{-2}$  до 50%-ной при  $q^2 = 35,4 \text{ ферми}^{-2}$ . Функции  $A(q^2)$  и  $B(q^2)$  из (3), (4) могут

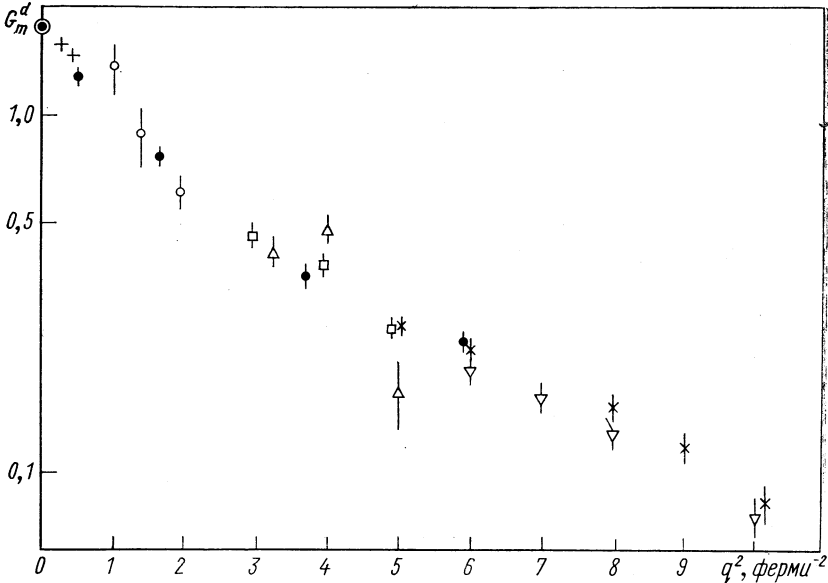


Рис. 3. Экспериментальное значение магнитного форм-фактора дейтона  $G_{\text{mag}}^d(q^2)$ , взятое из работы [14].

определяться двумя способами. Первый состоит в том, что при каждом значении  $q^2$  измеряется сечение рассеяния (1) электрона вперед ( $\theta_e \sim 0^\circ$ ) и назад ( $\theta_e \sim 180^\circ$ ). Из (1) следует, что в первое из этих сечений дает вклад только функция  $A(q^2)$ , а во второе — функция  $B(q^2)$ . Другой стандартный способ определения  $A(q^2)$ ,  $B(q^2)$  состоит в том, что при каждом  $q^2$  измеряется сечение при нескольких произвольных углах рассеяния. Затем  $A$  и  $B$  находятся как коэффициенты линейной функции, имеющей наименьшее среднеквадратическое отклонение от измеренных значений сечения.

Современные экспериментальные данные о функциях  $A(q^2)$ ,  $B(q^2)$  приведены на рис. 2 и 3, взятых из работ [14, 20]. (Напом-

ним, что магнитный форм-фактор дейтона  $G_{\text{mag}}^d(q^2)$  прямо выражается через функцию  $B(q^2)$  [см. формулу (4)].

Квадраты зарядового  $G_C^d(q^2)$  и квадрупольного  $G_Q^d(q^2)$  форм-факторов дейтона входят в сечение в виде линейной комбинации  $[G_C^d(q^2)]^2 + 8\eta^2 [G_Q^d(q^2)]^2/9$  [см. формулу (3)], поэтому в описанных выше экспериментах нельзя определить каждый форм-фактор по отдельности. Разделение зарядового и квадрупольного форм-факторов возможно только в поляризационных экспериментах, которые пока не проводились. Поэтому в настоящее время для выделения из  $A(q^2)$  вклада  $G_C^d$  и  $G_Q^d$  приходится привлекать результаты теории.

В 1968 г. были опубликованы данные единственного эксперимента [22] по измерению вектора поляризации дейтонов отдачи в упругом  $ed$ -рассеянии. Такой эксперимент интересен тем, что, как было показано ранее в работах [23—25], в случае нарушения  $T$ -инвариантности в электромагнитных взаимодействиях величина вектора поляризации  $|\mathbf{P}|$ , направленного по нормали к плоскости рассеяния, пропорциональна только новому ( $T$ -нарушающему) форм-фактору дейтона. Близкий к нулевому результат эксперимента  $|\mathbf{P}| = 0,075 \pm 0,088$  указывает на отсутствие сильного нарушения  $T$ -инвариантности в электродинамике адронов\*.

Большой интерес представляют опыты по измерению тензора поляризации дейтонов отдачи в упругом  $ed$ -рассеянии или опыты по рассеянию электронов на выстроенной дейтонной мишени. Проведение таких экспериментов даст возможность отдельно измерить зарядовый и квадрупольный форм-факторы и решить тем самым некоторые проблемы в теории дейтона [27]. Поляризационные эффекты в  $ed$ -рассеянии рассчитаны в работах [28—31]. К сожалению, в известной нам литературе отсутствуют какие-либо определенные указания на планы проведения таких экспериментов в ближайшем будущем. Тем не менее существует надежда, что поляризации в  $ed$ -рассеянии будут измерены.

В большинстве экспериментов по электрорасщеплению дейтона измерялся спектр типа изображенного на рис. 1. В настоящее время при энергии налетающего электрона в несколько гигаэлектронвольт сечение  $d^2\sigma/d\Omega_e dE_e'$  измерено в области  $0 < q^2 \leq \leq 175 \text{ ферми}^{-2}$  [32—36]. Так же как и в упругом  $ed$ -рассеянии, погрешности в измерении сечения растут с увеличением  $q^2$  и составляют 5—10% при малых  $q^2$  и 50% при  $q^2 \geq 100 \text{ ферми}^{-2}$ . Большая часть измерений проводилась в области квазиупругого пика при малых и средних углах рассеяния электрона в лабораторной системе ( $\theta_e \leq 90^\circ$ ), поскольку именно в этом случае сечение является наибольшим и, следовательно, легче измеримым. Ниже в разд. 6 будет видно, что в области квазиупругого пика экспе-

\* Подробное обсуждение этих вопросов см. в работе [26].



риментальные данные легче поддаются теоретической трактовке. Подчеркнем, что главная цель подобных экспериментов — получить информацию о зарядовом форм-факторе нейтрона.

Имеющиеся в литературе данные по рассеянию электронов на большие углы и рассеянию назад ( $\theta_e = 180^\circ$ ) значительно беднее [37—41]. Рассеяние назад интересно тем, что прямо выделяет величину магнитных мультипольных  $MJ$ -переходов, которые чувствительны к релятивистским эффектам, обменным мезонным токам и примеси нуклонных изобар [27] (при  $\theta_e \ll 90^\circ$  доминирующий вклад в сечение дают электрические мультипольные  $QJ$ -переходы). В настоящее время сечение  $d^2\sigma/dE'_e d\Omega_e$  рассеяния электрона назад ( $\theta_e = 180^\circ$ ) измерено в области  $0,15 \text{ ферми}^{-2} \leq q^2 \leq 10,1 \text{ ферми}^{-2}$  с точностью 5—10%. Однако, как указывается в работе [42], эти эксперименты будут повторяться, поскольку, например, при  $q^2 \geq 6 \text{ ферми}^{-2}$  проведен лишь один эксперимент, результаты которого желательно воспроизвести.

Эксперименты по схеме совпадений, т. е. с регистрацией кроме рассеянного электрона также и нуклона отдачи, дают значительно больше информации, чем эксперименты с регистрацией только одной из рассеянных частиц. В частности, измерение сечения  $d^3\sigma/dE'_e d\Omega_e d\Omega_N$  позволяет с большей точностью определять нейтронные форм-факторы  $G_{En} M_n$ . С этой целью необходимо измерить отношение

$$R = \frac{d^3\sigma/dE'_e d\Omega_e d\Omega_n}{d^3\sigma/dE'_e d\Omega_e d\Omega_p} = \frac{\text{число нейтронов}}{\text{число протонов}} \left| \begin{array}{l} \text{испущенных} \\ \text{вперед} \end{array} \right.$$

В настоящее время величина  $R$  измерена в интервале  $5 \text{ ферми}^{-2} \leq q^2 \leq 40 \text{ ферми}^{-2}$  [43—48]. Эксперименты проведены с высокой точностью (3—5%). Было бы особенно интересно измерить  $R$  при малых  $q^2$ .

В настоящее время проводятся эксперименты по глубоко неупругому рассеянию электронов на дейтоне. Цель таких экспериментов очевидна — изучение структурных функций  $en$ -рассеяния, в частности, проверка гипотезы автоматодельности. Трудность в реализации такой программы состоит в том, что, как и при извлечении «обычных» нейтронных форм-факторов  $G_{En}$ ,  $G_{Mn}$ , для нахождения экспериментальных значений структурных функций  $en$ -рассеяния необходимо привлечь ту или иную модель структуры дейтона [49].

### 3. АНАЛИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАТРИЧНОГО ЭЛЕМЕНТА ТОКА $np$ -СИСТЕМЫ

С этого раздела мы начнем изложение методов теоретического описания  $ed$ -взаимодействия. Из разд. 1 следует, что цель теории — получение форм-факторов  $G(t)$ ,  $G(s, t)$  для матричных

элементов  $\langle d | j_\mu(x) | d' \rangle$  и  $\langle pn | j_\mu(x) | d \rangle$ . Существующие подходы к этой задаче отличаются большим разнообразием по исходным допущениям и используемому аппарату.

Чтобы получить возможность ориентироваться в обилии разрозненных теоретических работ, рассмотрим сначала простую точно решаемую модель. Эта модель имеет чисто методический интерес, т. е. не представляет ценности для количественных расчетов. Ее преимущество состоит в том, что для форм-факторов получается точное решение. В нем можно выделить такие свойства, которые не связаны с моделью, т. е. необходимы для любой разумной теории.

В модели принимаются такие упрощающие допущения:

- а) нуклоны трактуются нерелятивистски. При этом вклад неупругих каналов отбрасывается;
- б) нуклоны считаются бесспиновыми;
- в) один из нуклонов считается бесконечно тяжелым рассеивающим центром, не имеющим электромагнитной структуры;
- г) потенциал взаимодействия является сепарабельным, т. е. имеющим вид \*

$$(\mathbf{p} | H_{\text{int}} | \mathbf{p}') = -f(\mathbf{p}^2) f(\mathbf{p}'^2) \quad (5)$$

(в этом разделе всюду далее  $p = |\mathbf{p}|$ ).

Таким образом, в модели бесспиновый нерелятивистский протон движется в поле рассеивающего центра с потенциалом (5). Этот протон имеет электрическую структуру, не деформируемую при взаимодействии, которая описывается матричным элементом тока свободной частицы:

$$\left. \begin{aligned} (\mathbf{p}, t | j_\mu(\mathbf{x}) | \mathbf{p}', t) &= \exp[i(E - E')t] (\mathbf{p} | j_\mu(\mathbf{x}) | \mathbf{p}'); \\ (\mathbf{p} | j_0(\mathbf{x}) | \mathbf{p}') &= (2\pi)^{-3} \exp[-i\mathbf{q}\mathbf{x}] F(-\mathbf{q}^2); \\ (\mathbf{p} | \mathbf{j}(\mathbf{x}) | \mathbf{p}') &= (2\pi)^{-3} \exp[-i\mathbf{q}\mathbf{x}] [F(-\mathbf{q}^2)/2m] (\mathbf{p} + \mathbf{p}'), \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где  $F(-\mathbf{q}^2)$  — нерелятивистский форм-фактор;  $\mathbf{q} = \mathbf{p} - \mathbf{p}'$ ;  $E = p^2/2m$ ;  $E' = p'^2/2m$ . Заметим, что ограничения б) и в) несущественны для модели. Точное решение существует и при учете спинов, и при конечных массах обеих частиц.

Решения уравнения Шредингера с потенциалом (5) просты и хорошо известны (см., например, работу [50]). Нас будут интересовать решения, в которых волновая функция  $\Psi^{(+)}(k, p)$  описывает рассеяние частицы, имевшей в начальном состоянии (при  $t \rightarrow -\infty$ )

\* Сепарабельный потенциал нелокален, поэтому для частиц, взаимодействии которых описывается этим потенциалом, нельзя ввести локальный оператор сохраняющегося тока. Но для целей данного раздела условие сохранения тока несущественно. Поэтому в рамках модели используется обычный локальный оператор тока. Сохранение тока можно обеспечить, если ввести нелокальную добавку к обычному оператору тока.

импульс  $\mathbf{k}$ . Как известно, такое решение (для  $S$ -состояния) имеет вид:

$$\Psi^{(+)}(k, p) = \delta(k-p) - \frac{2m}{k^2 - p^2 + i0} \frac{f(p) f(k)^*}{B(E+i0)}, \quad (7)$$

где  $E = k^2/2m$ ,

$$B(E \pm i0) = 1 + \int dk' \frac{|f(k'^2)|^2}{E \pm i0 - k'^2/2m}.$$

Легко убедиться непосредственно, что функция (7) удовлетворяет уравнению Шредингера с потенциалом (5). Решение (7) позволяет найти искомый матричный элемент тока:

$$\begin{aligned} \langle k, t | j_\mu(\mathbf{x}) | k', t \rangle &= \exp[i(E - E')t] \times \\ &\times \int d\mathbf{p} \int d\mathbf{p}' \Psi^{(+)}(k, p)^* (\mathbf{p} | j_\mu(\mathbf{x}) | \mathbf{p}') \Psi^{(+)}(k', p'), \end{aligned} \quad (8)$$

где  $E' = k'^2/2m$ . Выражение (8) дает полное решение задачи об электромагнитных свойствах состояний рассеяния. Действительно, пользуясь (8), можно вычислить среднее значение тока  $\bar{j}_\mu(t, \mathbf{x})$  в любой 4-точке для любого начального состояния.

