

Посвящается памяти  
Юрия Михайловича Широкова

УДК 539.12.172

## УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА ДЕЙТРОНАХ

**В. М. Музафаров**

Всесоюзный научно-исследовательский институт электромеханики, Москва

**В. Е. Троицкий**

Институт ядерной физики Московского государственного университета  
им. М. В. Ломоносова, Москва

**С. В. Трубников**

Харьковский государственный университет им. А. М. Горького, Харьков

Дается обзор опубликованных после 1974 г. теоретических и экспериментальных работ по изучению упругого электрон-дейтронного рассеяния. В свете последних достижений проводится обсуждение возможной роли мезонных и кварковых степеней свободы в дейтроне. Излагается развиваемый с участием авторов новый последовательно релятивистский подход к исследованию электромагнитной структуры дейтрона. Проводится сравнение полученных результатов с результатами других авторов. Рассмотрены поляризацонные эффекты в упругом  $ed$ -рассеянии.

Theoretical and experimental results on the elastic electron-deuteron scattering published after 1974 are reviewed. The effects of mesonic and quark degrees of freedom discussed. A new consistent relativistic approach to the deuteron electromagnetic structure developed by the authors is given. The comparison of the obtained results with the results of other authors is made. Polarization effects in the elastic electron-deuteron scattering are considered.

### ВВЕДЕНИЕ

Упругое электрон-дейтронное рассеяние в течение длительного времени является предметом интенсивного теоретического и экспериментального изучения. Это связано как с причинами, выявившимися еще в 50—60-е годы (проблема описания нуклон-нуклонного взаимодействия вне массовой поверхности, проблема релятивистского описания составных адронных систем, вопрос об извлечении электромагнитных формфакторов нейтрона по данным  $ed$ -рассеяния), так и с исследованиями последних лет (применимость нерелятивистских методов при теоретическом исследовании релятивистских составных систем, кварковая структура дейтрона, мезонные и барионные степени свободы в дейтроне, различные вопросы физики слабых

взаимодействий). Поэтому в последнее время интерес к дейтрону явно усилился.

Общая ситуация в электрон-дейтронном рассеянии вкратце такова. В экспериментальных работах последних лет воспроизводились, уточнялись или расширялись в область больших переданных импульсов результаты предыдущих экспериментов. Никаких экспериментов нового типа (поляризационных) проведено не было. Общая направленность теоретических работ характеризуется, с одной стороны, быстрым развитием нерелятивистского подхода, т. е. конструкцией все более сложных и громоздких нуклон-нуклонных потенциалов, и с другой, нарастающим «внедрением» (по крайней мере, соответствующими попытками) релятивистских теоретико-полевых методов в физику малонуклонных систем вообще и в частности в такую казалось бы слабосвязанную и типично нерелятивистскую систему, как дейтрон. В некоторых работах исследовались вклады релятивистских эффектов, мезонных и барионных степеней свободы, проявления кварковой структуры малонуклонных систем и другие вопросы. Вместе с тем в настоящий момент вряд ли можно утверждать, что результаты соответствуют затраченным усилиям. Например, до сих пор отсутствуют ясные и однозначные ответы на такие старые и «простейшие» вопросы, как вопрос о точном вкладе  $D$ -состояния в дейтроне и о корректном вычислении статических характеристик (магнитного и квадрупольного моментов дейтрона). Не полностью ясен также в рамках стандартных подходов вопрос об извлечении зарядового формфактора нейтрона и его наклона в нуле из данных по  $ed$ -рассеянию. Тем не менее, анализируя полученные после 1974 г. результаты (обсуждение более ранних результатов приводится в обзоре [1]), можно убедиться в том, что детальное сравнение современных теоретических подходов с экспериментом требует проведения гораздо более изоциренных и точных экспериментов, чем те, которые проделаны к настоящему времени.

Ограниченность в объеме привела нас к необходимости опустить все вопросы, касающиеся электрорасщепления дейтрона, а также проблемы извлечения зарядового формфактора нейтрона из  $ed$ -рассеяния. Помимо этого в упругом  $ed$ -рассеянии мы не рассматриваем проблему слабых взаимодействий, а ограничимся только электромагнитными и сильными взаимодействиями.

## 1. СОВРЕМЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТАТУС УПРУГОГО ЭЛЕКТРОН-ДЕЙТРОННОГО РАССЕЯНИЯ

В однофотонном приближении сечение упругого рассеяния неполяризованных электронов на неполяризованных дейтронах имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_e} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega_e} \right)_{\text{Mott}} [A(Q^2) + B(Q^2) \text{tg}^2(\theta_e/2)], \quad (1)$$

где  $(d\sigma/d\pi_e)_{\text{Mott}}$  — моттовское сечение рассеяния;  $Q^2$  — квадрат переданного 4-импульса. Продольная и поперечная части сечения (1) выражаются через зарядовый  $G_C(Q^2)$ , магнитный  $G_M(Q^2)$  и квадрупольный  $G_Q(Q^2)$  формфакторы соответственно следующими соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} A(Q^2) &= G_C^2(Q^2) + \frac{8}{9} \eta^2 G_Q^2(Q^2) + \frac{2}{3} \eta G_M^2(Q^2); \\ B(Q^2) &= \frac{4}{3} \eta(1 + \eta) G_M^2(Q^2), \quad \eta = Q^2/4M_d^2. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

После 1973 г. по упругому  $ed$ -рассеянию были опубликованы результаты шести экспериментов [2—7]. Работы [2, 3, 7] резко расширили по  $Q^2$  область измеренных значений  $A(Q^2)$ ,  $B(Q^2)$ . В [2] значение  $A(Q^2)$  было измерено вплоть до  $Q^2 = 154,1 \text{ фм}^{-2}$ , что почти в 4,5 раза превышает достигнутое ранее в упругом  $ed$ -рассеянии значение квадрата переданного импульса  $Q^2 = 35,4 \text{ фм}^{-2}$ . Естественно, что экспериментальные погрешности сильно растут с ростом  $Q^2$ , поскольку само значение  $A(Q^2)$  при этом резко падает [в измеренном в [2] интервале от точки  $Q^2 = 20,5 \text{ фм}^{-2}$  к точке  $Q^2 = 154,1 \text{ фм}^{-2}$  сечение (1) уменьшается в  $2 \times 10^5$  раз]. При максимальном достигнутом в [2] значении квадрата переданного импульса  $Q^2 = 154,1 \text{ фм}^{-2}$  получена оценка верхнего предела сечения рассеяния  $(d\sigma/d\Omega_e) \leq \leq 5 \cdot 10^{-40} \text{ см}^2/\text{ср}$  (т. е. не более одного события в неделю при максимальном токе электронов с начальной энергией 19 ГэВ).

Косвенные результаты определения  $A(Q^2)$  в области больших  $Q^2$  вплоть до  $Q^2 = 8 (\text{ГэВ}/c)^2$  приводятся в [7]. В проведенном эксперименте измерялось сечение реакции инклюзивного  $ed$ -рассеяния при значении квадрата инвариантной адронной массы в конечном состоянии порядка  $W^2 \simeq M_d^2$ . Для определения по этим данным функции  $A(Q^2)$  использовался тот факт, что при  $W - M_d \lesssim 200 \text{ МэВ}$  и  $Q^2 \gtrsim 2 (\text{ГэВ}/c)^2$  имеет место соотношение  $W_2(Q^2, W^2)/A(Q^2) = \text{const}(W^2)$ , где  $vW_2$  — структурная функция глубоконеупругого рассеяния. Из экспериментов в области малых  $Q^2$  отметим полученные в [4] результаты прецизионных измерений отношения сечений упругого  $ed$ - и  $ep$ -рассеяния в интервале  $0,044 \leq Q^2 \leq 3,98 \text{ фм}^{-2}$ .

Таким образом, в настоящее время продольная часть  $A(Q^2)$  сечения упругого  $ed$ -рассеяния измерена в весьма широком интервале переданных импульсов  $0,044 \leq Q^2 \leq 205,4 \text{ фм}^{-2}$ . Современные данные для  $A(Q^2)$  приведены на рис. 1 (см. также [1, рис. 2]).

Проводимые в последние годы эксперименты по упругому  $ed$ -рассеянию позволили также получить новую информацию и для функции  $B(Q^2)$ . Эксперименты [3] (результаты которых представлены на рис. 2) расширили область измеренных значений от  $Q^2 = 14 \text{ фм}^{-2}$  до  $Q^2 = 25,7 \text{ фм}^{-2}$ . Полученное (правда, с большой погрешностью) значение  $B(Q^2)$  при  $Q^2 = 25,7 \text{ фм}^{-2}$  равно  $(0,59 \pm 1,20) \cdot 10^{-5}$ . Имея в виду, что существующие данные для  $G_M(Q^2)$  при малых значениях  $Q^2$  характеризуются невысокой точностью, следует отметить работу

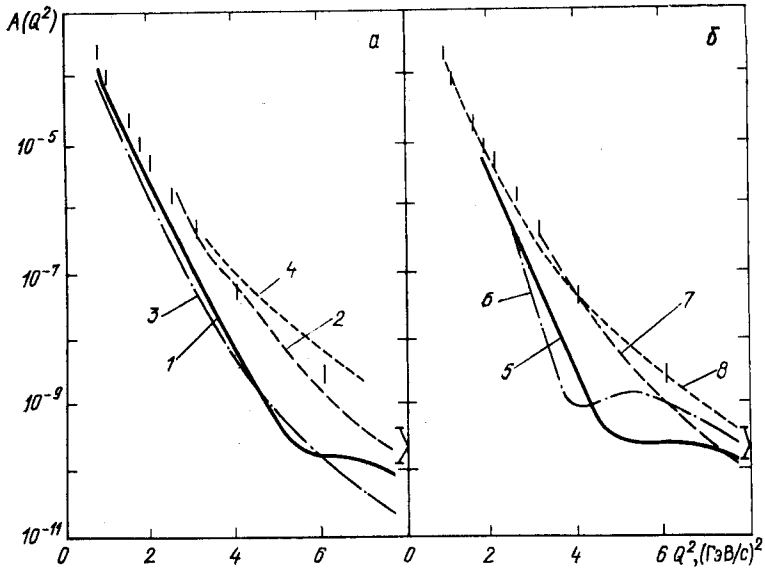


Рис. 1. Экспериментальные данные для функции  $A(Q^2)$  в сравнении с предсказаниями теоретических моделей:

а-1-результаты расчетов с потенциалами Рейда с мягким кором; 2-то же при учете ОМТ; 3-результаты расчетов с потенциалами Рейда с мягким кором при релятивизации по Гроссу; 4-шестикварковая модель [153]; б-б-наши результаты в нерелятивистском случае; б-то же при полном учете релятивистских поправок и зарядовому формфактору дейтрона [27]; 7-феноменологическая релятивизация [45]; 8-шестикварковая модель Кобушкина [140]

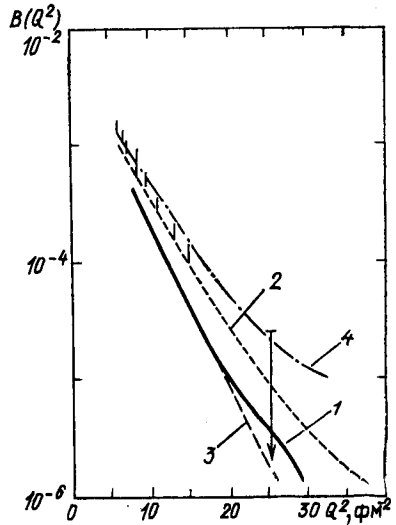


Рис. 2. Экспериментальные данные для функции  $B(Q^2)$ . Обозначения те же, что и на рис. 1 а.

[6], в которой магнитный формфактор дейтрона был измерен с большой точностью при  $Q^2 = 0,031 \text{ фм}^{-2}$  (электрон с начальной энергией  $E_e = 56,4 \text{ МэВ}$  упруго рассеивался на угол  $\theta_e = 180^\circ$ ). С целью уточнения относительного вклада обменных мезонных токов (ОМТ) в формфакторы дейтрона было бы желательно провести столь же

точные измерения  $G_M(Q^2)$  и для других значений  $Q^2$ . В целом в настоящий момент величина  $B(Q^2)$  с той или иной степенью точности измерена в интервале  $0,28 \leq Q^2 \leq 25,7$  фм<sup>-2</sup>. Экспериментальные данные для  $B(Q^2)$  приведены на рис. 2 (см. также [1, рис. 3]).