Фурье-образ тока

$$\langle k, t | \tilde{j}_\mu(\mathbf{q}) | k', t \rangle = \int d\mathbf{x} \exp(i\mathbf{q}\mathbf{x}) \langle k, t | j_\mu(\mathbf{x}) | k', t \rangle \quad (9)$$

выражается через форм-фактор  $G(E, E', -q^2)$ :

$$\left. \begin{aligned} \langle k, t | \tilde{j}_0(\mathbf{q}) | k', t \rangle &= \exp[i(E - E')t] G(E, E', -q^2); \\ \langle k, t | \tilde{\mathbf{j}}(\mathbf{q}) | k', t \rangle &= \\ &= \exp[i(E - E')t] G(E, E', -q^2) (\mathbf{k} + \mathbf{k}')/2m. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Для этого форм-фактора из (6)–(9) получается (при  $2m = 1$ ):

$$\begin{aligned} G(E, E', -q^2) &= F(-q^2) \left[ k^2 k'^2 \tilde{\theta}(k, q, k') - \right. \\ &- \frac{k^2 f(k')^*}{B(E'+i0)} \int p'^2 dp' \frac{f(p') \tilde{\theta}(k, q, p')}{k'^2 - p'^2 + i0} - \\ &- \frac{k'^2 f(k)}{B(E-i0)} \int dp p^2 \frac{f(p)^* \tilde{\theta}(p, q, k')}{k^2 - p^2 - i0} + \\ &+ \frac{f(k) f(k')^*}{B(E-i0) B(E'+i0)} \int \frac{p^2 dp f(p)^*}{k^2 - p^2 - i0} \times \\ &\quad \left. \times \int \frac{p'^2 dp' f(p')}{k'^2 - p'^2 + i0} \tilde{\theta}(p, q, p') \right], \end{aligned} \quad (11)$$

где

$$\tilde{\theta}(p, q, p') = \int d\Omega_p \int d\Omega_{p'} \delta^3(\mathbf{q} - \mathbf{p} + \mathbf{p}'). \quad (12)$$

Обозначив слагаемые в правой части (11) соответственно  $G_{00}$ ,  $G_{0i}$ ,  $G_{i0}$ ,  $G_{ii}$ , выражение для форм-фактора можно переписать в виде

$$G(E, E', -q^2) = G_{00}(E, E', -q^2) + G_{0i}(E, E' + i0, -q^2) + G_{i0}(E - i0, E', -q^2) + G_{ii}(E - i0, E' + i0, -q^2). \quad (13)$$

Ниже увидим, что каждое слагаемое имеет ясный физический смысл.

Для существования решения рассеяния на функцию  $f(p^2)$ , определяющую сепарабельный потенциал (5), достаточно наложить некоторые условия гладкости и быстроты спадаения на бесконечности, а для существования связанного состояния эта функция должна еще удовлетворять неравенству [50]

$$2m \int dk' |f(k'^2)|^2 \geq 1.$$

Легко проверить, что волновая функция  $\Psi_d(p)$  связанного состояния имеет вид

$$\Psi_d(p) = \text{const} \frac{f(p^2)}{E_d - p^2/2m}, \quad (14)$$

где  $E_d \leq 0$  — энергия связи, определяемая из уравнения

$$B(E_d) = 1 + \int dk' \frac{|f(k'^2)|^2}{E_d - k'^2/2m} = 0.$$

Пользуясь (14), можно найти решения для матричных элементов тока  $\langle k, t | j_\mu(x) | d, t \rangle$  и  $\langle d, t | j_\mu(x) | d', t \rangle$ , где  $|d, t\rangle$  обозначает связанное состояние. Именно,

$$\left. \begin{aligned} \langle k, t | j_\mu(x) | d, t \rangle &= \exp[i(E - E_d)t] \int d\mathbf{p} \int d\mathbf{p}' \times \\ &\quad \times \Psi^{(+)}(k, p)^*(\mathbf{p} | j_\mu(\mathbf{x}) | \mathbf{p}') \Psi_d(p'); \\ \langle d, t | j_\mu(x) | d', t \rangle &= \int d\mathbf{p} \int d\mathbf{p}' \varphi_d(p) (\mathbf{p} | j_\mu(\mathbf{x}) | \mathbf{p}') \varphi_{d'}(p'). \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Фурье-образы (9) этих матричных элементов по аналогии с (6), (10) выражаются через форм-факторы  $G(E, -q^2)$  и  $G(-q^2)$ :

$$\left. \begin{aligned} \langle k, t | \tilde{j}_0(\mathbf{q}) | d, t \rangle &= \exp[i(E - E_d)t] G(E, -q^2); \\ \langle d, t | \tilde{j}_0(\mathbf{q}) | d', t \rangle &= G(-q^2). \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Из (14)–(16) для этих форм-факторов получаются выражения

$$\left. \begin{aligned} G(E, -q^2) &= F(-q^2) = \text{const} \left[ k^2 \int p'^2 dp' \frac{f(p') \tilde{\theta}(k, q, p')}{E_d - p'^2} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{f(k)}{B(E - i0)} \int \frac{p^2 dp f(p)^*}{k^2 - p^2 - i0} \int \frac{p'^2 dp' f(p')}{E_d - p'^2} \tilde{\theta}(p, q, p') \right]; \\ G(-q^2) &= F(-q^2) (\text{const})^2 \int \frac{p^2 dp f(p)^*}{E_d - p^2/2m} \times \\ &\quad \times \int \frac{p'^2 dp' f(p')}{E_d - p'^2/2m} \tilde{\theta}(p, q, p'). \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Форм-факторы  $G(E, -q^2)$ ,  $G(-q^2)$  не являются независимыми, а выражаются через  $G(E, E', -q^2)$ . Из (11) видно, что слагаемые  $G_{0i}$ ,  $G_{ii}$  имеют полюса по переменной  $E'$  в точке  $E' = E_d$  энергии связанного состояния. Вычеты в этих полюсах пропорциональны соответственно  $G_0$  и  $G_1$ :

$$\left. \begin{aligned} G_0(E, -q^2) &= \text{const} \lim_{E' \rightarrow E_d} (E' - E_d) G_{0i}(E, E' + i0, -q^2); \\ G_1(E - i0, -q^2) &= \text{const} \lim_{E' \rightarrow E_d} (E' - E_d) \times \\ &\quad \times G_{ii}(E - i0, E' + i0, -q^2); \\ G(E, -q^2) &= G_0(E, -q^2) + G_1(E - i0, -q^2). \end{aligned} \right\} (18)$$

Аналогично, форм-факторы  $G_{i0}$ ,  $G_{ii}$  имеют полюса по  $E$  в точке  $E = E_d$ . Вычеты в этих полюсах дают форм-факторы  $G_0(E', -q^2)^*$  и  $G_1(E' + i0, -q^2)^*$ .

Наконец, форм-фактор  $G_1(E - i0, -q^2)$  в свою очередь имеет полюс по переменной  $E$  в той же точке  $E = E_d$ . Вычет в этом полюсе пропорционален форм-фактору связанного состояния  $G(-q^2)$ :

$$G(-q^2) = \text{const} \lim_{E \rightarrow E_d} G_1(E - i0, q^2)(E - E_d). \quad (19)$$

Множитель пропорциональности можно выразить через константу связи протон — нейтрон — дейтрон. Для ее определения необходимо аналитическое продолжение  $npd$ -вершины в точку полюса. Мы не хотим рассматривать матричные элементы в нефизической области и поэтому определим множитель пропорциональности из условия нормировки на единицу зарядового форм-фактора при  $q^2 = 0$ .

Форм-фактор  $G(-q^2)$  можно рассматривать как аналитическую функцию от переменной  $t = -q^2$ . По этой переменной форм-фактор имеет в точке  $t = 16 M\varepsilon$  ( $\varepsilon = -E_d$ ) действительной оси известную особенность логарифмического типа, называемую аномальным порогом.

Подытожим теперь те свойства нашей модели, которые имеют общий характер и тем самым должны отражаться в любой реалистичной теории. Первое общее свойство — разделение форм-фактора  $G(E, E', t)$  на четыре слагаемых (13). Это разделение соответствует представлению общей диаграммы матричного элемента  $\langle pn | j_\mu(x) | pn \rangle$  в виде графической суммы, представленной на рис. 4, где для краткости опущены очевидного вида слагаемые, отражающие электромагнитную структуру нейтрона. Необходимо заметить, что диаграммы на рис. 4 носят символический характер и не интерпретируются с помощью правил Фейнмана. Эти диаграммы близки скорее к тем, которые используются в дисперсионной теории для изображения мнимых частей амплитуд.

Второе общее свойство модели — наличие одночастичных полюсов у форм-факторов. В релятивистской теории форм-факторы  $G_{0i}(s, s', t)$ ,  $G_{ii}(s, s', t)$  имеют полюсы по  $s'$  в точке  $M_d^2$  с вычетами, пропорциональными соответственно  $G_0(s, t)$ ,  $G_1(s, t)$ ; форм-факторы  $G_{i0}(s, s', t)$  и  $G_{ii}(s, s', t)$  имеют в той же точке  $M_d^2$  полюсы по  $s$  с вычетами, пропорциональными  $G_0(s', t)$  \* и  $G_1(s', t)$  \*;

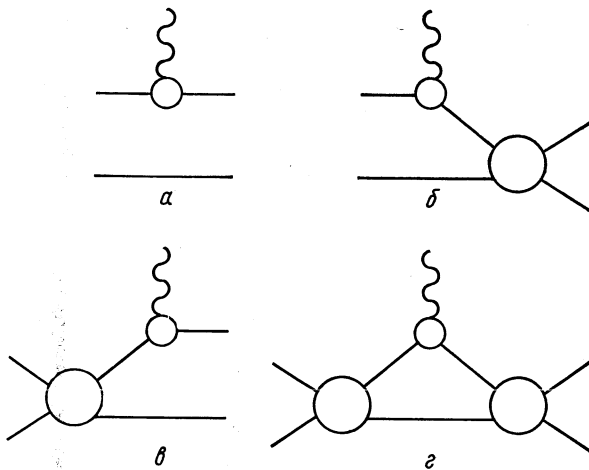


Рис. 4. Графическое представление матричного элемента  $\langle np | j_\mu(x) | np \rangle$ .

форм-фактор  $G_1(s, t)$  имеет при  $s = M_d^2$  полюс с вычетом, пропорциональным дейтону форм-фактору  $G_d(t)$ . Так,

$$G_d(t) = \text{const} \lim_{s \rightarrow M_d^2} G_1(s, t) (s - M_d^2) \quad (20)$$

и т. д. Отсюда следует, что для единого расчета упругого  $ed$ -рассеяния и процесса электрорасщепления достаточно определить матричный элемент тока  $np$ -системы.

Третье общее свойство — в реальном дейтоне форм-фактор  $G(t)$  имеет аномальный порог, от которого идет аномальный разрез, являющийся доминирующим в том смысле, что количественно форм-фактор с большой точностью выражается (интегральным образом) через скачок на этом разрезе

Перечисленные выше свойства являются очень общими, поскольку они прямо следуют из пространственно-временной картины рассматриваемых процессов [51, 52]. Существование этих свойств получено в диаграммном подходе [53], в теории взаимодействия частиц в конечном состоянии (см. разд. 7) и др.

Следует, однако, отметить, что соответствующие строгие аксиоматические доказательства не получены из-за двух серьезных трудностей: во-первых, аксиоматические методы плохо приспособлены к рассмотрению процессов с участием частиц нулевой массы; во-вторых, в аксиоматической теории до сих пор нет строгого определения in- и out-базисов (т. е. нет конструкции типа Хаага — Рюэля) для композитных состояний рассеяния двух частиц с фиксированным относительным орбитальным моментом. Несмотря на это, существование отмеченных общих свойств мало у кого вызывает сомнения.

#### 4. МЕТОДЫ РАСЧЕТА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ФОРМ-ФАКТОРОВ ДЕЙТОНА

Первые<sup>1</sup> расчеты электромагнитных форм-факторов дейтона проводились с использованием нерелятивистских волновых функций [54—56]. Несмотря на отдельные успехи других подходов, этот метод до настоящего времени является единственным, дающим в какой-то степени приемлемые количественные результаты при всех достигнутых в экспериментах значениях переданных импульсов. Однако рассмотрение электромагнитных свойств дейтона с помощью нерелятивистской волновой функции наталкивается на целый ряд принципиальных трудностей. Поэтому использование такого метода при больших  $q^2$ , когда релятивистские поправки велики, вызвано единственно отсутствием других количественных методов.

Нерелятивистские волновые функции дейтона, которые применяются для вычисления форм-факторов, находятся как решения уравнения Шредингера с различными нуклон-нуклонными потенциалами. Реалистические потенциалы, как правило, содержат много параметров, которые подгоняют теоретические предсказания под экспериментальные результаты по нуклон-нуклонному рассеянию. Для расчета форм-факторов наиболее часто используются волновые функции Хамады — Джонстона [57], Фешбаха — Ломона [58], Макги [59], Хьюлтена [60].

Серьезная трудность рассматриваемого подхода заключается в том, что невозможно описать количественно магнитный момент дейтона. Чтобы проиллюстрировать это, приведем таблицу [21] результатов расчета магнитного и квадрупольного моментов с различными моделями потенциалов. Видно, что не удается получить совпадений с экспериментальными значениями магнитного момента при хороших значениях квадрупольного. Принято считать, что выход из создавшегося положения даст учет релятивистских поправок и обменных мезонных токов. К указанным трудностям нерелятивистского подхода следует добавить еще сильную зависимость от выбора потенциала, особенно при больших  $q^2$  (см., например,

рис. 2), сложность использования одной и той же потенциальной модели для описания двух близких процессов — упругого и неупругого  $ed$ -рассеяния, тесная связь которых была показана в разд. 3.

Таблица свойств различных нуклон-нуклонных потенциалов

Потенциал	Процент $D$ -состояния	Магнитный момент	Квадрупольный момент, ферми <sup>-2</sup>	Радиус кора или граничного условия, ферми <sup>-2</sup>
Хамада — Джонстон	6,96	0,840	0,281	0,485
Брессел	6,49	0,842	0,281	0,686
Фешбах — Ломон	4,31	0,854	0,268	0,734
Бете — Рейд (тв. кор)	6,50	0,842	0,277	0,548
Бете — Рейд (мягк. кор)	6,47	0,842	0,280	0,057
Хюльтен (без кора)	4,00	0,856	0,271	0,000
Хюльтен	4,00	0,856	0,271	0,432
Хюльтен	4,00	0,856	0,271	0,561
Эксперимент	...	0,85741 ± ±0,00008	0,282 ± ±0,002	...