Наиболее интересные поляризационные эксперименты, а именно эксперименты по упругому рассеянию электронов на выстроенной дейтронной мишени или эксперименты, в которых измеряется тензор поляризации дейтронов отдачи, не проведены до сих пор ни при каких значениях переданного импульса. Имеющаяся в литературе информация о возможности и планах проведения таких экспериментов носит отрывочный и косвенный характер. В [8], например, перспективы поляризационных измерений в упругом  $ed$ -рассеянии при больших  $Q^2$  оцениваются весьма пессимистически. При малых и средних  $Q^2$  такие эксперименты более реальны. В этой связи в [9] упоминается поляризованная дейтронная мишень, а в [10] указывается, что эксперимент по измерению тензора поляризации дейтрона отдачи при  $Q^2 \simeq 6$  фм<sup>-2</sup> в настоящее время находится в стадии практического рассмотрения. Далее, в [11] анонсируется экспериментальная возможность измерения тензора поляризации дейтрона отдачи в упругом  $ed$ - и  $pd$ -рассеянии на основе реакции  ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$  в интервале кинетической энергии дейтронов  $T_d = 27 \div 47$  МэВ (возможно, удастся расширить этот интервал). На этой основе в [12] предварительно обсуждается возможность измерения тензора поляризации дейтронов отдачи в упругом  $ed$ -рассеянии в области  $15 \leq Q^2 \leq 30$  фм<sup>-2</sup>. Немедленным результатом такого эксперимента были бы определение наличия первого нуля в зарядовом формфакторе дейтрона (см. разд. 3, 7, 8) и (при условии его существования) точная локализация положения этого нуля. Заметим, что наличие этого нуля предсказывается всеми потенциальными моделями, тогда как при расчетах зарядового формфактора дейтрона с учетом примеси (с вероятностью  $\beta_{6q}^2$ ) чистого шестикваркового ( $6q$ )-состояния указанный нуль отсутствует во всей области  $Q^2$  при  $\beta_{6q}^2 \geq 1\%$ .

## 2. НЕРЕЛЯТИВИСТСКОЕ ИМПУЛЬСНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

В импульсном приближении и нерелятивистском пределе стандартная параметризация электромагнитных формфакторов дейтрона через электромагнитные формфакторы нуклонов и волновую функцию дейтрона (ВФД) имеет вид

$$\left. \begin{aligned} G_C &= 2G_{ES}^N C_E, & G_Q &= 2G_{ES}^N C_Q, \\ G_M &= (2G_{MS}^N C_S + G_{ES}^N C_L) M_d/M, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где структурные функции  $C_E$ ,  $C_Q$ ,  $C_L$  и  $C_S$  упругого  $ed$ -рассеяния определяются по  $\bar{S}$ - и  $D$ -волновым функциям дейтрона известными

квадратурными формулами

$$\left. \begin{aligned}
 C_E(Q^2) &= \int_0^\infty [u^2(r) + w^2(r)] j_0(Qr/2) dr; \\
 C_Q(Q^2) &= \frac{3}{\sqrt{2}\eta} \int_0^\infty w(r) \left[ u(r) - \frac{w(r)}{\sqrt{8}} \right] j_2(Qr/2) dr; \\
 C_L(Q^2) &= \frac{3}{2} \int_0^\infty w^2(r) [j_0(Qr/2) + j_2(Qr/2)] dr; \\
 C_S(Q^2) &= \int_0^\infty \left\{ \left[ u^2(r) - \frac{w^2(r)}{2} \right] j_0(Qr/2) + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{1}{\sqrt{2}} w(r) \left[ u(r) + \frac{w(r)}{\sqrt{2}} \right] j_2(Qr/2) \right\} dr.
 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

В (3), (4)  $G_{ES}^N$  и  $G_{MS}^N$  — зарядовый и магнитный изоскалярные форм-факторы нуклона;  $j_n(z)$  — сферические функции Бесселя;  $M$  — масса нуклона;  $M_d$  — масса дейтрона.

В статическом пределе из соотношений (3) получаем

$$\left. \begin{aligned}
 G_C(0) &= 1; \quad G_Q(0) = M_d^2 Q_d; \quad G_M(0) = \\
 &= \frac{M_d}{M} \left[ \mu_p + \mu_n - \frac{3}{2} P_d \left( \mu_p + \mu_n - \frac{1}{2} \right) \right],
 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где  $P_d = \int_0^\infty w^2(r) dr$  — вероятность пребывания дейтрона в  $D$ -состоянии;  $\mu_N$  — магнитный момент нуклона.

Подробное обсуждение особенностей, характеристик и сравнительных достоинств различных нуклон-нуклонных потенциалов можно найти, например, в [13—17], а также в оригинальной литературе последних лет [18—22]. Не претендуя здесь на полноту ссылок (вследствие обширности соответствующей литературы), укажем лишь ряд работ [16, 23, 24], в которых формфакторы дейтрона вычислялись на основе соотношений (3), (4) для различных нуклон-нуклонных потенциалов.

Проведенные расчеты позволяют сделать следующие выводы. Во-первых, в области малых  $Q^2$  ( $\leq 10$  фм<sup>-2</sup>) полученные результаты неплохо согласуются с экспериментальными данными. При больших  $Q^2$  теоретические предсказания для  $A(Q^2)$  лежат систематически ниже экспериментальных данных, причем расхождение теории и эксперимента с ростом  $Q^2$  все более возрастает, составляя почти порядок при  $Q^2 \simeq 154,1$  фм<sup>-2</sup> (см., например, [2, 23, 24]). Во-вторых, при  $Q^2 \simeq 25$  фм<sup>-2</sup> изменение функции  $A(Q^2)$  за счет допустимой ва-

риации недостаточно хорошо измеренных в этой области электромагнитных формфакторов нуклона (особенно зарядового формфактора нейтрона) имеет тот же порядок, что и соответствующие изменения за счет модельного выбора потенциала. Поэтому, например, при достаточно экзотической аппроксимации формфактора нейтрона в области  $Q^2 \approx 10 \text{ фм}^{-2}$  согласие теории с экспериментом может сильно улучшиться [8]. Однако подобный выбор, по-видимому, противоречит результатам определения зарядового формфактора нейтрона из экспериментов по электроорождению пионов на протоне [25].

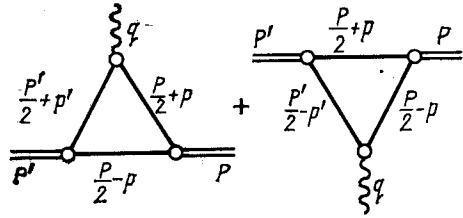
Таким образом, при больших  $Q^2$  результаты расчетов формфакторов в рамках нерелятивистского импульсного приближения не согласуются с экспериментальными данными ни для одной потенциальной модели (относительно хорошее согласие теории с экспериментом при использовании потенциала Ломона — Фешбаха [2] следует считать случайным, поскольку этот потенциал нереалистичен [26] в дейтронном канале). Проведенные нами [27] аналогичные расчеты на основе безмодельного дисперсионного подхода (см. разд. 5) подтверждают это заключение. Устранение имеющегося — в том числе и для статических характеристик — несогласия теории с экспериментом следует связывать с необходимостью полного учета релятивистских поправок, вклада ОМТ и  $6q$ -конфигураций в дейтроне (см. далее соответственно разд. 4, 6, 7).

Заметим, что при постановке вопроса о выборе наиболее реалистического потенциала парного нуклон-нуклонного взаимодействия наиболее информативными являются, по-видимому, исследования процессов рассеяния нуклонов на дейтроне и расчеты характеристик трехчастичных систем и ядерной материи. Это обусловлено тем, что эти характеристики весьма чувствительны к поведению  $t$ -матрицы нуклон-нуклонного рассеяния вне массовой поверхности, а ближайшей особенностью немассовой  $t$ -матрицы является дейтронный полюс. Указанные исследования интенсивно проводились в последние годы (см., например, [28—33]) с целью определения величины  $P_d$  примеси  $D$ -волны в дейтроне и уточнения значения  $\rho_d$  асимптотического отношения  $D/S$  — волновых функций дейтрона. В частности, с учетом последних экспериментальных результатов для  $\rho_d$ , извлекаемых из данных по измерению тензорной компоненты  $T_{22}(\theta)$  процесса упругого  $dp$ -рассеяния, усреднением по результатам [34—37] получено следующее значение [37]:  $\rho_d = 0,0264 \pm 0,0003$ .

### 3. РЕЛЯТИВИСТСКОЕ ИМПУЛЬСНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Полученные к настоящему времени результаты позволяют надеяться получить сколько-нибудь точное описание релятивистской структуры составных адронных систем лишь для частного случая слабосвязанных составных систем [38—41]. С этой точки зрения идеальным объектом для апробации различных теоретических подходов по-прежнему является дейтрон.

Рис. 3. Сумма диаграмм, определяющих матричный элемент электромагнитного тока дейтрона в импульсном приближении



Предложенные разными авторами релятивистские методы описания электромагнитных формфакторов дейтрона по используемым физическим предположениям и результатам укладываются в одну общую схему, однако по формулировке исходных положений эти подходы можно условно разделить на следующие группы:

а) расчеты в рамках релятивистского импульсного приближения (РИП) с аппроксимацией точного решения уравнения Бете — Солпитера для вершинной  $nrd$ -функции [42];

б) расчеты в РИП с точным решением приближенного — по отношению к уравнению Бете — Солпитера — квазипотенциального уравнения для учета вершинной  $nrd$ -функции [43];

в) учет релятивистских эффектов отдачи посредством полуфеноменологических построений, допускающих интерпретацию в рамках квазипотенциального подхода [44];

г) расчеты в РИП, основанные на феноменологической релятивизации (согласованной с представлениями о составной кварковой структуре адронов) нерелятивистских выражений для вершинной  $nrd$ -функции [45];

д) дисперсионные расчеты в РИП [27, 46, 47].

Следуя общей схеме, в РИП для формфакторов дейтрона  $G^\mu(q^2)$ , определяемых по матричному элементу электромагнитного тока дейтрона соотношением [48]

$$\begin{aligned}
 G^\mu(q^2) &= (2p^0 2p'^0)^{-1/2} \langle p', \xi' | j^\mu | p, \xi \rangle = \\
 &= -e \left\{ G_C(Q^2) (\xi' \cdot \xi) (p + p')^\mu + G_Q(Q^2) [\xi^\mu (\xi' \cdot q) - \xi' \cdot (\xi q)] - \right. \\
 &\quad \left. - G_M(Q^2) \frac{(\xi q)(\xi' \cdot q)}{2M^2} (p + p')^\mu \right\}, \quad (6)
 \end{aligned}$$

можно записать (рис. 3) интегральное представление вида [49]

$$\begin{aligned}
 G^\mu(q^2) &= \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \text{Tr} \{ \bar{\Lambda}^\beta(p - k, k + q) [\tilde{k} - \tilde{q} + M] \times \\
 &\quad \times F^\mu(k, k + q) [\tilde{k} + M] \Lambda^\alpha(k, p - k) [\tilde{k} - \tilde{p} + M] \} \times \\
 &\quad \times \frac{1}{(k + q)^2 - M^2} \frac{1}{k^2 - M^2} \frac{1}{(k - p)^2 - M^2} \xi_\alpha \xi'_\beta, \quad (7)
 \end{aligned}$$

где  $\xi, \xi'$  — векторы поляризации дейтрона в начальном и конечном состояниях;  $\tilde{k} = k^\nu \gamma_\nu$ ,  $\Lambda^\alpha(p_1, p_2)$  — вершинная  $nrd$ -функция Бете —



Солпитера;  $F^\mu(k_1, k_2)$  — немассовый изоскалярный нуклонный форм-фактор.

Из соображений удобства и без ограничения общности можно перейти к следующей системе отсчета [50]:

$$\left. \begin{aligned} p &= \left( d + \frac{M_d^2}{4d}, \mathbf{0}_\perp, d - \frac{M_d^2}{4d} \right), \quad q = \left( \frac{q_\perp^2}{4d}, \mathbf{q}_\perp, -\frac{q_\perp^2}{4d} \right); \\ k &= \left( xd + \frac{k^2 + k_\perp^2}{4xd}, \mathbf{k}_\perp, xd - \frac{k^2 + k_\perp^2}{4xd} \right). \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

В новых независимых переменных интегрирования  $k_\perp, k^2$  и  $x$  входящие в представление (7) пропагаторы имеют вид

$$[(p - k)^2 - M^2]^{-1} = \left[ -k^2 \frac{(1-x)}{x} - \frac{k_\perp^2}{x} + (1-x) M_d^2 - M^2 \right]^{-1}; \quad (9a)$$

$$[(k + q)^2 - M^2]^{-1} = [k^2 - (1-x) q_\perp^2 - 2k_\perp q_\perp - M^2]^{-1}. \quad (9b)$$

Используя предписание Фейнмана обхода полюсных особенностей пропагаторов, нетрудно видеть, что при  $x \in (0, 1)$  полюсные особенности всех пропагаторов по  $k^2$  (а также и допустимые особенности типа точек ветвления вершинных функций на порогах неупругих каналов) лежат в нижней полуплоскости. Поэтому ненулевой вклад в выражение (7) дает лишь интегрирование по области  $0 < x < 1$ . В этой области полюсная особенность пропагатора (9a) переходит в верхнюю полуплоскость, так что, вычисляя интеграл (7) по вычетам, получаем

$$\begin{aligned} G^\mu(q^2) &= -\frac{i}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^1 \frac{d^2 k_\perp dx}{2(1-x)} \times \\ &\times \left\{ \frac{1}{(k+q)^2 - M^2} \frac{1}{k^2 - M^2} \text{Tr} [\bar{\Gamma}^\beta (k+q) (\tilde{k} - \tilde{q} + M) F^\mu(k, k+q) \times \right. \\ &\left. \times (\tilde{k} + M) \Gamma^\alpha(k) (\tilde{k} - \tilde{p} + M) \right\}_{(p-k)^2 = M^2} \xi_\alpha \xi_\beta'^* + C_{\text{неупр}}^\mu, \quad (10) \end{aligned}$$

где, следуя работе [46], введено обозначение  $\Gamma^\alpha(p_1)$  для полувнемассовой вершинной *nrd*-функции, определяемой по  $\Lambda^\alpha(p_1, p_2)$  подстановкой  $p_2^2 = M^2$ ;  $C_{\text{неупр}}$  обозначен вклад допустимых разрезов вершинной функции на порогах неупругих каналов.

В точке вычета пропагаторные множители в (10) имеют вид

$$(k^2 - M^2)^{-1} = (1-x) [x(1-x) M_d^2 - k_\perp^2 - M^2]^{-1}; \quad (11a)$$

$$((k+q)^2 - M^2)^{-1} = \left[ x M_d^2 - \frac{k_\perp^2 + M^2}{1-x} - (1-x) q_\perp^2 - 2k_\perp q_\perp \right]^{-1}. \quad (11b)$$

Отсюда вследствие предполагаемой малости величины  $\varepsilon/M_d$  (где  $\varepsilon = 2M - M_d$  — энергия связи дейтрона) нетрудно видеть, что в нерелятивистском пределе, т. е. при  $k_\perp \ll M_d, x \approx 1/2$ , пропагаторные члены  $(k^2 - M^2)^{-1}, ((k+q)^2 - M^2)^{-1}$  — имеют соответст-

венно порядок величины  $O(M_d/\epsilon)$  и  $O(\max(M_d/\epsilon, M^2/q_\perp^2))$ , что обеспечивает доминирующий вклад нерелятивистского импульсного приближения. Относительная малость величины  $C_{\text{неупр}}^\mu$  обусловлена тем, что для вершинной функции ближайшие особенности типа точек ветвления на неупругих каналах находятся при  $k^2 \approx (M + m_\pi)^2$ ,  $(k + q)^2 \approx (M + m_\pi)^2$ . Общее представление в системе покоя дейтрона для  $\Gamma^\alpha(p)$  через полный набор скалярных функций инвариантных переменных имеет следующий вид:

$$\Gamma^\alpha(p) = F(p^2) \gamma^\alpha - \frac{G(p^2)}{M_d} p^\alpha - \frac{M_d - \tilde{p}}{M_d} \left[ H(p^2) \gamma^\alpha - \frac{I(p^2)}{M_d} p^\alpha \right]. \quad (12)$$

Конкретный способ нахождения входящих в это разложение скалярных функций отличает различные подходы к расчету электромагнитных формфакторов дейтрона в РИП с нуклоном-спектатором, лежащим на массовой поверхности.

В нерелятивистском приближении  $\Gamma^\alpha(p)$  полностью определяется через функции  $F(p^2)$  и  $G(p^2)$ , которые при этом связаны с нерелятивистской ВФД в импульсном приближении подстановкой

$$\frac{F(k^2)}{k^2 - M^2} \rightarrow u(k) - \frac{w(k)}{\sqrt{2}}, \quad \frac{G(k^2)}{k^2 - M^2} \rightarrow \frac{3M_d^2}{k} \frac{w(k)}{\sqrt{2}}. \quad (13)$$

Данная связь может служить источником достаточно разумных аппроксимаций при вычислении релятивистских формфакторов дейтрона. Так, в [45] для ВФД предлагались феноменологические аппроксимации (рационального вида в переменных  $k_\perp^2$ ,  $x$ ), согласованные в нерелятивистском пределе с ВФД Хьюлтена и отражающие в релятивистской области составную кварковую структуру дейтрона.

Полученные результаты [в пренебрежении вкладом  $D$ -волны в функцию  $F(k^2)$  и с тремя свободными параметрами, входящими в аппроксимации для  $u(k)$  и  $w(k)$ ] показаны на рис. 1, 2. Видно, что имеется удовлетворительное согласие теории с экспериментом [особенно для функции  $B(Q^2)$ ]. Систематическое превышение теоретических предсказаний по отношению к экспериментальным данным для  $A(Q^2)$  в области  $10 \leq Q^2 \leq 60 \text{ фм}^{-2}$ , не оставляющее места для возможных поправок на ОМТ, может быть связано с тем, что: 1) при расчетах пренебрегалось вкладом  $D$ -волны в функцию  $F(k^2)$ ; 2) не исследовалась чувствительность результатов по отношению к выбору более реалистических, чем дипольная подгонка, аппроксимаций нуклонных формфакторов; 3) для ВФД выбирались недостаточно реалистические аппроксимации.

Альтернативный, более последовательный способ нахождения вершинной функции  $\Gamma^\alpha(k)$  основан на использовании уравнения Бете — Солпитера (прекрасное изложение вопросов, относящихся к уравнению Бете — Солпитера, можно найти в [51], см. также [15, 52]) для двухчастичной  $T$ -матрицы  $NN$ -взаимодействия (рис. 4). В импульсном приближении с аппроксимацией вклада неприводи-

мых диаграмм  $V$  суммарным вкладом диаграмм однобозонного обмена уравнение Бете — Солпитера несколько упрощается, но его количественное решение все еще технически трудно осуществимо [15, 52].

К настоящему времени наиболее развита техника решения квазипотенциальных уравнений, получаемых заменой двухчастичного пропагатора  $G$  приближенными пропагаторами следующего, например [15], вида:

$$g(P, k) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{4M^2}^{\infty} \frac{ds'}{s' - w - i0} f(s', w) \times \delta^{(+)} \left[ \left( \frac{P}{2} + k \right)^2 - M^2 \right] \delta^{(+)} \left[ \left( P' - \frac{P}{2} - k \right)^2 - M^2 \right], \quad (14)$$

где  $P'^\mu = (\sqrt{s'/w}) P^\mu$  и из требования выполнения условия двухчастичной унитарности в упругом канале на, вообще говоря, произвольную функцию  $f(s', w)$  накладывается единственное ограничение  $f(w, w) = 1$ . Выбирая  $f(s', w) = (\sqrt{w} + \sqrt{s'})/2 \sqrt{w}$  или  $f(s', w) = (\sqrt{w} + \sqrt{s'})/2 \sqrt{s'}$ , приходим соответственно к уравнениям Гросса [53—55] и В. Г. Кадышевского [56, 60].

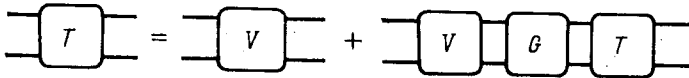


Рис. 4. Уравнение Бете — Солпитера для  $T$ -матрицы двухчастичного рассеяния

Вычислению вершинной функции  $\Gamma^\alpha(k)$  на основе квазипотенциального уравнения Гросса при аппроксимации  $V$  суммой диаграмм  $\pi$ -,  $\sigma$ -,  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонных обменов посвящен ряд работ [53—55, 57, 58]. Объектом рассмотрения в данных работах являлась четырехкомпонентная ВФД  $\Psi_\alpha^i(k, p)$ , определяемая по вершинной функции  $\Gamma^\alpha(k)$  таким образом, что в нерелятивистском пределе две ненулевые компоненты совпадают с нерелятивистскими  $S$ - и  $D$ -волновыми функциями дейтрона, а две другие компоненты (классифицируемые по трансформационным свойствам как  ${}^1P_1$  и  ${}^3P_1$  волновые функции) дают неисчезающий вклад в  $\Gamma^\alpha(k)$  лишь в релятивистской области [43, 59]. Используя простую аналитическую аппроксимацию построенной таким образом релятивистской ВФД [58], в работе [8] проведены соответствующие расчеты релятивистских формфакторов дейтрона. Для наиболее интересного [52] случая псевдовекторной связи в  $\pi NN$ -вершине полученные результаты [8] показаны на рис. 1, 2. На основе их анализа можно сделать следующие выводы. Во-первых, проведенный указанным образом полный учет релятивистских поправок систематически ухудшает согласие теории с экспериментом. Во-вторых, изменение результатов вследствие произвола выбора модельного эф-

фективного потенциала и аппроксимации нуклонных формфакторов «затушевывает» чувствительность результатов к учету релятивистских поправок во всей области  $Q^2$ . В-третьих, как отмечается в [8], уже грубый учет немассовости нуклона-спектратора показывает, что соответствующие поправки к формфакторам дейтрона по порядку величины равны перекрестным интерференционным вкладам малых компонент релятивистской ВФД.

Более общее описание электромагнитных формфакторов дейтрона с нахождением вершинной  $npd$ -функции посредством решения (методом Паде-аппроксимант) уравнения Бете — Солпитера развивается в [42]. Ядро уравнения аппроксимируется вкладом диаграмм  $\pi$ -,  $\eta$ -,  $\varepsilon$ -,  $\delta$ -,  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонных обменов [52]. Результаты проведенного релятивистского расчета наиболее близки к соответствующим результатам, получаемым при нерелятивистском описании с потенциалом Рейда. Это может служить указанием на недостаточно корректный учет релятивистских эффектов в рамках формализма Гросса.

#### 4. ДИСПЕРСИОННЫЙ ПОДХОД К РАСЧЕТУ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ ДЕЙТРОНА

Попытки непосредственного применения дисперсионных методов [61—64] для описания структуры дейтрона не дают количественного согласия с экспериментом при  $Q^2 \gtrsim 6 \text{ фм}^{-2}$  и затрудняют теоретический анализ вследствие «перемешивания» внутренней структуры взаимодействующих частиц и нуклонного тока в общий дейтронный ток.

Излагаемый в настоящем разделе новый дисперсионный подход к исследованию электромагнитной структуры дейтрона явным образом учитывает составной характер системы и обладает следующими достоинствами: а) описывает структуру составной системы непосредственно в терминах экспериментально «наблюдаемых» величин — фаз рассеяния и одночастичных формфакторов составляющих систему частиц; б) допускает единообразную трактовку как в релятивистском, так и в нерелятивистском случае; в) не содержит параметров, подгоняемых под экспериментальные данные; г) дает возможность получить корректную постановку беспотенциальной обратной задачи рассеяния, т. е. задачи построения двухчастичной волновой функции непосредственно по данным рассеяния; д) дает удовлетворительное описание экспериментальных данных по упругому  $ed$ -рассеянию во всем диапазоне переданных импульсов; е) позволяет согласованным образом описывать процессы упругого и квазиупругого рассеяния электронов на дейтронах; ж) согласован с аналитическими свойствами формфактора дейтрона, следующими из представления Мандельстама. Принципиальная основа метода была разработана Ю. М. Широковым при исследовании общего вопроса о связи между полями и частицами [90]. В обзоре [1] были сформулированы исходные положения развиваемого метода и приведены

результаты некоторых расчетов. Дальнейшее развитие этот подход получил в работах [27, 65—83].

При выводе интегрального представления, определяющего электромагнитные формфакторы составной двухчастичной системы через фазы рассеяния и одночастичные формфакторы составляющих систему частиц, используется хорошо известный в квантовой теории поля (см., например, [84—87]) математический аппарат решения краевой задачи Римана [88, 89]. Не останавливаясь на деталях вывода (см. [1]), приведем окончательное представление, получаемое, в частности, для зарядового формфактора дейтрона:

$$G_C(Q^2) = \Gamma^2 \int_{4M^2}^{\infty} \int_{s_1}^{s_2} \frac{\Delta(s) f(s, t, s') \Delta(s') ds ds'}{(s - M_d^2)(s' - M_d^2)} + R(Q^2);$$

$$s_{1,2}(s, t) = 2M^2 + \frac{1}{2M^2} (2M^2 - t)(s - 2M^2) \pm$$

$$\pm \frac{1}{2M^2} [(-t)(4M^2 - t)s(s - 4M^2)]^{1/2}. \quad (15)$$

Здесь  $f(s, t, s')$  — мультипольный  $S$ -волновой формфактор триплетного канала  $np$ -рассеяния, соответствующий мультипольной параметризации [91] матричного элемента электромагнитного тока не взаимодействующей  $np$ -системы [93]. Функция  $R(Q^2)$  учитывает вклад так называемых (см., например, [1, 92]) нефизических разрезов;  $\bar{\Delta}(s)$  обозначен скачок функции Йоста  $f(k)$  [ $k = \sqrt{s^2 - 4M^2}$ ; см. далее формулу (17)] на физическом разрезе. Нормировочная константа  $\Gamma$  определяется из условия  $G_C(0) = 1$ .

При учете нефизических разрезов перенормировкой константы  $\Gamma$  представление (15) использовалось нами [93, 70] для вычисления релятивистского и [после перехода в (15) к нерелятивистскому пределу] нерелятивистского формфакторов дейтрона. Полученные результаты показаны на рис. 5. При расчетах полагалось  $G_{En} \equiv 0$  и использовалось дипольное приближение для  $G_{Ep}$  и скэйлинговые соотношения для  $G_{Mp}$ ,  $G_{Mn}$ . Функция фазовых сдвигов  $^3S_1$ -волны при  $k \leq 2,2$  фм $^{-1}$  фиксировалась по данным фазового анализа. В области  $4,2 \leq k \leq 11,7$  фм $^{-1}$  функция фазовых сдвигов плохо определена [94] и выделялась нами по амплитудным редже-полюсным подгонкам имеющихся экспериментальных данных по высокоэнергетическому нуклон-нуклонному рассеянию [79]. В промежуточной области функция фазовых сдвигов определялась по непрерывности с использованием техники Паде-аппроксимант. Возможное изменение результатов при учете  $D$ -волны оценивалось по волновым функциям Макги и составляет не более 15%.