Трудности расчетов с нерелятивистскими волновыми функциями стимулировали развитие других способов описания электромагнитной структуры дейтона. Один из таких подходов — дисперсионный. В его основе лежит допущение о том, что электромагнитные форм-факторы дейтона удовлетворяют дисперсионному соотношению по квадрату переданного импульса  $t$ , которое, например, для зарядового форм-фактора дейтона имеет вид [61]

$$G_C^d = \frac{1}{\pi} \int_{T^2}^{\infty} \frac{\text{Im } G_C^d(t')}{t' - t} dt, \quad (24)$$

где  $T^2$  — пороговое значение. Основной вклад в (24) дают диаграммы, имеющие наименьшее  $T^2$ . Как уже отмечалось в разд. 3, ближайшая сингулярность в дейтонном форм-факторе — аномальный порог, который и определяет величину  $T^2$ . Эта особенность появляется от диаграмм, содержащих двукулонные промежуточные состояния (рис. 5, а). Подробное обсуждение его свойств можно найти, например, в работах [62, 63]. Здесь только отметим, что положение этого порога зависит от определенных комбинаций переменных, описывающих диаграмму с аномальными сингулярностями, в отличие от нормального порога, который определяется только массой открывающегося канала. Для диаграммы рис. 5, а в пределе малых энергий связи дейтона  $\varepsilon$  порог  $T^2 = 16M\varepsilon = 16\alpha^2 < 4m_\pi^2$ .

Простейшая диаграмма с аномальным порогом, дающая вклад в мнимую часть (24), имеет вид, приведенный на рис. 5, б. Заменяя  $npd$ -вершину {константой  $\Gamma_0$ , получаем для мнимой части  $\text{Im } G_C^d$



следующее выражение:

$$\text{Im } G_C^{d(\Delta)}(t) = \frac{\Gamma_0^2 f_N(t)}{\sqrt{t(1-t/4M_d^2)}}. \quad (22)$$

Здесь  $f_N(t)$  обозначает зарядовый форм-фактор нуклона, символ  $\Delta$  означает вычисление в приближении треугольной диаграммы рис. 5, б. (Далее несущественные числовые множители будут опускаться.) Напомним, что в физической области рассеяния  $t < 0$ . Из (22) ясно, что интегрирование в (21) необходимо обрезать при  $t' \leq 4M_d^2$ , иначе будет утрачена эрмитовость тока;  $G_C^a$  слабо зависит от выбора параметра обрезания. Это ясно из следующего рассуждения. Если записать дисперсионное соотношение с одним

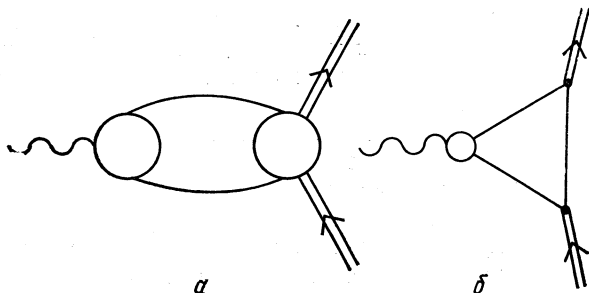


Рис. 5. Диаграммы  $\langle d | j_\mu | d \rangle$ , содержащие нуклон-нуклонное промежуточное состояние. Двойная линия означает дейтон.

вычитанием (как это обычно и делается для зарядового форм-фактора), то при  $\varepsilon \rightarrow 0$  интеграл (21) с  $\text{Im } G_C^a(t')$  из (22) будет расходиться на нижнем пределе, т. е. при малых  $\varepsilon$  доминирует вклад от малой области интегрирования вблизи нижнего предела. Соображения соответствия с шредингеровским подходом дают для параметра обрезания именно максимальное значение  $t' = 4M_d^2$ . В этом случае имеем

$$\begin{aligned} G_C^{d(\Delta)} &= \int_{16\alpha^2}^{4M_d^2} \frac{dt'}{(t'-t)\sqrt{t'(1-t'/4M_d^2)}} = \\ &= \frac{1}{(1-t/4M_d^2)} \left[ \frac{\sqrt{1-t/4M_d^2}}{\sqrt{-t/4\alpha}} \arctg \frac{\sqrt{-t/4\alpha}}{\sqrt{1-t/4M_d^2}} \right]. \end{aligned} \quad (23)$$

В нерелятивистском пределе ( $t/4M_d^2 \approx 0$ ,  $\sqrt{-t} \rightarrow |q|$ ) выражение (23) воспроизводит [64] результаты теории Бете — Пайерлса

$$[G_C^{d(\Delta)}(q^2)]_{\text{нерел}} = (4\alpha/|q|) \arctg(|q|/4\alpha). \quad (24)$$

При малых  $t$  (23) и (24) практически не отличаются друг от друга.

До сих пор мы не учитывали спины нуклонов и дейтона. К сожалению, при переходе к спиновому случаю простота и ясность картины нарушаются. В этом случае (22) заменяется на  $\text{Im } G_C^{d(\Delta)}(t) = -t^2 \Gamma_0^2 f_N(t) / \sqrt{t(1 - t/4M_d^2)}$ . Теперь при вычислении дисперсионного интеграла (21) вклад области при малых  $t'$  стремится к нулю. Таким образом, приведенные выше рассуждения теряют силу и значение интеграла существенно зависит от параметра обрезания. Кроме того, можно показать, что при более последовательном учете вершинной функции  $\text{pr}d$  множитель  $(1 - t/4M_d^2)^{-1/2}$  исчезает и интеграл расходится на верхнем пределе. Итак, в спиновом случае нельзя ограничиться вычислением вклада только одной ближайшей по массе диаграммы, содержащей аномальный порог (треугольной диаграммы, приведенной на рис. 5, б). Необходимо привлекать диаграммы с более высокими порогами.

Итак, дисперсионный метод в применении к описанию электромагнитной структуры дейтона оказывается весьма сложным и к тому же дающим количественное согласие только при малых переданных импульсах. Он четко демонстрирует важность сингулярной структуры фейнмановских диаграмм. Однако свойства дисперсионного метода таковы, что он стремится перемешать внутреннюю структуру взаимодействующих частиц, т. е. дейтонные волновые функции и нуклонные форм-факторы, в общий дейтонный ток, что резко усложняет дело. Приходится согласиться с оценкой этого подхода, данной в работе [2]: «Ряд авторов (Джонс [65], Гросс [66, 67], Натолл [68]) пытались улучшить эти вычисления [т. е. вычисления с помощью нерелятивистской волновой функции (а в т)], пользуясь для описания структуры дейтона дисперсионными соотношениями. В настоящее время результаты работ этих авторов пригодны только для примерной оценки тех погрешностей, которыми страдает нерелятивистский подход, но ими еще нельзя пользоваться для точных численных расчетов».

Целый ряд попыток улучшить описание электромагнитной структуры дейтона связан с релятивистским обобщением понятия волновой функции. Не имея возможности подробно разобрать все эти подходы, ограничимся только краткой сводкой результатов. Исходным моментом является использование для нахождения волновой функции уравнения типа Бете — Солпитера. Релятивистские поправки ищутся, как правило, к импульсному приближению. Относительно релятивистской волновой функции приходится делать какие-то упрощающие предположения. Так, в работе [69] они находятся из одновременного решения уравнения Бете — Солпитера с ядром сепарабельного вида типа нерелятивистского потенциала Ямагучи. При этом, естественно, трудно установить надежность количественных оценок релятивистских поправок.

Квазипотенциальные уравнения применялись для расчета релятивистских поправок к магнитному моменту  $S$ -волнового дейтона [70]. (Обсуждение возможности этого подхода для описания связанных состояний, прежде всего водородоподобных атомов, дано в работе [71].)

Метод вычисления релятивистских поправок к импульсному приближению, развиваемый в работах Гросса [72, 73], получил наибольшую известность, главным образом, в связи с его удачным использованием для нахождения  $G_{En}$  при малых переданных импульсах [72] (см. разд. 6). Гросс, исходя из релятивистской волновой функции Бете — Солпитера, показал, что с точностью до  $(v/c)^2 = q^2/4M^2$  волновая функция дейтона в бесспиновом случае [73]:

$$\Psi_d(p) = (1 - d^2/16M^2) \Psi_0 [p^2 - \Delta(p, d)],$$

где  $\Delta(p, d) = M^{-2} [(p \cdot d)^2 - 2(p \cdot d)(p^2 + \alpha^2)]/4$ ;  $p$  — импульс относительного движения;  $d$  — полный 3-импульс дейтона;  $\Psi_0(p)$  — обычная нерелятивистская волновая функция в системе покоя дейтона. Отсюда, проводя разложение в ряд Тейлора по  $(v/c)^2$ , можно получить поправки к волновой функции. Детали описания в спиновом случае даны в работах [67, 72].

До сих пор учитывались только двухчастичные  $n\bar{p}$ - и  $eN$ -взаимодействия, т. е. ограничивались рамками импульсного приближения. Остановимся теперь на поправках, которые выходят за рамки этого приближения. Именно, попытаемся учесть вклад тройных сил в  $e\bar{d}$ -рассеяние. Типичным примером таких сил являются так называемые обменные мезонные токи (ОМТ).

Попытка оценить вклад ОМТ в электромагнитные форм-факторы дейтона была сделана в работах [74—77]. В работе [74] была вычислена простейшая диаграмма, приведенная на рис. 6, б (вклад диаграммы рис. 6, а равен нулю, так как дейтон представляет собой изоскаляр), причем два пиона заменялись  $\rho$ -мезоном. Результаты можно представить в виде аддитивных добавок к дейтонным форм-факторам; они имеют вид (см., например, работу [21]):

$$\Delta G_C^d(q) = -(8/3) \eta C' I_1(q);$$

$$\Delta G_Q^d(q) = (M_d/M) C I_1(q);$$

$$\Delta G_{\text{mag}}^d(q) = (3/2 \sqrt{2}) [2 \sqrt{8/9} C' I_1(q) + C' I_2(q) + C I_3(q)],$$

где  $I_1(q)$ ,  $I_2(q)$  и  $I_3(q)$  — интегралы, зависящие от дейтонных волновых функций; константы  $C$  и  $C'$  связаны с константами взаимодействия соотношениями

$$C = -3G_{\rho\pi\gamma}a/(16m_\rho e); \quad C' = -3G_{\rho\pi\gamma}a/(16m_\rho e).$$

Здесь  $G^2/4\pi = 14$  — пион-нуклонная константа взаимодействия;  $e$  — заряд электрона;  $m_\rho$  — масса  $\rho$ -мезона;  $a = G_{E\nu}(0) = 1/2$ ;

$b = G_{M_D}(0) = 2,35$  константы  $\rho$ -нуклонного взаимодействия. Для электрического рассеяния при  $q^2 < 10$  ферми<sup>-2</sup> поправки от мезонных токов дают малый вклад. Основной интерес представляет  $\Delta G_{\text{mag}}$ , поскольку эта добавка позволяет исправить теоретическое значение магнитного момента дейтона, сохранив при этом правильное значение примеси  $D$ -волны —  $P_D \approx 7\%$ .

В недавней работе [77] была рассмотрена поправка к дейтонным форм-факторам от процессов типа глауберовской модели двойного рассеяния: виртуальный фотон превращается в  $\omega$ -мезон, который

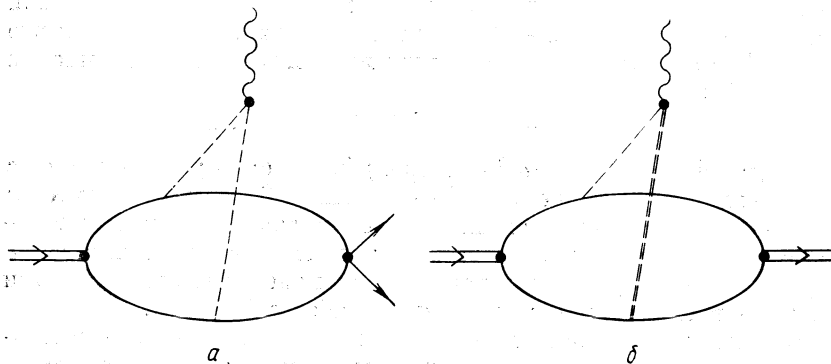


Рис. 6. Диаграммы с наименьшей массой промежуточных частиц, обусловленные обменными мезонными токами:

$a$  — вклад в электрорасщепление дейтона;  $b$  — в упругое  $ed$ -рассеяние; — — — —  $\omega$ -мезон; = = = =  $\rho$ -мезон.

рассеивается на одном нуклоне и поглощается другим нуклоном. При рассеянии  $\omega$  может также трансформироваться в  $\rho$ -мезон. Магнитный момент в этой модели подгоняется выбором соответствующего значения одного из параметров, входящих в теорию.

В целом вопрос о поправках к форм-факторам дейтона, происходящих от ОМТ, находится в несколько запутанном состоянии. Результаты расчета сильно зависят от значений констант взаимодействий, не ясен даже знак, который имеют эти поправки, а также насколько велик вклад неучитываемых диаграмм. Проблема ОМТ нуждается в дальнейшем изучении.