Полное описание электромагнитных формфакторов дейтрона на основе представления типа (15) сопряжено с решением двух вспомогательных задач: учетом вклада нефизических разрезов и учетом тензорного характера нуклон-нуклонного потенциала. Вклад нефизи-

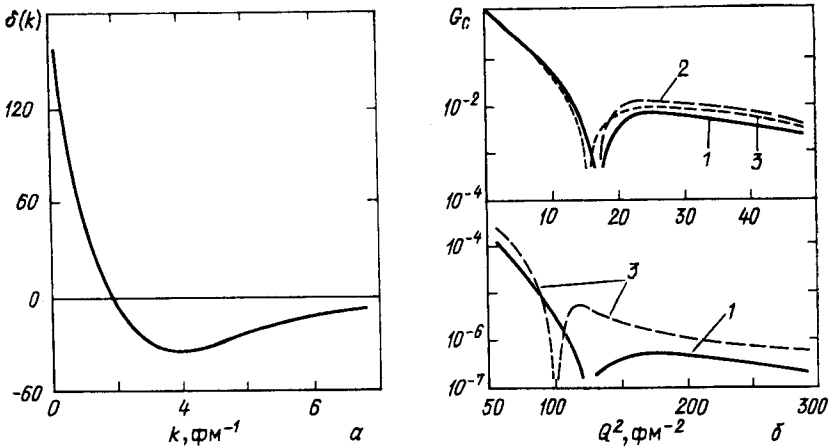


Рис. 5. Выбор функции фазовых сдвигов  $^3 S_1$ -волны (а) и соответствующие результаты для нерелятивистского (1) и релятивистского (2) форм-факторов дейтрона в сравнении с аналогичными результатами (3) для потенциала Рейда с мягким кором при учете ОМТ (б)

ческих разрезов в форм-факторы дейтрона можно точно фиксировать [69, 77], исходя из следующих трех общих требований: 1) согласованности в нерелятивистском пределе дисперсионного описания электромагнитных процессов с участием дейтрона с соответствующим описанием в терминах волновых функций; 2) предположения, что амплитуда электрорасщепления дейтрона удовлетворяет представлению Манделштама; 3) выполнения условия упругой унитарности двухчастичной амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния.

Как показано в работах [69, 79, 83], исходя из сформулированных выше требований, для амплитуды  $M_{lsj}(k, q)$  электрорасщепления дейтрона [96, 97] (в мультипольной параметризации) можно получить следующее интегральное представление:

$$M_{lsj}(k, q) = M_{lsj}^B(k, q) + 2k^{-1} \operatorname{Re} C_{lsj}(k, q) - [\pi k f_{lsj}(k)]^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\operatorname{Im} f_{lsj}(p)}{p - k - i0} [p M_{lsj}^B(p, q) + 2 \operatorname{Re} C_{lsj}(p, q)] dp, \quad (16)$$

где  $M_{lsj}^B(k, q)$  — соответствующая амплитуда в борновском приближении [98—102];  $C_{lsj}(k, q)$  — функция вклада нефизических резервов и  $f_{lsj}(k)$  — функция Йоста несвязанного  $^{2S+1}L_J$ -канала, определяемая по  $S$ -матричному элементу квадратурной формулой [95, 103]

$$f_{lsj}(k) = \exp \left\{ -\frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\operatorname{Ln} S_{lsj}(p)}{p - k - i0} dp \right\} \quad (17)$$

(здесь и далее мы опускаем все мультипольные индексы или часть их в тех случаях, когда это не вызывает недоразумений). Таким образом, для проведения количественных расчетов на основе представления (16) остается определить функцию  $C_{lsj}(k, q)$ . Если предположить, что амплитуда  $M_{lsj}(k, q)$  удовлетворяет представлению Мандельштама, то известен ответ на поставленный вопрос [69]: при дополнительном требовании эквивалентности дисперсионного и предингергеровского описаний процесса электрорасщепления дейтрона функция  $C_{lsj}(k, q)$  однозначно определяется представлением вида

$$C_l(k, q) = -i \int_{m_\pi}^{\infty} d\sigma \int_{m_\pi/2}^{\sigma/2} d\rho \frac{\rho(\beta, \sigma)}{k - i\beta} \times \\ \times [B_l(k - i\sigma, q) - B_l(i\beta - i\sigma, q)], \quad (18)$$

где

$$B_l(k, q) = \int_0^{\infty} w_l^{-1}(kr) j_l(qr/2) u_0(r) dr.$$

Здесь  $w_l^{-1}(z)$  — функция Бесселя — Ганкеля и  $\rho(\beta, \sigma)$  — спектральная функция нефизических разрезов. Соответствующие аналитические выражения для волновых функций  $np$ -рассеяния имеют вид

$$v_{lsj}(k, r) = kr j_l(kr) + a_{lsj}(k, r) - \\ - [\pi f_{lsj}(k)]^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\text{Im} f_{lsj}(p)}{p - k - i0} [pr j_l(pr) + a_{lsj}(p, r)] dp, \quad (19a)$$

где

$$a(k, r) = 2 \text{Re} \int_{m_\pi}^{\infty} d\sigma \int_{m_\pi/2}^{\sigma/2} d\beta \frac{\rho(\beta, \sigma)}{k - i\beta} \times \\ \times \{w_l^{-1}(k - i\sigma)r - w_l^{-1}[(i\beta - i\sigma)r]\}. \quad (19b)$$

Наличие связанного состояния учитывается введением нуля первого порядка в функцию Йоста соответствующего парциального канала. При этом волновая функция связанного состояния находится путем вычета в представлении (19) в точке связанного состояния.

Таким образом, для того чтобы полностью конкретизировать представления (18), (19), остается указать достаточно разумную аппроксимацию функции  $\rho(\beta, \sigma)$ . С этой целью в [69] предлагалось использовать условие нормировки волновых функций рассеяния, определяя свободные параметры, входящие в выбранную (например,

следуя [99, 104]) параметризацию функции  $\rho(\beta, \sigma)$ , из требования минимальности по некоторой норме функции «дефекта нормировки»:

$$\text{Def}(k, p) = \int_0^{\infty} v(k, r)^* v(p, r) dr - \frac{\pi}{2} \delta(k - p). \quad (20)$$

Более общий способ определения  $\rho(\beta, \sigma)$  был развит в работе [77], где для полного безмодельного нахождения функции  $\rho(\beta, \sigma)$  рассматривалось условие нормировки как квадратично-нелинейное интегральное уравнение относительно  $\rho(\beta, \sigma)$ . Было показано, что при введении физически мотивированной регуляризации соответствующая задача допускает корректную по А. Н. Тихонову [105] формулировку, и для нахождения решения регуляризованного уравнения была построена сходящаяся итерационная процедура.

Обобщение с учетом функциональной некоммутативности [106] изложенных выше результатов на случай связанных по квантовым числам каналов можно найти в работах [71, 76, 79, 83]. Полученные при этом результаты для волновой функции дейтрона (с реалистичским учетом примеси  $D$ -волны и полным учетом нефизических разрезов) показаны (следуя [76]) на рис. 6. Вычисляемые по построенной ВФД формфакторы дейтрона, продольная и поперечная части дифференциального сечения упругого  $ed$ -рассеяния и тензорная поляризация представлены на рис. 7–9.

Поскольку построенная ВФД полностью определяется данными  $lp$ -рассеяния, особый интерес представляет исследование чувствительности результатов к выбору данных рассеяния в высокоэнергетической области, где надежные данные фазового анализа отсутствуют. Соответствующие расчеты проводились в [72] для нерелятивистского зарядового формфактора дейтрона и привели к следующим выводам: а) вариация данных рассеяния в области больших энергий существенно изменяет поведение ВФД на малых расстояниях и зарядового формфактора дейтрона при больших  $Q^2$ ; б) чувствительность результатов к способу учета нефизических разрезов значительно слабее зависимости от выбора фаз рассеяния; в) более сильное понижение в область отрицательных значений функции фазовых сдвигов при больших энергиях (соответствующее более сильному  $NN$ -отталкиванию в области кора) приводит к смещению положений «провалов» зарядового формфактора в область меньших  $Q^2$  (рис. 10).

Таким образом, в рамках развиваемого дисперсионного подхода можно надеяться получить корректное описание релятивистских электромагнитных формфакторов дейтрона уже при достаточно простой релятивизации, заключающейся в релятивистском учете кинематического разреза и учете перенормировкой вклада нефизических разрезов. Хорошее согласие полученных нами [27] на таком пути результатов с последними косвенными экспериментальными дан-



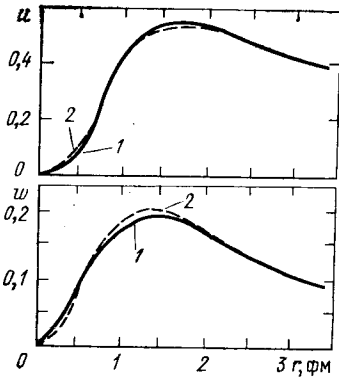


Рис. 6. Волновые функции дейтрона (1) [76]. Для сравнения показаны волновые функции Рейда с мягким кором (2)

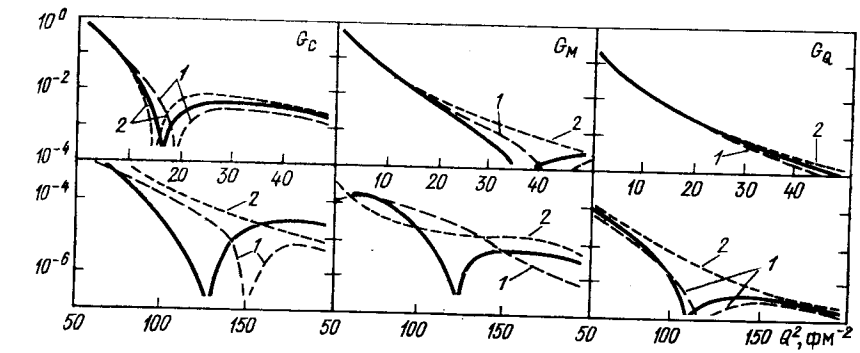


Рис. 7. Зависимость для нерелятивистских зарядового, магнитного и квадрупольного формфакторов дейтрона: сплошная линия — наши результаты [27]; 1 — результаты расчета для потенциала Рейда с мягким кором, 2 — то же при учете ОМТ

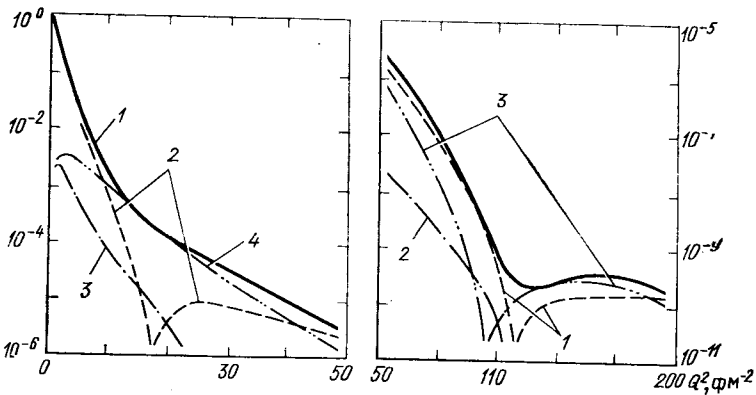


Рис. 8. Относительный вклад в функцию  $A(Q^2)$  (кривая 1) зарядового (2), магнитного (3) и квадрупольного (4) формфакторов дейтрона

Рис. 9. Тензорная поляризация в упругом  $ed$ -рассеянии:

1—наши результаты [81]; 2—данные для потенциала Рейда с мягким кором; 3—данные Хамада-Джюстона; 4—данные для потенциала Хьюльена с мягким кором

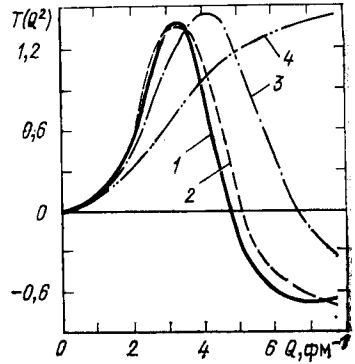
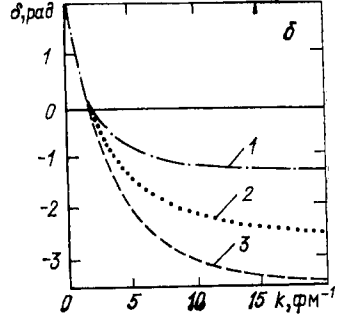
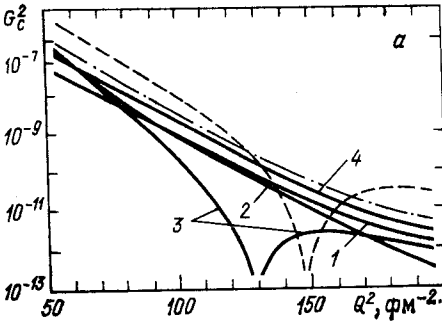


Рис. 10. Нерелятивистский зарядовый форм-фактор дейтрона (а, кривые 1—3) при различном выборе (б) функции фазовых сдвигов  ${}^3S_1$ -волны в области высоких энергий кривая 4—результаты расчета с волновыми функциями Макги



ными по упругому  $ed$ -рассеянию [7] придает обоснованность нашим надеждам на дальнейшее построение последовательной теории дейтрона с полным учетом релятивистских нефизических разрезов.

## 5. ПРОБЛЕМА ОБМЕННЫХ МЕЗОННЫХ ТОКОВ

При вычислении электромагнитных характеристик малонуклонных систем, и в частности дейтрона, необходимость включения в рассмотрение поправок на ОМТ мотивируется тем, что соответствующие расчеты с реалистическими  $NN$ -потенциалами в импульсном приближении приводят к нарушению калибровочной инвариантности теории. Эти соображения послужили основанием для построения в низших порядках теории возмущений последовательной нерелятивистской теории ОМТ [107], детальное изложение которой можно найти в обзорных работах [108—111], материалах конференций [112, 113] и прекрасном сборнике [114].

Применительно к дейтрону, как отмечалось, например, в [23], за счет имеющегося произвола учета ОМТ указанные поправки на

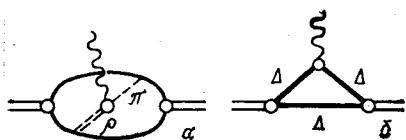


Рис. 11.  $o\mu$ -диаграмма, определяющая вклад ОМТ в формфакторы дейтрона в низшем порядке теории возмущений (а) и типичная диаграмма вклада изобар в промежуточном состоянии в матричный элемент электромагнитного тока дейтрона (б)

ОМТ всегда можно ввести таким образом, что наблюдаемые характеристики электромагнитных процессов с участием дейтрона не изменятся (так называемый минимальный учет ОМТ). С точки зрения анализа экспериментальных данных по процессам с участием малонуклонных систем необходимость введения поправок на ОМТ неминимальным образом мотивируется тем, что: 1) отношения предсказываемых теорией значений к соответствующим экспериментальным данным составляют 93,5% для магнитных моментов  $\mu$  ( $^3\text{H}$ ) и  $\mu$  ( $^3\text{He}$ ); 90,5% для полного сечения теплового  $np$ -захвата [115]; 95% для матричного элемента Гамова — Теллера  $\beta$ -распада  $^3\text{H}$  [116]; 2) в импульсном приближении дифференциальное сечение упругого  $ed$ -рассеяния удовлетворительно описывается лишь в области  $Q^2 \leq 35 \text{ фм}^{-2}$ . При  $Q^2 \geq 35 \text{ фм}^{-2}$  расхождение теории и эксперимента увеличивается с ростом  $Q^2$ , составляя почти порядок при  $Q^2 \simeq 154,1 \text{ фм}^{-2}$  [2, 8]. Учет релятивистских поправок по степеням  $Q^2/M^2$  в рамках квазипотенциального подхода не улучшает ситуации [8]. Относительные погрешности описания статических характеристик магнитного и квадрупольного моментов меняются приблизительно обратно пропорционально друг другу в пределах до 2% при использовании различных нуклон-нуклонных потенциалов [15]; 3) экспериментально измеренное дифференциальное сечение процесса электрорасщепления дейтрона назад вблизи порога на 25% превышает соответствующее теоретическое предсказание в импульсном приближении при  $Q^2 = 1 \text{ фм}^{-2}$  и на порядок — для  $Q^2 = 10 \text{ фм}^{-2}$  [96].

Часть обусловленных ОМТ диаграмм низшего порядка теории возмущений (рис. 11) удастся учесть в рамках квазипотенциального подхода [8, 15]. Однако вследствие неединственности выбора квазипотенциального уравнения, относительный вклад ОМТ в характеристики отмеченных выше процессов будет зависеть от выбора конкретной модификации квазипотенциального уравнения. Один из путей преодоления этой трудности состоит в привлечении данных по процессам слабого взаимодействия в малонуклонных системах [117].

Подавленность относительного вклада ОМТ второго порядка доказана непосредственными количественными расчетами [118]. Относительный вклад в формфакторы дейтрона ОМТ еще более высокие порядков количественно подавлен в области  $Q^2 \ll M^2$  мультипликативными факторами  $(q^2/M^2)^l$  с  $l \geq 1$ , а в области  $Q^2 \gtrsim M^2$ , где проявляются эффекты кварковой структуры нуклонов, подавлен [119] согласно правилу Окубо — Цвейга — Иизуки [120].

Качественно подавленность относительного вклада ОМТ первого порядка с высшими по массам промежуточными состояниями легко интерпретировать на языке дисперсионных методов [79]. Так, естественно ожидать, что в дифференциальное сечение процесса электрорасщепления дейтрона основной вклад дает ОМТ, обусловленный  $\pi$ -током (см. рис. 14). Аналогичные вклады от  $\omega$ -,  $\rho$  $\eta$ -,  $\rho$  $\rho$ -токов характеризуют резонансные вклады многопионных токов. Соответствующие этим токам фейнмановские диаграммы имеют более высокий порядок по сравнению с диаграммой  $\pi$ -тока. Как известно [121], с увеличением порядка диаграммы ее особенности по всем инвариантным переменным становятся менее выраженными. Поэтому при феноменологическом учете ОМТ вклады  $\omega$ -,  $\rho$  $\eta$ - и  $\rho$  $\rho$ -токов, а также и других высших по массам токов входят «регулярным образом» и в конечной области по  $Q^2$  дает относительно малый вклад в формфакторы дейтрона, эффективно учитываемый малой вариацией мезон-нуклонных формфакторов, определяющих матричный элемент  $\pi$ -тока. По этим же соображениям доминируют вклады  $\rho$  $\pi$ -тока в дифференциальное сечение упругого  $ed$ -рассеяния [122] и  $\pi$ -тока в полное сечение теплового  $n$  $p$ -захвата [123].

Проведенные к настоящему времени расчеты по учету поправок на ОМТ для процесса упругого  $ed$ -рассеяния [124], а также для процессов электрорасщепления дейтрона [96, 125] и теплового  $n$  $p$ -захвата [123] действительно приводят к улучшению согласия теории с экспериментом. Однако в целом задача корректного учета ОМТ находится все еще в запутанном состоянии. Это связано со следующими обстоятельствами.

Во-первых, имеющиеся на сегодня подходы носят сильно выраженный феноменологический характер и не обладают предсказательной силой — появление новых экспериментальных данных в области больших  $Q^2$  постоянно приводит к необходимости пересмотра уже существующих методов учета вклада ОМТ [2]. Вклады ОМТ первого порядка низших по массам токов вычисляются на основе гипотезы частично сохраняющегося аксиального тока (ЧСАТ) и при использовании алгебры токов. Вследствие этого неточность определения указанных токов при  $Q^2 \neq 0$  не поддается оценке. Еще более трудно оценить точность учета поправок на ОМТ первого порядка высших по массам токов, дающих ненулевой вклад даже в зарядовый формфактор дейтрона [118]. Помимо этого определяющие вклады ОМТ мезон-нуклонные формфакторы слишком плохо известны при  $Q^2 \neq 0$  и плохо определены даже в статическом пределе  $Q^2 = 0$ .

Во-вторых, корректное описание динамики нуклон-нуклонного взаимодействия и полный учет релятивистских поправок приводят к значительному улучшению согласия теории с экспериментом даже без введения поправок на ОМТ — для процесса упругого  $ed$ -рассеяния последнее показано в работах [27, 45, 70], а для процесса электрорасщепления дейтрона — в [92, 101]. Этот факт можно рассматривать как указание на то, что при построении самосогласованной процеду-

ры учета ОМТ для некоторых процессов может происходить взаимная компенсация вкладов различных ОМТ-диаграмм. Применительно, например, к оценке влияния аксиальных ОМТ на дублетную скорость захвата в реакции  $\mu^- + d \rightarrow 2n + \nu_\mu$  последний вывод получил точное количественное подтверждение в [126].

В-третьих, имеющиеся в литературе расчеты конкретных ОМТ-диаграмм выполнены в нерелятивистском формализме [8, 181], и это является серьезным дефектом существующих подходов. Было бы весьма желательно провести релятивистский расчет ОМТ, поскольку в той области, где необходимо «разморозить» мезонные степени свободы (т. е. при  $Q^2 \approx M^2$ ), вклад релятивистских эффектов может быть существенным.

Проблема учета примеси изобар в дейтроне связана с проблемой учета ОМТ и находится в столь же запутанном состоянии. Экспериментально верхняя граница относительного вклада изобарных примесей в дейтроне плохо определена [125]. Соответствующие оценки меняются в широких пределах в зависимости от выбора феноменологического  $NN$ -потенциала. Даже для наиболее приемлемых потенциалов однобозонного обмена (ОВЕР) данные оценки не внушают большого доверия. Это связано с тем, что вследствие соотношений дуальности [127] вклад аддитивных поправок к ОВЕР, определяемых, например, потенциалом  $2\pi$ -мезонного обмена с вкладом изобар в промежуточном состоянии (см. рис. 11), частично эффективно имитируется параметрами ОВЕР.

## 6. ДЕЙТРОН КАК ШЕСТИКВАРКОВАЯ СИСТЕМА

Обсуждение возможной роли кварковых степеней свободы в ядрах содержится, например, в [128—167]. Прежде всего отметим, что, по нашему мнению, современный экспериментальный статус упругого  $ed$ -рассеяния таков, что не требует с необходимостью для своего описания привлечения кварковых степеней свободы. Тем не менее следует полагать, что при больших  $Q^2$  (насколько больших, пока не ясно [8, 168],) становится неизбежным тот или иной вариант кваркового подхода к дейтрону.

Говоря о поведении формфакторов адронов при больших  $Q^2$ , прежде всего необходимо отметить пионерские работы [133], в которых правила размерного кваркового счета приводят к следующей асимптотике усредненного по спине формфактора любого адрона  $h$ :

$$F_h(Q^2) \sim (Q^2)^{1-n}, \quad Q^2 \rightarrow \infty, \quad (21)$$

где  $n$  — число элементарных составляющих адрона  $h$  (см. также [174, 175]). Принято считать, что в соответствии с (21) результаты измерения функции  $A(Q^2)$  [2, 7] в области  $0,8 \leq Q^2 \leq 8$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> обнаруживают выход на асимптотику типа (21):  $F_d(Q^2) \sim (Q^2)^{-2 \pm 0,5}$  (см. обсуждение в [2, 7, 135, 137, 139]).

Элегантный анализ  $6q$ -состояния в модели мешка проведен в [139]. В этой работе был рассмотрен наиболее простой случай статической сферически-симметричной полости, в которой все шесть кварков находятся на одном и том же энергетическом уровне с  $J^P = 1/2^+$ . Выяснилось, что при анализе возможных дибарийонных состояний  $6q$ -мешка весьма важно учитывать цветовую степень свободы, введенную впервые в основополагающих работах [169]. В итоге в [139] было показано, что вклады различных барионных композиций  $6q$ -мешка с квантовыми числами дейтрона составляют около 11% для протон-нейтронного состояния, около 9% для  $\Delta\Delta$ -пары и около 80% для барионной пары  $B_c B_c$  со скрытым цветом. Иными словами, в наиболее простой модели содержимое дейтроноподобного  $6q$ -мешка имеет мало общего с реальным дейтроном. Возможно, дальнейшее развитие теории кварковых мешков «приблизит»  $6q$ -состояние к реальному дейтрону. Анализ различных спектроскопических свойств дейтроноподобного  $6q$ -мешка (например, «старый» вопрос о примеси изобарных состояний в дейтроне) содержится также в целом ряде работ [142, 143, 152, 156, 161, 164].

В настоящее время более реалистической представляется промежуточная, так называемая (следуя терминологии работы [152]) гибридная модель дейтрона (см. [139]), более подробно разработанная в [140, 149, 153]. В этой модели кварки в нуклоне связаны в области пространства  $r \leq r_N \sim 1$  фм, и при расстоянии между центрами масс двух трехкварковых кластеров (нуклонов) порядка  $r \sim 1,5 \div 2$  фм описание дейтрона проводится в терминах нуклонных степеней свободы. При малых  $r$  нейтрон и протон частично перекрываются (как принято говорить,  $np$ -система «схлопывается» в  $6q$ -систему) и фундаментальными переменными уже являются кварковые поля. В соответствии с этим основное допущение гибридной модели состоит в том, что ВФД представима в виде суперпозиции  $np$ - и  $6q$ -состояний:

$$|d\rangle = \alpha |np\rangle + \beta |6q\rangle, \quad (22)$$

причем волновая функция  $np$ -системы «вымирает» на расстояниях, меньших радиуса ядерного кора  $r_c$ , а  $6q$ -состояние дает исчезающе малый вклад при  $r > r_c$ . Условие нормировки ВФД (22) имеет при этом вид  $\alpha^2 + \beta^2 + 2\alpha\beta I_0 = 1$ , где  $I_0$  — интеграл перекрытия  $np$ - и  $6q$ -состояний. По оценкам, приведенным в [140],  $I_0 < 0,1\%$ . В соответствии с (22) формфакторы дейтрона представляются в виде:

$$G_i(Q^2) = \alpha^2 G_i^{(np)} + \beta^2 G_i^{(6q)} + 2\alpha\beta G_i^{(\text{int})}(Q^2). \quad (23)$$

Методы вычисления первого члена в (23) обсуждались выше, в разд. 3—6. Второй член подлежит специальному рассмотрению в рамках  $6q$ -моделей. Вклад последнего слагаемого весьма мал, и вследствие этого им пренебрегается.