## 5. ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРОРАСЩЕПЛЕНИЯ ДЕЙТОНА

Вопрос о теоретическом описании электрорасщепления дейтона нельзя считать исчерпанным, несмотря на большое число посвященных ему работ. Фактически в настоящее время в расчетах сечения  $e + d \rightarrow e + n + p$  присутствуют даже большие неопределенности, чем в расчетах процесса  $e + d \rightarrow e + d$ . Из разд. 3

следует, что для описания процесса электрорасщепления дейтона необходимо определить вклад диаграмм, приведенных на рис. 7, т. е. определить форм-факторы  $G_{10}$  и  $G_{11}$ . Это значит, что необходимо определить амплитуду электрорасщепления в борновском приближении и учесть вклад взаимодействия в конечном состоянии (ВКС). В настоящее время для вычисления борновской амплитуды применяются методы волновых функций или дисперсионных соотношений. Вклад взаимодействия в конечном состоянии учитывается методом искаженных волн или с помощью уравнения Мухелишвили — Омнеса. Обсудим вначале нерелятивистский подход, поскольку именно в этом формализме было выполнено наибольшее число работ и получены основные практические результаты. В принципе возможно, решив уравнения Шредингера как для

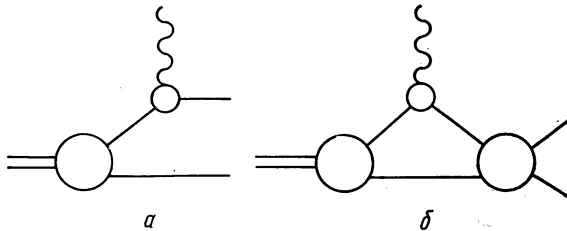


Рис. 7. Графическое представление матричного элемента  $\langle np | j_\mu | d \rangle$ .

дейтона, так и для несвязанной  $np$ -системы с одним и тем же нейтрон-протонным потенциалом, описать электрорасщепление дейтона при тех же допущениях, что и упругое электрон-дейтонное рассеяние (см., например, работы [78, 79]). Однако для сколь угодно реалистического  $np$ -потенциала уравнение Шредингера решается лишь численно и реализация этой программы сильно усложнила бы задачу. Поэтому, как правило, находят только волновую функцию дейтона, а взаимодействие в конечном состоянии учитывают лишь приближенно и при дополнительных предположениях [80]. Отметим здесь же общую для всех расчетов техническую сложность, связанную с необходимостью учесть большое число парциальных волн по относительному движению разлетающихся нуклонов. Это обстоятельство существенно увеличивает громоздкость расчетов электрорасщепления.

В большинстве теоретических работ сечение электрорасщепления дейтона рассчитывается в области квазиупругого пика. Это обстоятельство не случайно и связано с тем, что в этой области возможны многие упрощения в расчетах.

Ввиду «рыхлости» дейтона в первом приближении можно считать, что электрон в реакции  $e + d \rightarrow e + n + p$  рассеивается

независимо на протоне и нейтроне [80]:

$$(d\sigma/d\Omega)_{\text{неупр}} = (d\sigma/d\Omega)_p + (d\sigma/d\Omega)_n. \quad (25)$$

Это приводит к тому, что в спектре  $d^2\sigma/d\Omega_e dE'_e$  появляется большой квазиупругий пик при энергии конечного электрона, соответствующей рассеянию на свободном нуклоне [80]:

$$(E'_e)_{\text{реак}} = \frac{E_e - \varepsilon}{1 + (2E_e/M) \sin^2 \theta_e/2}.$$

Учет взаимодействия нуклонов в дейтоне, т. е. их относительного движения, приводит к «размазыванию» пика. В области квазиупругого пика сечение примерно на порядок больше, чем вне его. В этой области относительная энергия нуклонов  $\omega$  в их с. ц. и. велика (отношение  $\omega/M$  не мало), и ВКС играет небольшую роль (изменяет сечение примерно на 10%). Это обстоятельство существенно упрощает многие теоретические расчеты.

С учетом этих замечаний рассмотрим прежде всего методы расчета борновской амплитуды, а ВКС обсудим позднее. Предметом нашего обсуждения будут попытки чисто дисперсионного расчета борновской амплитуды (см. рис. 7, а).

Наиболее последовательная попытка создать дисперсионную теорию электрорасщепления дейтона содержится в работе [81]. В основе метода [81] лежит постулируемое дисперсионное представление Мандельстама для матрицы тока перехода  $\langle np | j_\mu | d \rangle$ . Однако, как отмечают авторы работы [81], полное вычисление двойной спектральной функции «находится в настоящее время за пределами человеческих возможностей». Поэтому необходимо воспользоваться идеологией ближайших особенностей. В работе [81] были учтены полюсные члены по трем мандельстамовским переменным, однократные дисперсионные члены и для градиентной инвариантности — частично вклад двойного дисперсионного представления (рис. 8).

При расчете необходимо знать  $npd$ -вершину вне массовой оболочки [82]. Эта вершина определяется из условия наилучшего согласия теоретического и экспериментального сечений фоторасщепления дейтона [81]. Ее можно также определить [83] из условия согласия дисперсионной теории в нерелятивистском пределе со предингеровской теорией.

Существуют интересные работы [84], в которых  $npd$ -вершина вычисляется дисперсионным методом с помощью учета низших (по теории возмущений) диаграмм  $np$ -взаимодействия (учитывается обмен одним, двумя, тремя  $\pi$ -мезонами). Насколько нам известно, для подробных численных расчетов процесса  $e + d \rightarrow e + n + p$  эти работы, к сожалению, не использовались.

Чтобы учесть ВКС, необходимо провести парциальное разложение амплитуды. В области квазиупругого пика, где параметр  $\omega/M$

не мал, это разложение сходится медленно, что делает расчет очень громоздким. Существенное упрощение достигается из-за того, что ВКС сильно только при малых  $l$ . Поэтому в работе [81] ВКС учтено лишь для низких парциальных волн (в приближении

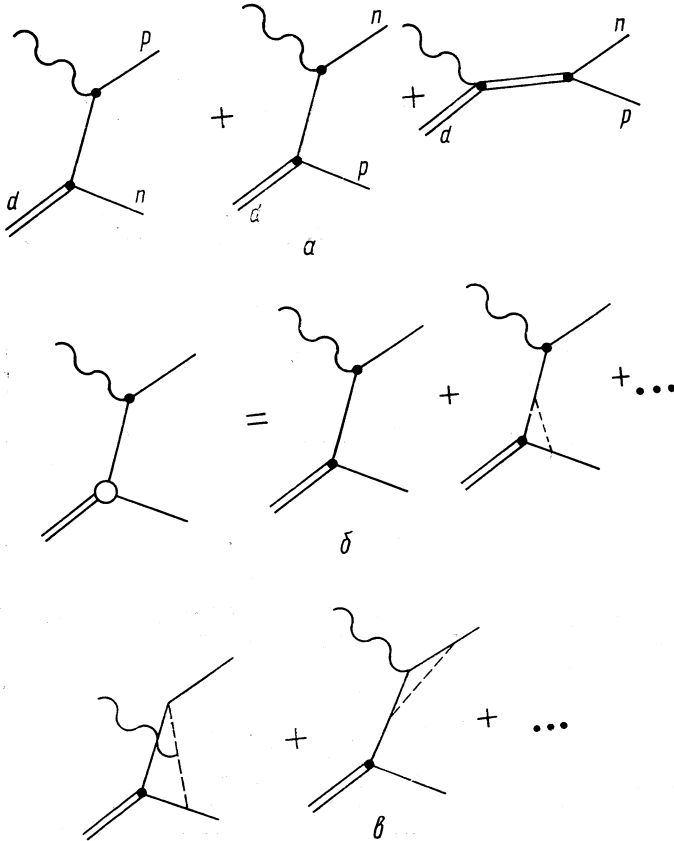


Рис. 8. Дисперсионное представление Мандельштама для тока перехода  $\langle nr | j_\mu | d \rangle$ . Представлены диаграммы, дающие вклад в полюсные члены представления  $a$ , однократные дисперсионные члены  $b$ , а также частично в члены двойного дисперсионного представления  $\epsilon$  (см., например, работу [81]).

невозмущающих каналов), а остальные амплитуды берутся в борновском приближении.

Наилучшим методом учета ВКС является метод, основанный на уравнении Мухелишвили — Омнеса [85]. Преимущества этого подхода сводятся к следующему: 1) последовательный релятивизм;

2) отсутствие модельных допущений. Изложим наиболее простой, не обремененный техническими деталями вариант этого метода.

Пусть  $k$  — относительный импульс нуклонов в с. ц. и. Матричный элемент перехода  $\langle np | j | d \rangle = M(k) = B(k) + N(k)$  в состоянии с фиксированным орбитальным моментом в конечном состоянии согласно теореме Ватсона имеет вид:  $M_l = |M_l| \times \exp(i\delta_l)$ , где  $\delta_l(k)$  — фаза  $n - p$ -рассеяния;  $B(k)$  — борновский матричный элемент. Предполагается, что  $N(k)$  аналитичен во всей верхней полуплоскости по переменной  $k^*$ . Тогда дисперсионное представление для  $N(k)$  приводит к уравнению типа Мухелишвили — Омнеса [81, 85]:

$$M(k) = B(k) + \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{M(k') \exp[-i\delta(k')] \sin \delta(k') dk'^2}{k'^2 - k^2 - i\epsilon}, \quad (26)$$

решение которого имеет вид ( $\omega = k^2$ ):

$$\left. \begin{aligned} M(\omega) = \exp[i\rho(\omega)] \left\{ B(\omega) \cos \delta(\omega) + \right. \\ \left. + (1/\pi) \exp[\rho(\omega)] \int_0^{\infty} \frac{B(\omega') \sin \delta(\omega') \exp[-\rho(\omega')] d\omega'}{\omega' - \omega} \right\}, \\ \rho(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\delta(\omega') d\omega'}{\omega' - \omega}. \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

Формула (27) решает поставленную задачу — учесть двухчастичное ВКС через борновскую амплитуду и известную из эксперимента фазу  $n - p$ -рассеяния.

Изложенная выше процедура применялась в работе [81] для расчета сечения электрорасщепления дейтона в достаточно широкой кинематической области. Типичный результат приведен на рис. 9. Согласие теории с экспериментом хорошее.

В ядерной физике доказана теорема Зигерта [81, 87], согласно которой вклад ОМТ в зарядовые мультипольные  $QJ$ -переходы сильно подавлен. Поэтому проблему вклада ОМТ в структуру дейтона лучше всего изучать в магнитных мультипольных  $MJ$ -переходах, для чего необходимо получить сечение  $e + d \rightarrow e + n + p$  при  $\theta_e = 180^\circ$ .

Впервые вопрос об экспериментальном определении точного вклада ОМТ при малых энергиях и переданных импульсах был четко поставлен в работе [88]. Идея решения состоит в том, что отклонение наблюдаемого в эксперименте при  $\theta_e = \pi$  сечения от

\* При квантовых числах конечного состояния, совпадающих с дейтонами,  $N(k)$  имеет полюс в этой полуплоскости, что приводит к небольшому изменению вида формул работы [86].



рассчитанного по формулам релятивистского импульсного приближения как раз и дает величину этого вклада.

Обратимся теперь к попыткам теоретического расчета вклада ОМТ. Полученные после 1966 г. результаты таковы. Поскольку дейтон — слабо связанная система, то для расчета вклада ОМТ в электрорасщепление дейтона (как и в упругое  $ed$ -рассеяние) достаточно учесть лишь низшие фейнмановские диаграммы. Такой

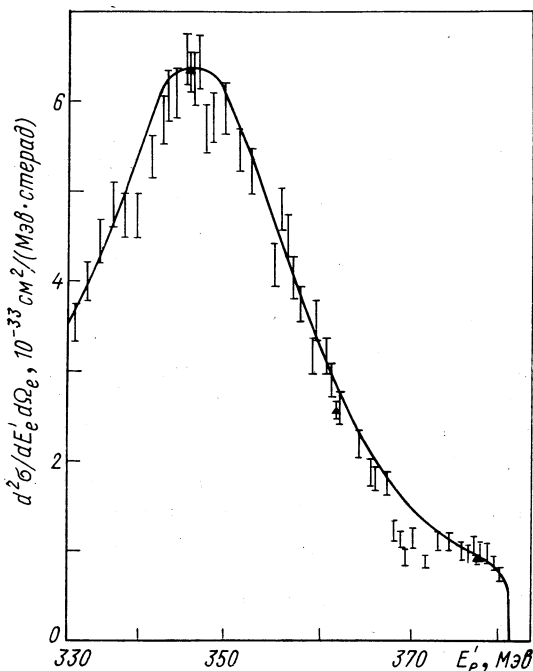


Рис. 9. Сечение электрорасщепления дейтона по теории Ренара и др. [81].

расчет был проведен в работах [78, 79]. В отличие от упругого  $ed$ -рассеяния, здесь основной вклад дает диаграмма двухпионного обменного тока (см. рис. 6,  $a$ ). В расчете [78] дейтон и конечная  $np$ -система описываются с помощью волновых функций потенциала Хамады — Джонстона. Кроме вклада ( $\pi\pi$ )-тока были также вычислены вклады следующих диаграмм: ( $\omega\pi$ )-, ( $\rho\eta$ )- и ( $\rho\rho$ )-токов. Как и следовало ожидать, эти вклады оказались на порядок меньше вклада ( $\pi\pi$ )-тока. Однако в работе [78] были допущены ошибки при сложении парциальных  $S$ - и  $D$ -состояний дейтона. Поэтому сделанные в работе [78] выводы о малости вклада ОМТ и  $D$ -состояния дейтона в сечение при больших  $q^2$  ( $5 \div 10$  ферми $^{-2}$ )

и о наличии существенного расхождения между теорией и экспериментом неправильны.

Расчеты, недавно проделанные в работе [79], дали практически те же парциальные амплитуды, что и в работе [78]. Но в работе [79] исправлены погрешности работы [78] в суммировании амплитуд. Результаты этих расчетов таковы: а) при  $q^2 > 5$  ферми<sup>-2</sup> вклад двухпионной диаграммы ОМТ доминирует в сечении  $d^2\sigma/d\Omega_e dE'_e |_{\theta_e=\pi}$ ; б) при  $q^2 = 5 \div 10$  ферми<sup>-2</sup> рассчитанное сечение хорошо согласуется с экспериментальным.