Прежде чем перейти к обсуждению полученных в таком подходе результатов, сформулируем два наиболее деликатных вопроса, возникающих при анализе представления (22). Во-первых не появляется

ли при конструктивной реализации такой программы проблема двойного учета одной и той же динамики в дейтроне? Во-вторых, из каких соображений можно надежно извлечь величину  $\beta^2$ ? Однозначные или достаточно убедительные ответы на оба эти вопроса, как нам представляется, отсутствуют. Первый вопрос обсуждается, например, в [158, 167] (энтузиасты гибридной модели вообще обходят этот вопрос стороной). По второму вопросу каждый из авторов [140, 144, 149, 153] выработал собственное предписание. Результаты согласуются между собой очень плохо ( $\beta^2$  может меняться в пределах  $0,42 \leq \beta^2 \leq \leq 7\%$ , а по оценкам [167] значение  $\beta^2$  может быть вообще близко к нулю:  $\beta^2 \simeq 0,05\%$ ). Оба эти вопроса нуждаются в дальнейшем изучении.

В [140] для формфакторов дейтрона использовались результаты, полученные с потенциалом Рейда с мягким кором и релятивизацией по Гроссу [8], а формфактор  $6q$ -состояния для  $(OS)^6$ -конфигурации вычислялся в нерелятивистской трехмерной осцилляторной модели. Окончательный результат имеет вид

$$G_C^{6q}(Q^2) = F_{6q}(Q^2), \quad G_M^{(6q)}(Q^2) = \mu_{6q} F_{6q}(Q^2), \quad G_Q^{6q}(Q^2) \equiv 0; \quad (24)$$

$$F_{6q}(Q^2) = \exp\left(-\frac{5}{24} \frac{Q^2}{\omega}\right), \quad (25)$$

где  $\omega$  — параметр осцилляторного потенциала. В модели релятивистского осциллятора (с дополнительным предположением  $\rho$ -доминантности для формфакторов дейтрона) нерелятивистский  $6q$ -формфактор (25) заменяют релятивистским  $F_{6q}^R(Q^2)$ , следуя формуле

$$F_{6q}^R(Q^2) = \left(1 + \frac{Q^2}{m_\beta^2}\right)^{-1} \left(1 + \frac{Q^2}{4M^2}\right)^{-4} F_{6q}\left(Q^2/1 + \frac{Q^2}{4M^2}\right), \quad (26)$$

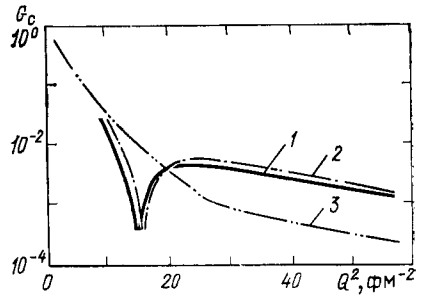
где пентаольный множитель в (26) «вводится руками». Числовое значение  $\omega = 7,9 \text{ фм}^{-2}$  выбирается из подгонки нуклонных формфакторов. Вес  $6q$ -состояния определялся по отклонению экспериментального значения магнитного момента дейтрона от значения, вычисляемого по стандартной формуле

$$\begin{aligned} \mu_d &= \mu_p + \mu_n - \frac{3}{2} P_d \left(\mu_p + \mu_n - \frac{1}{2}\right) + \\ &+ \beta^2 \left[ \mu_{6q} - \mu_p - \mu_n + \frac{3}{2} P_d \left(\mu_p + \mu_n - \frac{1}{2}\right) \right] \equiv \\ &\equiv \mu_{np} + \beta^2 (\mu_{6q} - \mu_{np}). \end{aligned} \quad (27)$$

Подставляя  $P_d = 6,5\%$ ,  $\mu_{6q} = 1,9\mu_N$ , получаем  $\beta^2 = 1,4\%$  [заметим, что в [140] в формуле для  $\mu_d$ , по-видимому, имеется неточность — опущено слагаемое  $\beta^2 \frac{3}{2} P_d (\mu_p + \mu_n - \frac{1}{2})$ , в результате чего получилось значение  $\beta^2 = 2\%$ ]. Результаты вычисления формфакторов по формулам (23)–(26) приведены на рис. 1 и 12. Видно, что при  $Q^2 \geq 1 \text{ (ГэВ/с)}^2$  вклад  $6q$ -состояния определяет поведение  $A(Q^2)$  и устраняет [7] характерное для расчетов в рамках потенциальных

Рис. 12. Зарядовый формфактор дейтрона:

1 — для потенциала Рейда с мягким кором при учете ОМТ; 2 — наши результаты при полном учете релятивистских поправок к зарядовому формфактору дейтрона; 3 — результаты Кобушкина при учете примеси  $6q$ -состояния в дейтроне [140]



моделей несогласие теории с экспериментом. Отметим также, что вычисление зарядового формфактора дейтрона в пренебрежении вкладом  $6q$ -состояния обнаруживает (см. разд. 3—5) осцилляции формфактора, т. е. наличие нулей формфактора при  $Q^2 > 0$ . Первый устойчивый по отношению к выбору  $NN$ -потенциала нуль лежит в области  $Q^2 \approx 16 \div 20 \text{ фм}^{-2}$ . Учет  $6q$ -примеси в дейтроне приводит к тому, что нули исчезают. Следовательно, проведение поляризационных экспериментов при  $Q^2 > 20 \text{ фм}^{-2}$  и определение знака зарядового формфактора дейтрона даст сильные аргументы либо в пользу гибридных кварковых моделей, либо против них.

Наконец, сделаем два замечания к принятому в [140] рецепту вычисления  $\beta^2$ . Во-первых, как было показано выше, релятивистские эффекты и ОМТ приводят к существенному усложнению нерелятивистской формулы  $\mu_d = \mu_{np}$  и в принципе могут «насытить»  $\mu_d$  без кварковых степеней свободы (см., например, [170]). Во-вторых, если даже принять справедливость формулы (27) без дальнейших оговорок, то следует иметь в виду тенденцию к систематическому снижению величины  $P_d$ . Например, в отличие от принятого ранее наиболее вероятного значения  $P_d = (6 \div 7)\%$  для одного из наиболее широко используемых сейчас потенциалов — потенциала парижской группы [21]  $P_d = 5,77\%$ , что снижает вес  $6q$ -состояния сразу в полтора раза:  $\beta^2 \approx 0,9\%$ . Более того, современными данными по  $NN$ -рассеянию не исключается (а для описания экспериментов по фоторассеплению дейтрона даже является предпочтительным) значение  $P_d = 4\%$  [171], которое вообще не оставляет места для заметного вклада  $6q$ -состояния.

Аналогичные [140] результаты были получены в работах [149, 153], в которых за основу была также взята модель релятивистского гармонического осциллятора. Главное отличие от [140] заключается в ином выборе способа определения параметров вклада  $6q$ -состояния в формфакторы дейтрона. Полученные в [153] формулы имеют вид

$$\left. \begin{aligned} G_C^{(6q)}(Q^2) &= [(1 + 7Q^2/4m^2)/(1 + Q^2/2m^2)] F_{6q}^R(Q^2), \\ G_M^{(6q)}(Q^2) &= 2F_{6q}^R(Q^2), \quad G_Q^{(6q)}(Q^2) \equiv 0; \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

$$F_{6q}^R(Q^2) = (1 + Q^2/2m^2)^{-5} \exp \left[ -\frac{5}{4\alpha_{6q}} \frac{Q^2}{1 + Q^2/2m^2} \right]. \quad (29)$$



Величина  $\alpha_{6q} = 2\sqrt{2}\alpha_{3q} = 1,1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> находится, как и в [140], из наилучшей подгонки нуклонных формфакторов. Оставшиеся два свободных параметра  $\theta$  и  $m$  фиксируются из условия наилучшей подгонки  $A_{6q}(Q^2)$  к экспериментальным данным для  $A(Q^2)$  при  $Q^2 \geq 1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. В результате получаются  $m = 1,3$  ГэВ и  $\sin^2 \theta = 0,05$  (т. е. вклад  $6q$ -состояния оказывается в 3,6 раза большим, чем в [140]). Результаты вычислений функций  $A(Q^2)$  и  $B(Q^2)$  близки к полученным в [140]. Для сравнения укажем, что в предыдущей работе тех же авторов [149], в которой не учитывался спин дейтрона, для тех же параметров были получены  $\alpha_{6q} \approx 1,4$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>,  $m \approx 1,22$  ГэВ,  $\sin^2 \theta = 0,07$ . Интересно отметить, что то же значение для  $\beta^2$  получается также из качественных рассуждений [128, 139], связанных с возможностью туннелирования нейтрона и протона под барьер нуклон-нуклонного отталкивательного кора и слияния в  $6q$ -систему.

В работах [144, 145]  $6q$ -состояние при больших  $Q^2$  рассматривается как конструктивная реализация высказанной довольно давно [172] идеи о возможности существования флуктуаций ядерной материи в малых ядерных объемах (так называемый «флуктон» Д. И. Блохинцева). Схема вычислений и результаты [представление (22), (23), использование модели релятивистского осциллятора, определение веса  $6q$ -состояния в дейтроне, заполнение нулей зарядового формфактора дейтрона] близки к тем, которые обсуждались выше. В [144] проведен более тщательный анализ интерференционного члена в (22). Выяснилось, что как при сравнительно небольших [ $Q^2 \leq 1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>], так и при больших переданных импульсах вклад этого члена в  $|G_C(Q^2)|$  может достигать заметной величины. Для вклада  $6q$ -состояния в [144] получается такое же, как в [135, 139, 149], значение  $\beta^2 = 0,07$ .

В работах [158, 159, 167] получены следующие результаты. Вычислены обменные поправки к зарядовому формфактору дейтрона, т. е. определен вклад  $6q$ -состояния в  $G_C(Q^2)$ , возникающий за счет антисимметризации по кваркам из разных  $3q$ -кластеров в области их перекрывания. Эти обменные поправки не связаны с каким-либо конкретным динамическим механизмом межкваркового взаимодействия. Вклад кварковых обменных поправок оказывается малым. Далее в связи с упоминавшейся проблемой «двойного счета» проводится ортогонализация волновых функций  $np$ - и  $6q$ -состояний в дейтроне. В отличие от предыдущих работ, в которых изучалась только  $(OS)^6$ -конфигурация, в [158, 159, 167] рассматривается более широкий базис  $6q$ -состояний. В итоге такого спектроскопического исследования выяснилось, что имеет место компенсация вкладов различных состояний в полном  $6q$ -базисе. Поэтому, если не реализуется резонансное усиление какой-либо одной шестикварковой конфигурации, вес  $6q$ -состояния в дейтроне может уменьшиться по сравнению с предыдущими оценками на два порядка:  $\beta^2 \approx 0,05\%$ .

Таким образом, в настоящее время фактор неопределенности вклада  $6q$ -состояния (равно как и методики его определения) является весьма большим. В этом направлении сейчас проводятся интен-

сивные исследования. Реально на сегодня есть некоторое противоречие между желанием «увидеть» кварки в дейтроне уже при  $Q^2 \approx 1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> и тем, например, обстоятельством, что при таких  $Q^2$  величина  $A(Q^2)$  неплохо описывается и в рамках нерелятивистских потенциальных моделей [173].

## 7. ПОЛЯРИЗАЦИЯ В УПРУГОМ ЭЛЕКТРОН-ДЕЙТРОННОМ РАССЕЯНИИ

Традиционный объект исследований — тензор поляризации дейтрона отдачи или дейтронной мишени в упругом  $ed$ -рассеянии на пучке поляризованных электронов вычисляется и обсуждается в целом ряде статей. Так, к работам, перечисленным в [1], за последние семь лет добавились также работы [8—10, 16, 22, 24, 33, 176—178, 180, 181]. На наш взгляд, до настоящего времени наиболее компактной и физически прозрачной из всего цикла работ по этой тематике остается [182].

Измерение компонент тензора поляризации необходимо для отдельного определения вкладов зарядового и квадрупольного формфакторов в функцию  $A(Q^2)$ . Эта задача решается измерением тензора  $T(Q^2)$ , равного

$$T(Q^2) = \frac{4\sqrt{2}}{3} \eta \frac{G_C(Q^2)G_Q(Q^2) + \frac{1}{3} \eta G_Q^2(Q^2)}{G_C^2(Q^2) + \frac{8}{9} \eta^2 G_Q^2(Q^2)}. \quad (30)$$

Характерный график величины  $T(Q^2)$  (по [8]) представлен на рис. 9.