## 6. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ФОРМ-ФАКТОРЫ НЕЙТРОНА

Нейтрон является фундаментальной частицей, и поэтому исследование всех, в том числе электромагнитных его свойств представляет несомненный интерес. К сожалению, экспериментальное изучение электромагнитной структуры нейтрона существенно затруднено отсутствием нейтронных мишеней. Один из путей обхода этой трудности состоит в том, чтобы поменять ролями электрон и нейтрон в  $en$ -столкновениях, т. е. рассеивать нейтроны на электронах атомов. Другой путь — попытаться определить  $en$ -рассеяние по его вкладу в  $ed$ -рассеяние. Этот подход носит смешанный экспериментально-теоретический характер, поскольку из результатов измерения сечений  $ed$ -рассеяния необходимо «вычлесть» присутствие протона.

Взаимодействие тепловых нейтронов с электронами атомов обсуждено в работах [89, 90], и далее мы не будем касаться этих вопросов. Остановимся на проблеме извлечения нейтронных форм-факторов из данных по  $ed$ -рассеянию.

Информацию о нейтронных форм-факторах в области  $0 < q^2 \leq 25$  ферми<sup>-2</sup> можно получить из данных по упругому  $ed$ -рассеянию. В сечении упругого  $ed$ -рассеяния дают вклад только изоскалярные форм-факторы нуклона, т. е. величины  $(G_{Ep} + G_{En})$ ,  $(G_{Mp} + G_{Mn})$ . Форм-факторы  $G_{Ep}$ ,  $G_{Mp}$  известны из экспериментов по  $ep$ -рассеянию. При определении  $G_{En}$  по разности  $[(G_{Ep} + G_{En}) - G_{Ep}]$  абсолютные погрешности измерения  $(G_{Ep} + G_{En})$  и  $G_{Ep}$  складываются. Поскольку форм-фактор  $G_{En}$  близок к нулю, это приводит к большим относительным погрешностям в его значении. Таким образом, для определения  $G_{En}$  необходимо очень точно найти величины  $G_{Es}$  и  $G_{Ep}$ . Очевидно, мы не сталкиваемся с такой проблемой при определении  $G_{Mn}$ , поскольку этот форм-фактор по абсолютной величине близок к  $G_{Mp}$ . Поэтому извлечение  $G_{Mn}$  из  $G_{mag}^d$  можно провести с большей степенью уверенности, чем извлечение  $G_{En}$  из  $A(q^2)^*$ .

\* См., однако, разд. 4, 5, где указано, что ОМТ могут давать существенный вклад в поперечную часть сечения и в  $G_{mag}^d$ ; это ведет к систематическим погрешностям в определении  $G_{Mn}$ .

Определение  $G_{En}$  при малых  $q^2$  облегчается тем, что в этом случае (например, при  $q^2 \ll 1$  ферми<sup>-2</sup>) вклад  $G_G^d(q^2)$ ,  $G_{\text{mag}}^d(q^2)$  в  $A(q^2)$  мал. Поэтому измерение отношения сечений  $ep$ - и  $ed$ -рассеяния в этом случае есть измерение отношений  $A(q^2)/G_{Ep}^2(q^2) = [G_C^d(q^2)]^2/G_{Ep}^2(q^2)$ , т. е. измерение

$$\frac{G_C^d}{G_{Ep}} = \frac{G_{En} + G_{Ep}}{G_{Ep}} \left(1 - \frac{q^2}{8M^2}\right) C_E(q^2),$$

где  $C_E$  — зарядовая структурная функция дейтона (см., например, работу [21]), а множитель  $(1 - q^2/8M^2)$  учитывает релятивистские поправки согласно работе [73].

Долгое время существовало противоречие между результатами непосредственных измерений величины наклона  $dG_{En}(q^2)/dq^2$  при  $q^2 = 0$  в экспериментах по  $en$ -рассеянию, которые дают  $G_{En}(0) = (0,0189 \pm 0,0004)$  ферми<sup>+2</sup> [90], и тем фактом, что извлеченный из дейтонных форм-факторов  $G_{En}$  в среднем равен нулю. Причина этого расхождения состоит в том, что для извлечения  $G_{En}$  необходимо точное определение структурной функции, учитывающее, в частности, релятивистские поправки. В работе [73] (см. также [91]) было показано, что учет релятивистских поправок в  $C_E$  при описании дейтона волновой функцией Фешбаха — Ломона устраняет указанное противоречие.

Определение  $G_{En}$  по форм-факторам дейтона при  $1$  ферми<sup>-2</sup>  $\leq q^2 \leq 20$  ферми<sup>-2</sup> содержится, например, в работе [20], где приведены ссылки на более ранние работы. При анализе экспериментальных значений величины  $A(q^2)$  предполагалось, что  $G_{Mn} = \mu_n G_{Ep}$ . Поэтому в  $A(q^2)$  неизвестными величинами являются (кроме  $G_{En}$ ) структурные функции, для вычисления которых использовались различные потенциалы. Релятивистские поправки учитывались согласно работе [72]. Величина  $G_{En}$  зависит от выбора потенциала  $np$ -взаимодействия. Так, было найдено, что  $G_{En}$  хорошо описывается соотношением  $G_{En} = -\mu_n \tau G_{Ep} / (1 + p\tau)$ ;  $\tau = q^2/4M^2$ , где  $p = 5,6$  для потенциала Фешбаха — Ломона и  $p = 10,7$  для потенциала Хамада — Джонстона (рис. 10). Из рис. 11 видно, что выбор различных значений для  $G_{En}$  от  $(-0,05)$  до  $(+0,05)$  дает такой же разброс величины  $A(q^2)$ , что и выбор различных потенциалов (см. рис. 2).

При  $q^2 \gtrsim 30$  ферми<sup>-2</sup> измерение сечений упругого  $ed$ -рассеяния становится очень сложным. Основной источник информации о нейтронных форм-факторах при таких  $q^2$  — эксперименты по электрорасщеплению дейтона. Методы извлечения нейтронных форм-факторов из данных по электрорасщеплению дейтона подробно изложены в работе [81]. Приведем три таких метода: 1) метод площадей; 2) метод квазиупругого пика; 3) метод совместной регистрации электрона и нуклона.

Первый метод состоит в вычислении  $(d\sigma/d\Omega_e)_n$  по формуле (25). Ясно, что этот метод по существу является приближенным, поскольку не учитывает  $np$ -взаимодействия. Однако он привлекателен своей простотой, а также тем обстоятельством, что в эксперименте не требуется высокого разрешения по энергии конечного электрона, т. е. для обработки по методу площадей пригодны результаты не очень точных экспериментов. Метод площадей позволяет вычислять форм-факторы нейтрона на 20%-ном уровне точности.

Во втором методе сечение электрорасщепления дейтона  $d^2\sigma/d\Omega_e dE'_e$  измеряется в области квазиупругого пика (см. разд. 5).

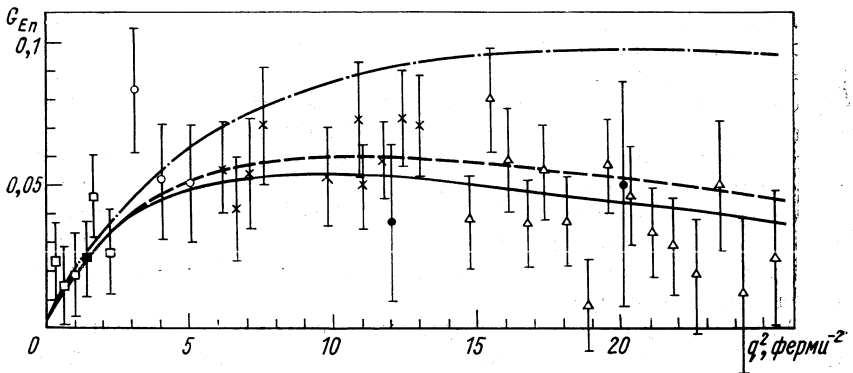


Рис. 10. Экспериментальное значение зарядового форм-фактора нейтрона  $G_{En}$  извлеченное из  $A(q^2)$  с помощью волновой функции Фешбаха — Ломона (приводится по работе [20]):

— — — и — — — — значения  $G_{En}$ , вычисленные по формулам  $G_{En} = -\mu_n \tau G_{Ep}$  и  $G_{En} = -\mu_n \tau G_{Ep} / (1 + \tau)$  соответственно; — — — результат вычисления  $G_{En}$  по формуле  $G_{En} = -\mu_n \tau G_{En} / (1 + p\tau)$  с  $p = 5,6$ .

Определяемые из эксперимента структурные функции  $C$ -,  $D$ -сечения [см. (2)] связаны с форм-факторами нуклонов следующими типичными формулами [81]:

$$\left. \begin{aligned}
 C &= \sigma_T + \sigma_L; \quad D = \sigma_T; \\
 \sigma_T &= A_T (G_{Mp}^2 + G_{Mn}^2) + 2B_T G_{Mp} G_{Mn} + C_T (G_{Ep}^2 + G_{En}^2) + \\
 &\quad + 2D_T G_{Ep} G_{En} + 2E_T (G_{Ep} G_{Mp} + G_{En} G_{Mn}) + \\
 &\quad + 2F_T (G_{Ep} G_{Mn} + G_{En} G_{Mp}); \\
 \sigma_L &= A_L (G_{Ep}^2 + G_{En}^2) + 2B_L G_{En} G_{Ep} + C_L (G_{Mp}^2 + G_{Mn}^2) + \\
 &\quad + 2D_L G_{Mp} G_{Mn} + 2E_L (G_{Ep} G_{Mp} + G_{En} G_{Mn}) + \\
 &\quad + 2F_L (G_{Ep} G_{Mn} + G_{En} G_{Mp}).
 \end{aligned} \right\} (28)$$

Величины  $A_{T,L}, \dots, F_{T,L}$  вычисляются теоретически с помощью методов, схематично изложенных в разд. 5, и прота-

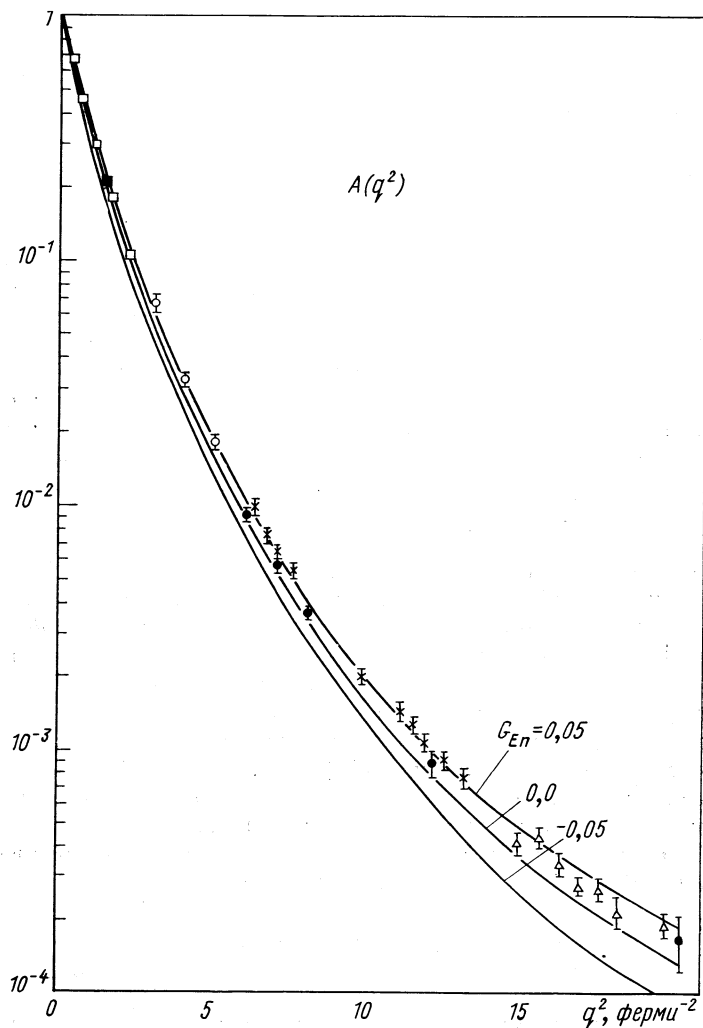


Рис. 11. Зависимость  $A(q^2)$  от выбора зарядового фактора нейтрона [20].

булированы в работе [81]. Форм-факторы нейтрона  $G_{En}$ ,  $G_{Mn}$  вычисляются по формулам (28).

Рассмотрим теперь метод совместной регистрации электрона и нуклона. Пусть  $\theta_{p(n)}$  — угол между переданным 3-импульсом  $q$

и 3-импульсом конечного протона (нейтрона) в с. ц. и. Для теории весьма интересно измерить в области квазиупругого пика следующее отношение:

$$R = \frac{(d^3\sigma/dE'_e d\Omega_e d\Omega_n)_{\theta_n=\pi}}{(d^3\sigma/dE'_e d\Omega_e d\Omega_p)_{\theta_p=\pi}}.$$

Действительно, величина  $R$ , согласно [80], очень слабо зависит от выбора модели  $np$ -взаимодействия, так что форм-факторы нейтрона можно извлечь из  $R$  с большей достоверностью. Этот результат получен в работе [80] в формализме волновых функций без учета ВКС, однако в районе квазиупругого пика вклад ВКС несуществен [80, 81]. Согласно оценкам, приведенным в работе [81], учет ВКС меняет величину  $R$  на 1%. Поскольку эта неопределенность существенно меньше экспериментальных погрешностей в измерении  $R$ , составляющих, как правило, 3—5%, то при извлечении нейтронных форм-факторов из  $R$  можно не учитывать ВКС, что и делается, например, в работе [47]. Резюмируя вышеизложенное, заключаем, что в третьем методе форм-факторы нейтрона в области квазиупругого пика можно вычислить по формуле

$$R = \frac{G_{Mn}^2 \{[(G_{En}/G_{Mn})^2 + \tau]/(1 + \tau) + 2\tau + \text{tg}^2 \theta/2\}}{G_{Mp}^2 \{[(G_{Ep}/G_{Mp})^2 + \tau]/(1 + \tau) + 2\tau + \text{tg}^2 \theta/2\}}.$$

Поправки к этой формуле анализируются в работе [81].

Извлечению нейтронных форм-факторов из экспериментальных данных по электрорасщеплению дейтона посвящены обширные работы [36, 45], в которых величины  $G_{En}$ ,  $G_{Mn}$  вычисляются по формулам, аналогичным приведенным выше (в основном с помощью первого и третьего методов).

К настоящему времени изучение электрорасщепления дейтона позволило определить магнитный форм-фактор нейтрона  $G_{Mn}(q^2)$  с 10%-ной точностью в интервале  $q^2 \leq 50$  ферми<sup>-2</sup> (и с меньшей точностью при больших  $q^2$ ). Для зарядового же форм-фактора  $G_{En}(q^2)$  удалось получить лишь оценку сверху для его абсолютной величины  $|G_{En}|^2 < 0,1$  при всех  $q^2$ .

## 7. ИНТЕГРАЛЬНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ФОРМ-ФАКТОРОВ $np$ -СИСТЕМЫ

В этом разделе будет изложен новый метод расчета электромагнитных свойств  $np$ -системы, который обладает важными преимуществами по сравнению с обсуждавшимися в разд. 4 и 5. В этом подходе парное  $np$ -взаимодействие учитывается последовательно и релятивистски, причем форм-факторы  $np$ -системы прямо выражаются через фазы  $np$ -рассеяния и форм-факторы нуклонов.

Принципиальная основа метода была выдвинута в работе [51] при исследовании общего вопроса о связях между полями и части-

цами вне массовой оболочки. Релятивистская трактовка дана в работе [52]. Конкретизация на случай  $ed$ -взаимодействия проведена в работах [92—96]. В работе [97] уточняются исходные предположения метода [51] и дано его обобщение, в рамках которого в принципе можно учесть неупругое взаимодействие в  $pr$ -системе.

Для наглядной иллюстрации нового подхода вернемся к модели с сепарабельным потенциалом, рассмотренной в разд. 3. По функции  $\Psi^{(+)}(k, p)$  нетрудно определить матрицу рассеяния

$$\langle p | S | k \rangle = \lim_{t \rightarrow \infty} \exp[-i(k^2 - p^2)t] \Psi^{(+)}(k, p). \quad (29)$$

У этой матрицы в силу сферической симметрии не равна нулю только  $S$ -фаза  $\delta(E)$ , определяемая соотношением

$$\langle p | S | k \rangle = \delta(E' - E) \exp[2i\delta(E)]. \quad (30)$$

С помощью  $\delta(E)$  найдем функцию

$$B(E) = \frac{E - E_d}{E} \exp \left\{ -\frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\delta(E') dE'}{E' - E} \right\}. \quad (31)$$

Эта функция — естественное обобщение функции Йоста, широко используемой в теории потенциального рассеяния. Функция Йоста вводится здесь со следующей целью. Будем аналитически продолжать в комплексную плоскость форм-факторы, но при этом фазы рассеяния брать только в реально измеряемой физической области их значений. Очевидно, эта цель будет достигнута, если форм-факторы удастся выразить через функцию Йоста. Действительно, из (31) видно, что  $B(E)$ , с одной стороны, выражена через фазу в физической области, а с другой — определена во всей комплексной плоскости  $E$  с разрезом вдоль действительной полуоси.  $S$ -матрица получается из  $B(E)$  как предел:

$$S(E) = \exp[2i\delta(E)] = \lim_{\varepsilon \rightarrow +0} \frac{B(E - i\varepsilon)}{B(E + i\varepsilon)}. \quad (32)$$

Теперь представим форм-факторы  $G_{i0}$ ,  $G_{0i}$  и  $G_{ii}$  в виде \*

$$\begin{aligned} & G_{i0}(E - i0, E', -q^2) = \\ & = \frac{F(-q^2)k'^2}{2\pi i M B(E - i0)} \int \frac{p^3 dp}{k^2 - p^2 - i0} \tilde{\theta}(p, q, k') \Delta B\left(\frac{p^2}{2M}\right) - \\ & - \frac{F(-q^2)k'^2}{B(E - i0)} \int \frac{p^2 dp}{k^2 - p^2} \tilde{\theta}(p, q, k') [f(k) - f(p)]; \quad (33) \\ & G_{0i}(E, E' + i0, -q^2) = \end{aligned}$$

\* Здесь учтено, что

$$B(E + i0) - B(E - i0) \equiv \Delta B(E) = -2\pi i \sqrt{m/2E} |f(2mE)|^2.$$

$$= \frac{F(-q^2)k^2}{2\pi i M B(E'+i0)} \int \frac{p'^3 dp'}{k'^2 - p'^2 + i0} \tilde{\theta}(k, q, p') \Delta B\left(\frac{p'^2}{2M}\right) - \\ - \frac{F(-q^2)k^2}{B(E'+i0)} \int \frac{p'^2 dp'}{k'^2 - p'^2} \tilde{\theta}(k, q, p') [f(k')^* - f(p')^*]; \quad (34)$$

$$G_{ii}(E-i0, E'+i0, -q^2) = -\frac{F(-q^2)}{4\pi^2 M^2 B(E-i0)B(E'+i0)} \times \\ \times \int \frac{p^3 dp \Delta B(p^2/2M)}{k^2 - p^2 - i0} \int \frac{p'^3 dp' \Delta B(p'^2/2M)}{k'^2 - p'^2 + i0} \tilde{\theta}(p, q, p') + \\ + \frac{F(-q^2)}{B(E-i0)B(E'+i0)} \int \frac{p^2 dp f(p)^*}{k^2 - p^2 - i0} \int \frac{p'^2 dp' f(p')}{k'^2 - p'^2 + i0} \times \\ \times \tilde{\theta}(p, q, p') [f(k) f(k')^* - f(p) f(p')^*]. \quad (35)$$

В каждом из представлений (33) — (35) исследуемый форм-фактор разбивается на сумму двух слагаемых. Первое слагаемое выражается прямо через фазу рассеяния и имеет аномальную особенность. Второе слагаемое аномальной особенности не содержит. Именно такое разделение и положено в основу нового метода.

Рассмотрим четыре матричных элемента тока  $\langle P_{in}^{out} | j_{\mu}(0) | \times \times P_{in}^{out} \rangle$  системы из протона и нейтрона, находящихся в  $S$ -состоянии относительного движения. Эти матричные элементы можно выразить через форм-факторы следующим образом\*:

$$\langle s, P(k) | j_{\mu}(0) | s', P'(l) \rangle = \frac{F(s, k; t; s', l)}{(2\pi)^3} \left\{ K_{\mu} - Q_{\mu} \frac{KQ}{Q^2} \right\}, \quad (36)$$

где  $K_{\mu} = P_{\mu} + P'_{\mu}$ ;  $Q_{\mu} = P_{\mu} - P'_{\mu}$ ,  $s = P^2$ ,  $s' = P'^2$ ,  $t = Q^2$ ,  $k, l$  — индексы базиса, стоящие вместо out и in. Векторы out-базиса имеют индекс  $k$  (или  $l$ ) = +1, а in-базиса — индекс  $k$  (или  $l$ ) = -1.

Форм-фактор  $F(s, k; t; s', l)$  можно представить в виде:

$$F(s, k; t; s', l) = F_0(s, t, s') + F_C(s, k; t; s', l), \quad (37)$$

где  $F_0$  — форм-фактор системы из свободных протона и нейтрона, находящихся в  $S$ -состоянии относительного движения. Вклад  $np$ -взаимодействия полностью учитывается форм-фактором  $F_C(s, k; t; s', l)$ . Подчеркнем, что разбиение (37) никак не связано с теорией возмущений или с какой-нибудь моделью взаимодействия частиц системы. Это разбиение обусловлено единственно возможностью представить матричный элемент тока двухчастичной системы в виде суммы связанной и несвязанной частей.

Форм-фактор  $F_0(s, t, s')$  в явном виде выражается через нуклонные форм-факторы с помощью методов релятивистской кинематики [12, 52]. Для определения  $F_C$  предположим, что этот форм-фактор

\* В (36) нуклоны предполагаются бесспиновыми. Случай реальных нуклонов рассмотрен в разд. 8.



можно представить в виде [97] \*:

$$F_C(s, k; t; s', l) = F_{10}(s + ik0, k; t; s', l) + F_{01}(s, k; t; s' - i0, l). \quad (38)$$

Здесь функция  $F_{10}(s + ik0, k; t; s', l)$  предполагается аналитичной по  $s + i\epsilon$  в некоторой верхней ( $k = 1$ ) или нижней ( $k = -1$ ) полуокрестности физической области изменения переменной  $s$ :  $4M^2 \leq s < +\infty$ . Как функция  $s'$ ,  $F_{10}$  не продолжима с действительной оси. Наоборот,  $F_{01}$  аналитична в некоторой верхней ( $l = -1$ ) или нижней ( $l = +1$ ) полуокрестности физической области значений  $s'$  и не продолжима с действительной оси как функция  $s$ . Заметим, что форм-фактор  $F_C(s, k; t; s', l)$  в целом не предполагается аналитичным ни по  $s$ , ни по  $s'$ .

Условиями для отыскания  $F_{10}$  и  $F_{01}$  являются осуществляемые  $S$ -матрицей связи между in- и out-базисами. С помощью этих связей в работах [51, 97] было показано, что из (38) следует интегральное представление для  $F_C(s, k; t; s', l)$  вида:

$$\begin{aligned} F_C(s, k; t; s', l) = & \frac{1}{2\pi i B(s + ik0)} \int_{4M^2}^{\infty} \frac{\Delta B(x) F_0(x, t, s')}{s - x + ik0} dx + \\ & + \frac{1}{2\pi i B(s' - i0)} \int_{4M^2}^{\infty} \frac{F_0(s, t, y) \Delta B(y)}{s' - y - i0} dy - \\ & - \frac{1}{4\pi^2 B(s + ik0) B(s' - i0)} \int_{4M^2}^{\infty} \frac{dx \Delta B(x)}{s - x + ik0} \times \\ & \times \int_{4M^2}^{\infty} \frac{dy \Delta B(y)}{s' - y - i0} F_0(x, t, y) + \\ & + \frac{G(s; t; s', l)}{B(s + ik0)} + \frac{G(s'; t; s, k)^*}{B(s' - i0)}. \end{aligned} \quad (39)$$

Здесь

$$B(z) = \frac{z - M_d^2}{z - 4M^2} \exp \left\{ -\frac{1}{\pi} \int_{4M^2}^{\infty} \frac{\delta(z') dz'}{z' - z} \right\}; \quad (40)$$

$\delta(z)$  — фаза нуклон-нуклонного рассеяния;  $\Delta B(x) \equiv B(x + i0) - B(x - i0)$ . Функция  $G(s; t; s', l)$  аналитична по  $s$  в окрестности физической области  $4M^2 \leq s < +\infty$ . Выражение (39) получается из формулы (17) в работе [97], если в ней пренебречь

\* В частном случае матричного элемента  $\langle P_{in} | j_{\mu} | P'_{in} \rangle$  ( $k = -1$ ,  $l = -1$ ) представление для форм-фактора является релятивистским обобщением представления (13).

вкладом неупругих взаимодействий, обозначить

$$C(s; t; s', l) + \frac{1}{2\pi i B(s' - i0)} \int_{4M^2}^{\infty} \frac{dx}{s' - x - i0} \times \\ \times [B(x + i0) C(s; t; x, -1) - B(x - i0) C(s; t; x, +1)]$$

через  $G(s; t; s', l)$  и учесть, что  $B(s' + i0) = B(s' - i0)$ ,\*  $\Delta B(x)^* = -\Delta B(x)$  в силу вещественности фазы  $np$ -рассеяния  $\delta$ . Физический смысл (39) иллюстрирует рис. 4.

Заметим, что функции  $B$  имеют нуль в точке  $M_d^2$ . Поэтому у форм-фактора  $F(s, k; t; s', l)$  есть полюса при  $s, s' = M_d^2$ . Как указывалось в разд. 3, вычеты в этих полюсах определяют форм-факторы матричных элементов тока  $\langle d | j_\mu | d \rangle$  и  $\langle np | j_\mu | d \rangle$ . Именно, форм-фактор тока электрорасщепления имеет вид:

$$F(t; s', l) = \frac{\Gamma^{-1}}{2\pi i B'(M_d^2)} \int_{4M^2}^{\infty} \frac{\Delta B(x) dx}{M_d^2 - x} F_0(x, t, s') + \\ + \frac{\Gamma^{-1}}{4\pi^2 B'(M_d^2) B(s' - i0)} \int_{4M^2}^{\infty} \frac{\Delta B(x) dx}{M_d^2 - x} \int_{4M^2}^{\infty} \frac{\Delta B(y) dy}{y - s' + i0} F_0(x, t, y). \quad (41)$$

Для дейтонного форм-фактора получаем выражение

$$F(t) = -\frac{\Gamma^{-2}}{4\pi^2 B'(M_d^2)^2} \int_{4M^2}^{\infty} \frac{\Delta B(x) dx}{M_d^2 - x} \int_{4M^2}^{\infty} \frac{\Delta B(y) dy}{M_d^2 - y} F_0(x, t, y), \quad (42)$$

где штрих у  $B$  означает взятие производной. В (41) и (42) мы пренебрегли вкладом функций  $G(s; t; s', l)$  и  $G(s'; t; s; k)^*$ . Это можно сделать, поскольку  $G$  и  $G^*$  не содержат вклада аномального разреза. Константа  $\Gamma$  определяется из условия нормировки зарядового форм-фактора  $F(0) = 1$ . Формулы (41) и (42) представлены графически на рис. 7 и 12.

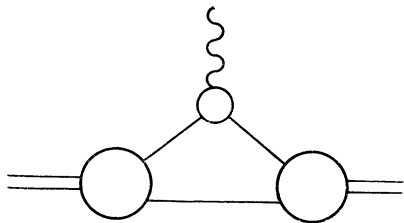


Рис. 12. Графическое представление дейтонного тока  $\langle d | j_\mu | d \rangle$ .