Полезность формулы (30) определяется двумя обстоятельствами, выявленными в нерелятивистском формализме. Во-первых, имеет место соотношение  $T(Q^2) \sim \eta G_Q(Q^2)$ , так что, следуя [24, 179], можно надеяться, что измерение  $T(Q^2)$  в области  $4 \leq Q^2 \leq 9$  фм<sup>-2</sup>, в которой по реалистическим оценкам величина  $\eta G_Q(Q^2)$  достигает максимума, дает возможность довольно точно определить  $P_d$  примеси  $D$ -волны в дейтроне. В [10, 16], однако, указывается, что подобный анализ может быть затруднен недостаточным знанием других величин (таких как зарядовый формфактор нейтрона, вклад ОМТ и примеси изобар в дейтроне, релятивистские эффекты) и потребовать аномально большой точности измерения  $T(Q^2)$ . Во-вторых, из (30) следует, что величина  $T(Q^2)$  зависит практически только от отношения  $x(Q^2) = G_Q(Q^2)/G_C(Q^2)$  квадрупольного и зарядового формфакторов. В нерелятивистском приближении величина  $T(Q^2)$  не зависит, как нетрудно видеть, от нуклонных формфакторов, а определяется только волновой функцией дейтрона. Именно на этом обстоятельстве основаны обсуждаемые в [33, 178, 179] предложения использовать измерения  $T(Q^2)$  в различных областях  $Q^2$  (в [33] исследуется область  $36 \leq Q^2 \leq 100$  фм<sup>-2</sup>, а в [78] — область вблизи точки  $Q^2 = 20$  фм<sup>-2</sup>) для отбора реалистических ВФД и получения информации о  $NN$ -взаимодействии на малых расстояниях. Подобные оптимистические

надежды отчасти иллюзорны, поскольку вследствие допустимости в нерелятивистской теории унитарных преобразований конечного радиуса [10, 23, 33] измерения  $T(Q^2)$  даже в широкой области  $Q^2 \leq 100 \text{ фм}^{-2}$  с погрешностью  $\pm 10\%$  (а в отдельных случаях даже с погрешностью  $\pm 1\%$ ) не смогут различить широкий класс унитарно-эквивалентных ВФД. Помимо этого учет релятивистских поправок «перепутывает» вклады изоскалярных зарядового и магнитного форм-факторов нуклона в формфакторы дейтрона (см., например, [8, 68]). Еще больший произвол при определении ВФД по данным поляризационного упругого  $ed$ -рассеяния возникает при включении мезонных и барионных степеней свободы. Все эти вопросы нуждаются в дополнительном исследовании (отметим здесь, что влияние релятивистских поправок на величину  $T(Q^2)$  рассматривалось также в [33, 183]).

Имея в виду раздельное экспериментальное определение  $G_C(Q^2)$  и  $G_Q(Q^2)$ , полезно проанализировать также и процессы упругого рассеяния электронов на поляризованной дейтронной мишени. Известно [33, 182], что если при фиксированном  $\theta_e$  поляризовать дейтронную мишень перпендикулярно плоскости рассеяния, то сечение рассеяния на такой мишени равно

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_e}\right)_{T_2} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_e}\right)_{\text{Mott}} \frac{1}{3} [G_C^2 + \eta(1+\eta)G_M^2 \text{tg}^2(\theta_e/2)]. \quad (31)$$

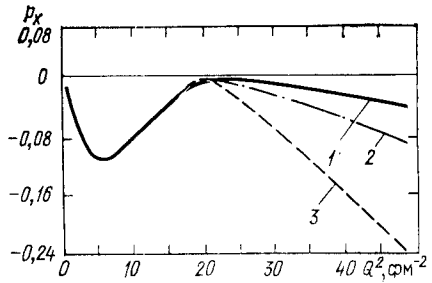
Выделяя в (31) вклад  $G_M$  (или выбирая  $\theta_e \leq 10^\circ$ ), можно определить  $G_C(Q^2)$ , что с учетом (2) позволит найти и  $G_Q(Q^2)$ .

В работе [16], продолжающей исследования тех же авторов [24, 179], детально изучается зависимость различных [в том числе и отличных от (30)] элементов тензора поляризации  $T_{ih}$  дейтрона отдачи в упругом  $ed$ -рассеянии от выбора потенциала  $NN$ -взаимодействия. Рассматривались семь потенциальных моделей  $NN$ -взаимодействия с различным поведением на малых расстояниях и различным относительным вкладом тензорных сил. При этом практически не рассматривался существенный вопрос о влиянии релятивистских эффектов в импульсном приближении на величину  $T_{ih}$ . Было бы желательно восполнить этот пробел.

В работах [180, 181] сделан новый существенный шаг вперед в изучении поляризационных явлений в упругом  $ed$ -рассеянии. В этих работах от тензора поляризации предлагается вновь вернуться к вектору поляризации дейтрона отдачи на том новом уровне, который стал возможен после появления пучков поляризованных электронов. Новый результат состоит в том, что при упругом рассеянии продольно-поляризованных электронов на неполяризованных дейтронах вектор поляризации  $p_x$  дейтронов отдачи уже не равен нулю. Наиболее интересной оказывается поляризация в плоскости рассеяния в направлении, перпендикулярном импульсу дейтрона отдачи. В соответствии с [180] эта поляризация равна

$$p_x = -\frac{4}{3F_d^2} \sqrt{\eta(1+\eta)} G_M \left(G_C + \frac{1}{3} \eta G_Q\right) \text{tg}(\theta_e/2), \quad (32)$$

Рис. 13. Векторная поляризация  $p_x(Q^2)$  в упругом  $ed$ -рассеянии (для  $\theta_e = 40^\circ$ ): 1—для потенциала Рейда с мягким кором; 2—то же при релятивизации по Гроссу; 3—данные с потенциалом Ломон-Фешбаха при  $P_d=4,5\%$



так что измерение  $p_x$  также решает задачу разделения  $G_C$  и  $G_Q$ . Чрезвычайно существенно для будущих измерений, что  $p_x \sim \sqrt{\eta}$ . Напомним, что в реально достижимой на сегодня кинематике  $\eta \ll 1$ , а все

тензорные поляризации пропорциональны  $\eta$ . В [180] поляризации вычисляются в РИП для нескольких ВФД (рис. 13).

Еще один существенный результат, полученный в [180, 181], относится к старой проблеме измерения  $G_{En}$  ( $Q^2$ ). При рассеянии продольно-поляризованных электронов на неполяризованных нейтронах аналогичная (32) векторная поляризация нейтрона отдачи равна

$$\left. \begin{aligned} I_0 p_x &= -2\sqrt{\tau(1+\tau)} G_{Mn} G_{En} \operatorname{tg}(\theta_e/2); \\ I_0 &= G_{En}^2 + \tau G_{Mn}^2 [1 + 2(1+\tau) \operatorname{tg}^2(\theta_e/2)]; \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

где  $\tau = Q^2/4M^2$ . Иными словами,  $p_x \sim G_{En}$  (и, кроме того,  $p_x \sim \sqrt{\tau}$ ). Поэтому измерения на пучке поляризованных электронов дают интересную возможность прямого определения  $G_{En}(Q^2)$ . Такой же результат был получен в [184—186] при изучении процесса электрорасщепления дейтрона.

## 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализируемые в предыдущих разделах обзора экспериментальные и теоретические работы демонстрируют весьма широкий спектр современных исследований по упругому  $ed$ -рассеянию. Дадим в заключение сводку основных экспериментальных и теоретических задач, решение которых приведет, по нашему мнению, к дальнейшему развитию теории дейтрона в терминах как традиционных адронных (нуклонных, мезонных, барионных), так и кварковых степеней свободы, а также к получению новой информации о факторах нейтрона.

Главными экспериментальными задачами являются:

прямые измерения  $A(Q^2)$  при  $Q^2 > 4$  ( $\text{ГэВ}/c$ )<sup>2</sup>; извлечение  $A(Q^2)$  из инклюзивного сечения  $ed$ -рассеяния при  $Q^2 > 8$  ( $\text{ГэВ}/c$ )<sup>2</sup>, а также уточнение на этом пути значений  $A(Q^2)$  в интервале  $6 \leq Q^2 \leq 8$  ( $\text{ГэВ}/c$ )<sup>2</sup> (в том случае, если ограничения по скорости счета не позволят осуществить прямые измерения сечения упругого  $ed$ -рассеяния);

измерения поперечной части сечения  $B(Q^2)$  при  $Q^2 > 1$  ( $\text{ГэВ}/c$ )<sup>2</sup>. Соответствующие предложения обсуждаются в [8, 187]. В [8] обсуждается возможность измерения  $B(Q^2)$  с регистрацией в конечном со-

стоянии рассеянных электронов при  $\theta_e = 180^\circ$  в указанной области больших  $Q^2$ . В [187] предлагается измерять сечение упругого  $ed$ -рассеяния с регистрацией в конечном состоянии вылетающих вперед ( $\theta_d = 0^\circ$ ) дейтронов отдачи. Ограничения по скорости счета позволяют осуществить измерения вплоть до  $Q^2 \leq 3$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. Основные преимущества такого метода состоят в следующем: а) в конечном состоянии детектируется только одна частица; б) отсутствует необходимость в построении графиков Розенблюта, снижающем точность результатов. Отметим здесь же, что магнитный формфактор  $^3\text{He}$  уже измерен вплоть до значений  $Q^2 \leq 32$  фм<sup>-2</sup> [188];

измерение тензора поляризации  $T$  ( $Q^2$ ) дейтронов отдачи при любых значениях  $Q^2$ ;

измерение вектора поляризации  $p_x$  ( $Q^2$ ) дейтронов отдачи на пучке поляризованных электронов.

В теории дейтрона желательны следующие направления: изучение произвола, возникающего при учете немассовых эффектов, а также при определении положения и вкладов нефизических разрезов в релятивистском случае;

релятивизация расчетов ОМТ;

анализ возможной роли кварковых степеней свободы, особенно поиски путей более надежного определения веса  $6q$ -состояния в дейтроне.

Авторы сохраняют в памяти глубокую благодарность Ю. М. Широкову, с которым неоднократно обсуждались затронутые в настоящем обзоре вопросы.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кириллов А. И., Троицкий В. Е., Трубников С. В., Широков Ю. М.— ЭЧАЯ, 1975, т. 6, вып. 1, с. 3—44.
2. Arnold R. G. e. a.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 776.
3. Martin F. e. a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 1320.
4. Simon G. G. e.a.— Lect. Notes in Physics, 1978, v. 86, p. 27; Simon G. G., Schmitt Ch., Walter V. H.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 364, p. 285.
5. Акимов Ю. К. и др.— Ядерная физика, 1979, т. 29, с. 649.
6. Jones E. C. e.a.— Phys. Rev. C, 1980, v. 21, p. 1162.
7. Schutz W. P. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 259; Arnold R. G. e.a.— In: Proc. of Int. Conf. on Nuclear Physics with Electromagnetic Interactions, Mainz, 1979, p. 3; Arnold R. G. e.a.— In: Proc. of X—ICONEPHANS, 1981, p. 94.
8. Arnold R. G.— Lect. Notes in Physics, 1979, v. 108, p. 76; Arnold R. G., Carlson C. E., Gross F.— Phys. Rev. C, 1980, v. 21, p. 1426.
9. Kamal M. A., Moravcsik M. J. Preprint OITS—109, Oregon, 1979.
10. Allen L. J., Fiedeldey H.— J. Phys. G:Nucl. Phys., 1979, v. 5, p. 1555.
11. Hoff R. J. e.a.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 358, p. 273.
12. Hadjimichael E.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 358, p. 221.
13. Bryan R.— In: Proc. of Int. Nuclear Physics Conf., Gatlinburg, 1967, p. 603; Frank W. M., Land D. J.— Rev. Mod. Phys., 1971, v. 43, p. 36; Бор О., Мотгельсон Б. Структура атомного ядра. Т. 1. Одночастичное движение: Пер.

с англ. М.: Мир, 1971; Базь А. И., Демин В. Ф., Жуков М. В.— ЭЧАЯ, 1975, т. 6, вып. 3, с. 515; Шадан К., Сабатье П. Обратные задачи в квантовой теории рассеяния: Пер. с англ. М.: Мир, 1980.