Пользуясь соотношениями (26), (27), легко проверить, что двойной интеграл в (41) представляет собой поправку на взаимодействие в конечном состоянии к первому однократному интегралу. Следовательно, однократный интеграл в (41) является аналогом борновской амплитуды электрорасщепления. Эту амплитуду

обычно вычисляют с помощью волновых функций или по теории возмущений (см. разд. 5). В нашем подходе борновская амплитуда оказалась автоматически выраженной через физическую фазу  $np$ -рассеяния.

Воспользуемся уравнением Омнеса — Мухелишвили, чтобы непосредственно определить борновскую амплитуду (первая диаграмма на рис. 7). Для этого рассмотрим форм-фактор  $F_0(s, t, s')$  [см. (37)], описывающий электромагнитные свойства свободной  $np$ -системы, и учтем взаимодействие в начальном состоянии. Форм-фактор  $F(s, t, s')$ , содержащий вклад взаимодействия в начальном состоянии, определяется из уравнения [ср. с (26)]

$$F(s, t, s') = F_0(s, t, s') + \frac{1}{\pi} \int_{4M^2}^{\infty} \frac{h(x) F(x, t, x') dx}{x - s - i0}, \quad (43)$$

где  $h(x) = \exp[i\delta(x)] \sin \delta(x)$ ;  $\delta(x)$  — фаза  $np$ -рассеяния. Решение уравнения (43) имеет вид:

$$F(s, t, s') = F_0(s, t, s') + \frac{1}{2\pi i B(s - i0)} \int_{4M^2}^{\infty} \frac{\Delta B(x) F_0(x, t, s')}{s - x - i0} dx. \quad (44)$$

Взяв в  $F$  вычет в дейтронном полюсе, получим

$$F_B(t, s') = \frac{\Gamma^{-1}}{2\pi i B'(M_d^2)} \int_{4M^2}^{\infty} \frac{\Delta B(x) F_0(x, t, s')}{M_d^2 - x} dx. \quad (45)$$

Это выражение полностью совпадает с однократным интегралом в (41).

Выше было показано, что в представлениях для форм-факторов в (41), (42) последовательно учтено упругое  $np$ -взаимодействие в начальном и конечном состояниях. Используя (39), для форм-фактора  $F = F_0 + F_C$  можно найти интегральное представление, в котором вклад упругого взаимодействия выражается через фазу  $np$ -рассеяния. В работе [97] показано, что вклад неупругого взаимодействия тоже можно выразить через наблюдаемые величины — многочастичные матричные элементы электромагнитного тока и амплитуды рассеяния. Функции  $G$  содержат вклад обменных токов. В рамках нашего подхода нет специального предписания для вычисления этого вклада. Однако, поскольку представление (37) — (39) позволяет последовательно и релятивистски учесть упругое взаимодействие, отклонение наблюдаемого в эксперименте сечения от рассчитанного по формулам (41), (42) позволяет оценить величину точного вклада обменных токов и неупругого взаимодействия.

8. РАСЧЕТ  $ed$ -РАССЕЯНИЯ

В разд. 3 показано, что расчет упругого  $ed$ -рассеяния и электрорасщепления можно провести единым образом, если исходить из матричного элемента тока  $np$ -системы. В разд. 7 был изложен метод, который позволяет реализовать эту возможность. Опишем теперь основные этапы конкретных вычислений на основе этого метода.

Для реалистического расчета необходимо определить форм-факторы  $F_0(s, t, s')$  матричного элемента тока системы из свободных протона и нейтрона, а также функцию Йоста  $B(s)$ . После этого форм-факторы дейтона и матричного элемента тока электрорасщепления определяются по формулам (41), (42).

Матричный элемент тока свободной  $np$ -системы имеет вид

$$\begin{aligned} & \langle \mathbf{p}_n, m_n; \mathbf{p}_p, m_p | j_\mu | \mathbf{p}'_n, m'_n; \mathbf{p}'_p, m'_p \rangle = \\ & = \langle \mathbf{p}_n, m_n | \mathbf{p}'_n, m'_n \rangle \langle \mathbf{p}_p, m_p | j_\mu | \mathbf{p}'_p, m'_p \rangle + \\ & + \langle \mathbf{p}_n, m_n | j_\mu | \mathbf{p}'_n, m'_n \rangle \langle \mathbf{p}_p, m_p | \mathbf{p}'_p, m'_p \rangle, \end{aligned} \quad (46)$$

где  $\mathbf{p}$  — импульсы нуклонов;  $m$  — проекции их спинов на ось  $z$ . Это соотношение соответствует несвязанной диаграмме рис. 4, а. Исходя из (46), можно определить матричный элемент тока между состояниями с определенными значениями  $P, s, J, S, l, m_J$ :

$$\langle \mathbf{P}, s, J, S, l, m_J | j_\mu | \mathbf{P}', s', J', S', l', m'_J \rangle, \quad (47)$$

где  $P_\mu = p_{n\mu} + p_{p\mu}$ ,  $s = P^2$ ;  $J, l$  и  $S$  — соответственно полный, орбитальный и спиновый моменты  $np$ -системы;  $m$  — проекция  $J$  на ось  $z$ . Матричный элемент (47) определяется по (46) с помощью коэффициента Клебша — Гордана группы Пуанкаре (см., например, работы [98, 99]). Форм-факторы  $F_0$  находятся в результате параметризации «парциальных» матричных элементов тока (47) и имеют вид

$$F_0(s, s', t) = \theta(s, s', t) [A(s, s', t) G_{ES}(t) + B(s, s', t) G_{MS}(t)], \quad (48)$$

где  $\theta(s, s', t)$  — релятивистский аналог функции  $\tilde{\theta}(p, q, p')$  [см. (12)];  $A$  и  $B$  — матрицы по  $(J, S, l), (J', S', l')$ , элементами которых являются алгебраические функции переменных  $s, s', t$ . Для расчета упругого  $ed$ -рассеяния нам нужны  $A$  и  $B$  с индексами  $S = S' = 1, J = J' = 1, l, l' = 0$ ; 2. В этом случае каждый форм-фактор свободной  $np$ -системы является  $2 \times 2$ -матрицей по  $l, l'$ . Для расчета электрорасщепления необходимы форм-факторы с  $S = 1; J = 1; l = 0$  или 2;  $S' = 0$  или 1;  $J' = 0, 1$  и т. п.;  $l' = J + 1, J - 1$  (последнее, конечно, только при  $J \geq 1$ ). Явный вид форм-факторов для некоторых значений  $(J, S, l), (J', S', l')$  приведен в работах [12, 94, 96].

В общем случае  $B(s)$  является матрицей по  $l, l'$ . Ее элементы определяются по физической матрице рассеяния  $S_{ll'}(s)$  с помощью системы уравнений

$$B_{ll'}(s - i0) = \sum_{l''} S_{ll''}(s) B_{l'', l'}(s + i0). \quad (49)$$

Эта система является матричным аналогом соотношения (32). Если пренебречь примесью парциальных волн  $l$  или  $l' > 0$ , то функция Йоста  $B(s)$  будет иметь вид (40). Здесь ограничимся этим простейшим случаем. Интегралы в (41) и (42) вычислялись на ЭВМ. Экспериментальный набор фазовых сдвигов при энергиях до 750 Мэв был взят из работы [100]. Значения фаз при больших энергиях находились с помощью различных экстраполяций,

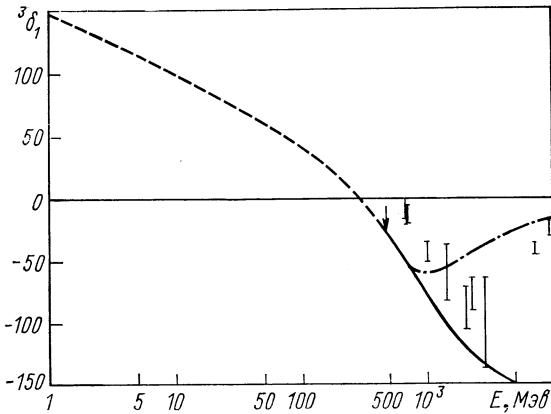


Рис. 13. Экспериментальный набор  ${}^3S_1$ -фазовых сдвигов с различными вариантами экстраполяции, которые использовались в расчете, приведенном в работе [94].

каждая из которых была согласована с результатами высокоэнергетических фазовых анализов (см., например, работу [101]). Примеры экстраполяций фазы  ${}^3S_1$  приведены на рис. 13.

Последовательный двухканальный релятивистский численный расчет  $ed$ -рассеяния по методу, изложенному в разд. 7, еще не завершен. Приведем здесь те результаты, которые получены в пренебрежении вкладом  $D$ -состояния  $np$ -системы. В этом приближении физический интерес имеет только  $G_C^d(q^2)$ , поскольку для  $G_Q^d(q^2)$ ,  $G_{\text{mag}}^d(q^2)$  корректный учет примеси  $D$ -волны представляет собой одну из важнейших проблем (см. разд. 4). Результаты численного интегрирования по (42) приведены на рис. 14, взятом из работ [94, 102]. Для среднеквадратичного радиуса получено

значение 2,12 ферми, что совпадает с экспериментальным значением [16]. При  $q^2 \leq 6$  ферми<sup>-2</sup>  $A(q^2) \approx [G_C(q^2)]^2$ , поэтому вычисленное значение  $|G_C^d(q^2)|$  можно сравнить с экспериментальным

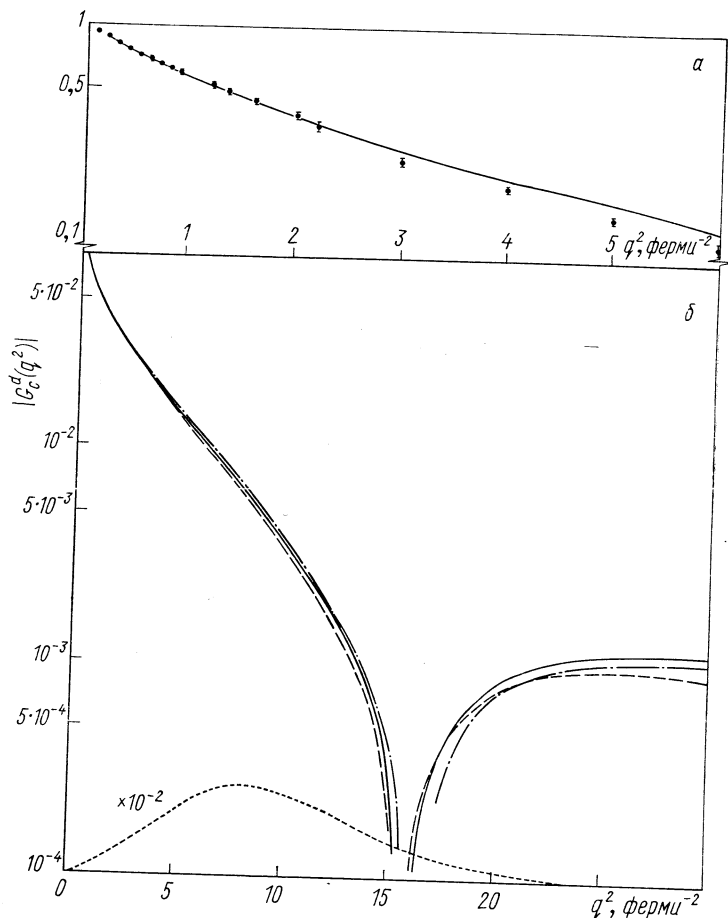


Рис. 14. Зарядовый форм-фактор дейтона, вычисленный в работах [94, 102]:

точечной линией представлен вклад в  $|G_C^d(q^2)|$  второго слагаемого в (48), пропорционального  $G_{MS}(t)$ . Этот член имеет чисто релятивистское происхождение [12].

значением  $A(q^2)$ . Из рис. 14 видно, что полученное в расчетах значение  $|G_C^d(q^2)|$  с 10%-ной точностью совпадает с экспериментальным (результаты расчетов по дисперсионной теории согласуются с экспериментом несколько хуже). Для определения вели-

чины вклада релятивистских поправок в  $S$ -волновой дейтон интеграл (42) вычислялся с форм-фактором  $F_0$ , взятым как по полной релятивистской формуле [94], так и в нерелятивистском приближении. Из рис. 14 видно, что переход к нерелятивизму ведет к небольшому ( $\leq 10\%$  при всех  $q^2$ ) уменьшению  $|G_C^d(q^2)|$ .

По формуле (41) был проведен расчет электрорасщепления дейтона при рассеянии электрона назад вблизи порога расщепления дейтона  $(s - 4M^2)/4M^2 \ll 1$ . Результаты приведены на рис. 15. Вычисленное сечение при  $0,16 \text{ ферми}^{-2} \leq q^2 \leq 5 \text{ ферми}^{-2}$  совпадает в пределах погрешностей с экспериментальным (две точки [40] не ложатся на кривую, но эти данные, видимо, ошибочны [103]). Релятивистские поправки отрицательны и не превышают  $5\%$ .

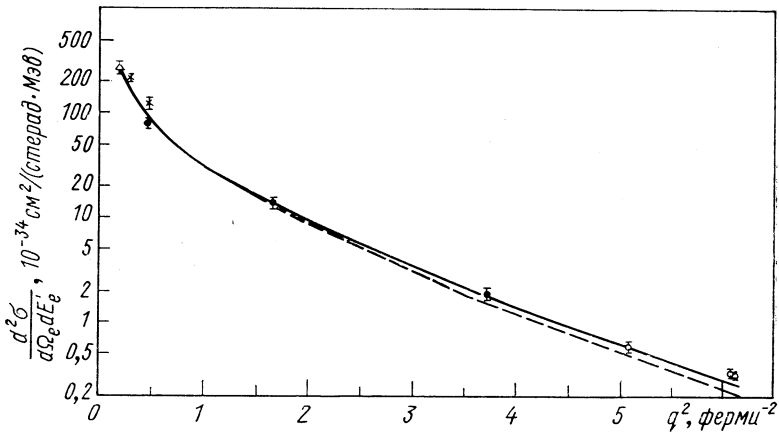


Рис. 15. Сечение электрорасщепления дейтона при рассеянии электрона назад, вычисленное в работе [96].

Формулы (41), (43) воспроизводят результаты шредингеровской теории. А именно, в нерелятивистском приближении для  $F_0$  и с фазами эффективного радиуса  $G_C^d(q^2)$  [92] форм-факторы электрорасщепления [95] в борновском приближении совпадают с теми, которые получаются с помощью хюльтеновской волновой функции дейтона.

Полный расчет  $ed$ -рассеяния обязательно должен учитывать вклад состояний  $nr$ -системы с  $l > 0$ . Основные трудности при проведении такого расчета заключаются в чисто вычислительной проблеме нахождения довольно громоздких выражений форм-факторов  $F_0$  и главным образом, в нахождении решений системы (49). Эти трудности постепенно преодолеваются (см., например, работы [104, 105]).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Резюмируем основные черты существующего состояния в экспериментальном и теоретическом изучении  $ed$ -рассеяния. В настоящее время можно в рамках импульсного приближения провести единый последовательно релятивистский расчет упругого  $ed$ -рассеяния и процесса электрорасщепления с учетом как примеси  $D$ -состояния, так и взаимодействия в конечном состоянии. При этом импульсное приближение описывается модельно независимым образом, что позволяет не привлекать теоретические представления о характере  $np$ -взаимодействия.

Выше мы видели, что сечения  $ed$ -рассеяния выражаются через форм-факторы нуклонов и фазы  $np$ -взаимодействия. Чтобы иметь возможность извлекать из  $ed$ -рассеяния надежные данные о нейтронных форм-факторах (или фазах  $np$ -взаимодействия), необходимо иметь достоверные оценки погрешности импульсного приближения, т. е. оценки вклада обменных токов и неупругих каналов. Нахождение этих оценок представляет собой основную проблему  $ed$ -рассеяния. Сделать это теоретически пока не представляется возможным из-за отсутствия последовательной теории сильных взаимодействий. Другой путь — определить их экспериментально, выявив количественное расхождение между детальным теоретическим расчетом и данными эксперимента.

Существующая экспериментальная ситуация не позволяет этого сделать, так как невелика точность данных при больших  $q^2$  и, что особенно существенно, не проведены поляризационные эксперименты.

Таким образом, можно сказать, что, если даже в настоящее время и будет проведен детальный численный расчет  $ed$ -рассеяния, существующая экспериментальная информация не позволит использовать его в полной мере для установления границ применимости импульсного приближения.

Авторы благодарны В. И. Кукулину за многочисленные полезные обсуждения и С. А. Смирнову за помощь при подготовке рукописи к печати.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wilson R. In: *Nucl. Energy Physics*, Kiev, 1972, p. 236.
2. Гриффи Т., Шифф Л. В кн.: «Электромагнитные взаимодействия и структура элементарных частиц.» Пер. с англ. М., «Мир», 1969.
3. Rosenbluth M. N. *Phys. Rev.*, 1950, v. 79, p. 615.
4. Ахизер А. И., Розенцвейг Л. Н., Шмушкевич И. М. *ЖЭТФ*, 1957, т. 33, с. 765.
5. Gourdin M. *Nuovo cimento*, 1961, v. 21, p. 1094.
6. Drell S. D., Walecka J. D. *Ann. Phys.*, 1964, v. 28, p. 18.
7. Meister N. T., Griffy T. A. *Phys. Rev. B*, 1964, v. 133, p. 1032; Mo L. W., Tsai Y. S. *Rev. Mod. Phys.*, 1969, v. 41, p. 205.



8. Glaser V., Jaksic B. *Nuovo cimento*, 1957, v. 5, p. 1197.
9. Gourdin M. *Nuovo cimento*, 1963, v. 28, p. 533; 1964, v. 32, p. 493; 1965, v. 35, p. 1106.
10. Чешков А. А., Широков Ю. М. *ЖЭТФ*, 1963, т. 44, с. 1982.
11. Дубовик В. М., Чешков А. А. *ЭЧАЯ*, 1974, т. 5, вып. 3, с. 791.
12. Кожевников В. П. и др. *ТМФ*, 1972, т. 10, с. 47.
13. Hofstadter R. *Rev. Mod. Phys.*, 1956, v. 28, p. 214.
14. Ganichot D. e.a. *Nucl. Phys. A*, 1972, v. 178, p. 545.
15. Berard R. W. e.a. *Phys. Lett. B*, 1973, v. 47, p. 355.
16. Bumiller F. A. e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1970, v. 25, p. 1774.
17. Drickey D. J., Hand L. N. *Phys. Rev. Lett.*, 1962, v. 9, p. 521.
18. Grossetete B. e.a. *Phys. Rev.*, 1966, v. 141, p. 1425.
19. Buchanan C. D., Yearian. *Phys. Rev. Lett.*, 1965, v. 15, p. 303.
20. Galster S. e.a. *Nucl. Phys. B*, 1971, v. 32, p. 221.
21. Ellias J. A. e.a. *Phys. Rev.*, 1969, v. 177, p. 2075.
22. Prepost R. e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1968, v. 21, p. 1271.
23. Bernstein J. e.a. *Phys. Rev. B*, 1965, v. 139, p. 1650.
24. Кобзарев И. Ю. и др. *Письма ЖЭТФ*, 1965, т. 2, с. 466.
25. Дубовик В. М., Чешков А. А. *ЖЭТФ*, 1966, т. 51, с. 165.
26. Ахизезер А. И., Рекало М. П. *ЭЧАЯ*, 1973, т. 4, вып. 3, с. 662.
27. Levinger J. S. *Acta Phys. Acad. Scien. Hung.*, 1972, v. 33, N 2.
28. Фролов Г. В. *ЖЭТФ*, 1959, т. 37, с. 552; 1960, т. 58, с. 1148.
29. Gourdin M., Piketty C. A. *Nuovo cimento*, 1964, v. 32, p. 1137.
30. Доан Нхьонг. *Препринт P2-3227, ОИЯИ*, 1967.
31. Lin K. Y. *Nucl. Phys. B*, 1970, v. 18, p. 162.
32. Dunning J. R. e.a. *Phys. Rev.*, 1966, v. 141, p. 1286.
33. Grossetete B. e.a. *Phys. Rev.*, 1966, v. 141, p. 1435.
34. Albrecht W. e.a. *Phys. Lett. B*, 1968, v. 26, p. 642.
35. Skopik D. M. e.a. *Phys. Lett. B*, 1973, v. 43, p. 481.
36. Hanson K. M. e.a. *Phys. Rev. D*, 1973, v. 8, p. 753.
37. Katz L. e.a. *Phys. Lett. B*, 1968, v. 28, p. 114.
38. Ricco G. e.a. *Phys. Rev. C*, 1970, v. 1, p. 391.
39. Peterson G. A., Barber W. C. *Phys. Rev.*, 1962, v. 128, p. 812.
40. Goldemberg J., Schaerf C. *Phys. Lett.*, 1966, v. 20, p. 193.
41. Rand R. E. e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1967, v. 18, p. 469.
42. Amaldi U. *Preprint ISS 72-14*, 1972, Roma.
43. Stein P. e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1966, v. 16, p. 592.
44. Wilson e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1967, v. 19, p. 809.
45. Budnitz R. J. e.a. *Phys. Rev.*, 1968, v. 173, p. 1357.
46. Bartel W. e.a. *Phys. Lett. B*, 1969, v. 30, p. 283.
47. Bartel W. e.a. *Phys. Lett. B*, 1972, v. 39, p. 407; *Nucl. Phys. B*, 1973, v. 58, p. 429.
48. Bleckwenn J. e.a. *Nucl. Phys. B*, 1971, v. 33, p. 475.
49. Atwood W. B., West G. B. *Phys. Rev. D*, 1973, v. 7, p. 773.
50. Ньютон Р. *Теория рассеяния волн и частиц. Пер. с англ. М., «Мир», 1969.*
51. Shirokov Yu. M. *Nucl. Phys. B*, 1968, v. 6, p. 158; *ЖЭТФ*, 1963, т. 44, с. 203.
52. Троицкий В. Е., Широков Ю. М. *ТМФ*, 1969, т. 1, с. 213.
53. Троицкий В. Е., Широков Ю. М. *ЖЭТФ*, 1966, т. 51, с. 1413.
54. Schiff L. I. *Phys. Rev.*, 1953, v. 92, p. 988.
55. Schiff L. I. *Rev. Mod. Phys.*, 1958, v. 30, p. 462.
56. Glendenning N. K., Kramer G. *Phys. Rev.*, 1962, v. 126, p. 2152.
57. Hamada T., Jonston J. D. *Nucl. Phys.*, 1962, v. 34, p. 382.
58. Feshbach M., Lomon E. *Rev. Mod. Phys.*, 1967, v. 39, p. 611.
59. MacGee I. *Phys. Rev.*, 1966, v. 151, p. 772.
60. Hulthen L., Sugawara M. In: *Handbuch der Physik*, Berlin, 1957, Bd. 39.

61. **Blancencecler R., Nambly Y.** Nuovo cimento, 1960, v. 18, p. 595.
62. **Cutkosky R. E.** Rev. Mod. Phys., 1961, v. 33, p. 448.
63. **Баргон Г.** Дисперсионные методы в теории поля. Пер. с англ. М., Атомиздат, 1968.
64. **Adler R. Y., Erickson E. F.** Nuovo cimento B, 1965, v. 40, p. 236.
65. **Jones. H. F.** Nuovo cimento, 1962, v. 26, p. 790.
66. **Gross F.** Phys. Rev. B, 1964, v. 134, p. 405.
67. **Gross F.** Phys. Rev. B, 1964, v. 136, p. 140.
68. **Nuttall J.** Nuovo cimento, 1963, v. 29, p. 841.
69. **Tran Thanh Van J.** Nuovo cimento, 1963, v. 30, p. 1100.
70. **Faustov R.** Nuovo cimento A, 1970, v. 69, p. 37.
71. **Фаустов Р. Н.** ЭЧАЯ, 1972, т. 3, вып. 1, с. 238.
72. **Gross F.** Phys. Rev., 1966, v. 142, p. 1025; v. 152, p. 1517.
73. **Casper B. M., Gross F.** Phys. Rev., 1967, v. 155, p. 1607.
74. **Adler R. J., Drell S. D.** Phys. Rev. Lett., 1964, v. 13, p. 349.
75. **Adler R. J.** Phys. Rev., 1966, v. 141, p. 1499.
76. **Harrington.** Phys. Rev. B, 1964, v. 133, p. 142.
77. **Blancencecler R., Gunion J. F.** Phys. Rev. D, 1971, v. 4, p. 718.
78. **Adler R. J.** Phys. Rev., 1968, v. 169, p. 1192; v. 174, p. 2169 (E).
79. **Riska D. O., Brown G. E.** Phys. Lett. B, 1972, v. 38, p. 193; **Riska D. O.** Proc. Asilomar Conf., 1973, p. 337; **Hockert J. e.a.** Nucl. Phys. A, 1973, v. 217, p. 14.
80. **Durand L.** Phys. Rev., 1959, v. 115, p. 1020; 1961, v. 123, p. 1393.
81. **Renard F. M. e.a.** Nuovo cimento, 1965, v. 38, pp. 552, 565, 1688.
82. **Blancencecler R. e.a.** Nucl. Phys., 1959, v. 12, p. 629; **Blancencecler R., Cook L. E.** Phys. Rev., 1960, v. 119, p. 1745.
83. **McGee I. J.** Phys. Rev., 1967, v. 158, p. 1500; v. 161, p. 1640.
84. **Bebel D., Biehl K. J.** Nucl. Phys. B, 1970, v. 24, p. 187; **Bebel D. e.a.** Monatsber Dtsch. Acad. Wiss., 1970, Bd. 12, S. 876.
85. **Bosco B.** Phys. Rev., 1961, v. 123, p. 1072; Nuovo cimento, 1962, v. 23, p. 1028; **Bosco B., DeBar R. B.** Nuovo cimento, 1962, v. 26, p. 604.
86. **Alberi G. e.a.** Nuovo cimento A, 1972, v. 9, p. 107.
87. **Левинджер Дж.** Фотоядерные реакции. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
88. **Basco B. e.a.** Nuovo cimento, 1964, v. 33, p. 1240.
89. **Александров Ю. А.** ЭЧАЯ, 1971, т. 1, с. 547.
90. **Krohn V. E., Ringo G. R.** Phys. Rev. D, 1973, v. 8, p. 1305.
91. **Schumacher C. R., Bethe H. A.,** Preprint CLNS-180, 1972.
92. **Shirokov Yu. M., Troitski V. E.** Nucl. Phys. B, 1969, v. 10, p. 118.
93. **Троицкий В. Е., Трубников С. В., Широков Ю. М.** ТМФ, 1972, т. 10, сс. 209, 349.
94. **Kukulin V. I. e.a.** Phys. Lett. B, 1972, v. 39, p. 319.
95. **Трубников С. В.** ТМФ, 1972, т. 12, с. 390; Препринт ХФТИ 73-10, с. 1.
96. **Smirnov S. A., Trubnikov S. V.** Phys. Lett. B, 1974, v. 48, p. 105.
97. **Кириллов А. И.** ТМФ, 1974, т. 20, с. 194.
98. **Широков Ю. М.** ЖЭТФ, 1958, т. 35, с. 1005.
99. **Macfarlane A. J.** Rev. Mod. Phys., 1962, v. 34, p. 41.
100. **Mc Gregor M. H., Arndt R. A., Wright R. M.** Phys. Rev., 1968, v. 169, p. 1149; v. 173, p. 1972; 1969, v. 182, p. 1714.
101. **Хошизаки Н.** ЭЧАЯ, 1973, т. 4, вып. 1, с. 72.
102. **Кукулин В. И. и др.** «Вопросы науки и техники. Сер. физики высоких энергий», 1973, вып. 2(4), с. 15.
103. **Bosco B. e.a.** Phys. Lett. B, 1969, v. 30, p. 136.
104. **Кукулин В. И., Троицкий В. Е.** В кн.: «Тезисы докл. XXIV конференции по ядерной спектроскопии и теории атомного ядра.» Харьков, 1974 г., с. 275, 303.
105. **Троицкий В. Е.** Там же, с. 308