14. Бере Г. Теория ядерной материи: Пер. с англ. М.: Мир, 1974.
15. Браун Дж. Е., Джексон А. Д. Нуклон-нуклонные взаимодействия: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1979.
16. Haftel M. I., Mathelitsch L., Zingl H. F. K.— Phys. Rev. C, 1980, v. 22, p. 1285.
17. Haftel M. I., Tabakin F.— Phys. Rev. C, 1971, v. 2, p. 924; Haftel M. I., Tabakin F.— Nucl. Phys. A, 1970, v. 158, p. 1.
18. Doleschall P.— Nucl. Phys. A, 1973, v. 201, p. 264.
19. Crepinsek L. e.a.— Acta phys. austriaca, 1974, v. 39, p. 345. Crepinsek L. e.a.— Acta phys. austriaca, 1974, v. 42, p. 139.
20. De Tourreil R., Sprung D.W.L.— Nucl. Phys. A, 1973, v. 201, p. 193; De Tourreil R., Sprung D.W.L., Reuben B.— Nucl. Phys. A, 1975, v. 242, p. 445.
21. Lacombe M. e.a.— Phys. Rev. C, 1980, v. 21, p. 861, Lacombe M. e.a.— Phys. Rev. C, 1981, v. 23, p. 2405; Lacombe M. e.a.— Phys. Lett. B, 1981, v. 101, p. 139.
22. Mathelitsch L., Plessas W.— In: Proc. of X—ICONEPAHS, 1981, p. 2.
23. Coester F., Ostebee A.— Phys. Rev. C, 1975, v. 11, p. 1836.
24. Mathelitsch L., Zingl H. F. K.— Nuovo cimento A, 1977, v. 44, p. 81.
25. Титов Ю. И., Северин Н. Ф., Афанасьев Н. Г. и др.— Ядерная физика, 1971, т. 13, с. 541.
26. Edgington J. A.— In: Proc. of Topical Meeting of Intermediate Energy Physics, Geneva, 1974, p. 1.
27. Музафаров В. М., Троицкий В. Е.— Ядерная физика, 1981, т. 33, с. 1461.
28. Pieper S. C.— Phys. Rev. C, 1974, v. 9, p. 883.
29. Brayshaw D.D.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 382.
30. Fearing H. W.— Phys. Rev. C, 1975, v. 11, p. 1493.
31. Gibbs G.— Phys. Rev. C, 1971, v. 3, p. 1127.
32. Groenenboom P., Boersma H. J.— Phys. Lett. B, 1978, v. 74, p. 1.
33. Levinger J. C.— Acta Phys., 1973, v. 33, p. 135; Moravcsik M. J., Ghosh P.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 321; Brady T., Tomusiak E., Levinger J. S.— Canad. J. Phys., 1974, v. 52, p. 1322; Allen L. J., Fiedeldey H.— Z. Phys. A, 1978, Bd 288, S. 73; Allen L. J., Fiedeldey H.— Phys. Rev. C, 1979, v. 19, p. 641.
34. Amado R. D. e.a. Phys. Lett. B, 1978, v. 79, p. 368; Conzett H. E. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 572.
35. Gruebler W. e.a.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 315, p. 66; Gruebler W. e.a.— Phys. Lett. B, 1980, v. 92, p. 279.
36. Borbely I., König V., V., Gruebler W.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 351, p. 107.
37. Allen L. J.— k. Phys. G: Nucl. Phys., 1981, v. 7, p. L205.
38. Appelquist T., Primack J. R.— Phys. Rev. D, 1970, v. 1, p. 1144.
39. Donnachie A., Horgan R. R., Lanshoff P. V. Preprint DAMTP 81/1, 1981.
40. Lanshoff P. V., Polkinghorne J. C.— Phys. Rev. D, 1978, v. 18, p. 153.
41. Schmidt I. A., Blancenbecler R.— Phys. Rev. D, 1977, v. 15, p. 3321.
42. Zuilhof M. J., Tjon J. A.— Phys. Rev. C, 1980, v. 22, p. 2369.
43. Hornstein J., Gross F.— Phys. Lett. B, 1973, v. 47, p. 205.
44. Licht A., Pagnamenta A.— Phys. Rev. D, 1970, v. 2, p. 1150; Mitra A. N., Kumari I.— Phys. Rev. D, 1977, v. 15, p. 261.
45. Fernandez-Pacheco A., Grifols J. A., Schmidt I.— Nucl. Phys. B, 1979, v. 151, p. 518.
46. Blancenbecler R., Cook L. F.— Phys. Rev., 1970, v. 119, p. 1745.
47. Mandelstam S.— Proc. Roy. Soc. A, 1955, v. 233, p. 248.
48. Gross F.— Phys. Rev., 1964, v. 136, p. 140.
49. Gross F.— Phys. Rev., 1965, v. 140, p. 410.
50. Brodsky S., Chertok B. T.— Phys. Rev. D, 1976, v. 14, p. 3003.

51. Nakanishi N.— Progr. Theor. Phys. Suppl., 1969, v. 43, p. 1.
52. Fleisher J., Tjon J. A.— Nucl. Phys. B, 1975, v. 84, p. 375; Phys. Rev. D, 1977, v. 15, p. 2537; Phys. Rev. D, 1980, v. 21, p. 87
53. Gross F.— Phys. Rev., 1969, v. 186, p. 1448.
54. Gross F.— Phys. Rev. D, 1974, v. 10, p. 223.
55. Gross F.— Phys. Rev., 1966, v. 142, p. 1025; Phys. Rev., 1966, v. 152, p. 1517; Casper B. M., Gross F.— Phys. Rev., 1967, v. 155, p. 1607.
56. Кадышевский В. Г., Мир -Касимов Р. М., Скачков Н. Б.— ЭЧАЯ, 1972, т. 2, вып. 3, с. 635.
57. Gross F.— In: Proc of the VIII Int. Conf. on Few Body Systems and Nuclear Forces, 1978, p. 249.
58. Buck W. W., Gross F.— Phys. Rev. D, 1979, v. 20, p. 2361.
59. Rembler E. A.— Nucl. Phys. B, 1972, v. 42, p. 56.
60. Скачков Н. Б., Соловцов И. Л.— Ядерная физика, 1979, т. 30, с. 1079.
61. Исаев П. С.— ЭЧАЯ, 1971, т. 2, вып. 1, с. 67.
62. Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами: Пер. с англ. М.: Мир, 1975.
63. Боголюбов Н. Н., Медведев Б. В., Полянов М. К. Вопросы теории дисперсионных соотношений. М.: Физматгиз, 1958.
64. Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. Введение в теорию квантованных полей. М.: Наука, 1976.
65. Кириллов А. И., Троицкий В. Е. Препринт ОИЯИ, P1, 2-8529, Дубна, 1975.
66. Смирнов С. А., Трубников С. В.— Ядерная Физика, 1975, т. 22, с. 503.
67. Кириллов А. И. Электромагнитная структура составных адронов. Автореф. дисс. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук, Дубна, ОИЯИ, 1975.
68. Смирнов С. А., Трубников С. В.— ТМФ, 1977, т. 30, с. 28.
69. Кириллов А. И., Троицкий В. Е.— Ядерная физика, 1977, т. 25, с. 288.
70. Музафаров В. М., Троицкий В. Е., Широков Ю. М.— Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 27, с. 538.
71. Музафаров В. М.— Ядерная физика, 1978, т. 27, с. 1686.
72. Троицкий В. Е.— Там же, т. 28, с. 902.
73. Троицкий В. Е.— ТМФ, 1978, т. 37, с. 243.
74. Троицкий В. Е.— Ядерная физика, 1979, т. 29, с. 236.
75. Троицкий В. Е.— Там же, с. 456.
76. Музафаров В. М., Троицкий В. Е.— Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 78.
77. Музафаров В. М.— ТМФ, 1980, т. 43, с. 120.
78. Троицкий В. Е., Цирова И. С.— ТМФ, 1980, т. 43, с. 138.
79. Музафаров В. М. Описание упругих и неупругих электромагнитных факторов дейтрона с учетом нефизических разрезов и примеси  $D$ -волны. — Автореф. дисс. на соиск. уч. степени канд. физ.-матем. наук. М., МИАМ, 1981.
80. Троицкий В. Е., Цирова И. С., Широков Ю. М.— ТМФ, 1981, т. 46, с. 300.
81. Музафаров В. М., Троицкий В. Е.— Ядерная физика, 1981, т. 33, с. 1396.
82. Трубников С. В.— В сб.: Проблемы ядерной физики и космических лучей. Вып. 15. Харьков: Внща школа, 1981, с. 37.
83. Троицкий В. Е. Теория электромагнитной структуры двухчастичных составных систем.— Автореф. на соиск. учен. степени докт. физ.-матем. наук. М., МГУ, 1980.
84. Боголюбов Н. Н., Медведев Б. В., Тавхелидзе А. Н.— В кн.: К семидесятилетию академика Н. И. Мухомелишвили. М.: Изд-во АН СССР, 1981, с. 45.
85. Бартон Г. Дисперсионные методы в теории поля: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1968.
86. Ferrari E.— Riv. Nuovo cimento, 1976, v. 6, p. 199.
87. Pham T. N. Truong T. N.— Phys. Rev. D, 1977, v. 16, p. 896.

88. Мухелишвили Н. И. Сиггулярные интегральные уравнения. М.: Наука, 1968.
89. Гахов В. Д. Краевые задачи. М.: Наука, 1977.
90. Shirokov Yu. M.— Nucl. Phys. B, 1968, v. 6, p. 158.
91. Кожевников В. П., Троицкий В. Е., Трубников С. В., Широков Ю. М. — ТМФ, 1972, т. 10, с. 47.
92. Renard F. M., Tran Thanh Van J., Le Bellac M.— Nuovo cimento, 1965, v. 38, p. 552.
93. Kukulin V. I., Troitsky V. E., Shirokiv Yu. M., Trubnikov S. V.— Phys Lett. B, 1972, v. 39, p. 319.
94. Хошизаки Н.— ЭЧАЯ, 1973, т. 4, вып. 1, с. 79.
95. Gillespie J. Final—state interaction. San Francisco, Holden Day Inc., 1964.
96. Lock J. A., Foldy L. L.— Ann. Phys., 1975, v. 93, p. 276.
97. Durand L.— Phys. Rev., 1961, v. 123, p. 1393.
98. De Alfaro V., Rosetti C.— Nuovo cimento, 1960, v. 18, p. 783.
99. Bosco B., De Bar R. B.— Nuovo cimento, 1962, v. 26, p. 604.
100. Bosco B., Grossetete B., Quarati P.— Phys. Rev., 1966, v. 141, p. 1444.
101. Renard F. M., Tran Thanh Van J., Le Bellac M.— Nuovo cimento, 1965, v. 38, p. 1688.
102. Omnes R.— Nuovo cimento, 1958, v. 8, p. 318.
103. Ньютон Р. Теория рассеяния волн и частиц: Пер. с англ. М.: Мир, 1969.
104. Alberi G., Mosconi B., Soper P. J. R.— Nuovo cimento A, 1972, v. 9, p. 107.
105. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1974.
106. Чебогарев Г. Н.— Уч. зап. Казанского ун-та, 1956, т. 116, с. 31.
107. Chemtob M., Rho M.— Nucl. Phys. A, 1971, v. 163, p. 1.
108. Green A. M.— Rep. Progr. Phys., 1976, v. 39, p. 1109.
109. Hadjimichael E. e.a.— In: Proc. of the June Workshop in Intermediate Energy Electromagnetic Interaction with Nuclei, Cambridge, MIT, USA, 1977, p. 148.
110. Baier H.— Fortschr. Phys., 1979, Bd 27, S. 208.
111. Иванов Е. А., Труглиц Э.— ЭЧАЯ, 1981, т. 12, вып. 2, с. 492.
112. Lect. Notes in Physics, 1978, v. 86.
113. Lect. Notes in Physics, 1979, v. 108.
114. Mesons in Nuclei. Amsterdam, North—Holland, 1979. Ч
115. Riska D. O., Brown G. E.— Phys. Lett. B, 1970, v. 32, p. 662.
116. Fabian W., Miller H. G.— Z. Phys., 1974, Bd 271, S. 93.
117. Dubovik V. M., Obukhovskiy I. T.— Z. Phys. A, 1981, Bd 299, S. 341.
118. Hyuga H., Ohtsubo H.— Nucl. Phys. A, 1978, v. 294, p. 348.
119. Lovas I.— J. Phys. G: Nucl. Phys., 1980, v. 6, p. 179.
120. Боголюбов П. Н. и др.— ЭЧАЯ, 1976, т. 7, вып. 3, с. 1459.
121. Фаддеев Л. Д.— ЖЭТФ, 1960, т. 39, с. 1459.
122. Gari M., Hyuga H.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 345.
123. Riska D. O., Brown G. E.— Phys. Lett. B, 1972, v. 38, p. 193.
124. Gari M., Huffman A. H.— Phys. Rev. C, 1973, v. 7, p. 994.
125. Fabian W., Arenhövel H.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 314, p. 253.
126. Ivanov E., Truhlik E. Preprint JINR, E4—11477, 1976.
127. De Swart J. J., Nagels M. M.— Fortschr. Phys., 1978, Bd 26, S. 215.
128. Матвеев В. А. Препринт ОИЯИ, P2-12080, Дубна, 1978.
129. De Tar C. E.— Lect. Notes in Physics, 1978, v. 87, p. 113; De Tar C. E.— Phys. Rev. D, 1978, v. 17, p. 302, 323.
130. Brodsky S. J. Preprint SLAC—PUB—2395, 1979.
131. Rho M.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 358, p. 121.
132. Blencenbecler R. Preprint SLAC—PUB—2667, 1981.
133. Matveev V. A., Muradyan R. M., Tavkhelidze A. N.— Lett. Nuovo ci-



- mento, 1973, v. 7, p. 719; Brodsky S. J., Farrar G. R.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 1153.
134. Brodsky S. J.— In: Proc. of Int. Conf. on Few Body Problems in Nuclear and Particle Physics, Quebec, 1975, p. 676.
135. Голоскоков С. В. и др. Препринт ОИЯИ, P2-10142, Дубна, 1976.
136. Woloshyn R. M.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 220.
137. Brodsky S. J., Chertok V. T.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 269.
138. West G. B.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 1454.
139. Matveev V. A., Sorba P.— Lett. Nuovo cimento, 1977, v. 20, p. 435.
140. Кобушкин А. П.— Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 495.
141. Mitra A. N.— Phys. Rev. D, 1978, v. 17, p. 729.
142. Смирнов Ю. Ф. и др.— Ядерная физика, 1978, т. 27, с. 860.
143. Smirnov Yu. E., Tchuvilsky Yu. M.— J. Phys. G: Nucl. Phys., 1978, v. 4, p. LI.
144. Буров В. В. и др.— Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 321.
145. Лукьянов В. К., Титов А. И.— ЭЧАЯ, 1979, т. 10, вып. 3, с. 815.
146. Frankfurt L. L., Strikman M. I.— Nucl. Phys. B, 1979, v. 148, p. 107.
147. Hogaasen H., Sorba P.— Nucl. Phys. B, 1979, v. 150, p. 427.
148. Hogaasen H. Preprint Univ. of Oslo 79—03, 1979.
149. Kizukuri Y., Namiki M., Okano K.— Progr. Theor. Phys., 1979, v. 61, p. 559.
150. Matveev V. A.— In: Proc. of the 1979 JINR—CERN School of Physics, v. 2, Budapest, 1980, p. 1.
151. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л.— ЭЧАЯ, 1980, т. 11, вып. 3, с. 574.
152. Hogaasen H., Sorba P., Violier R.— Z. Phys. C, 1980, Bd 4, S. 131.
153. Kizukuri Y., Namiki M., Okano K., Oshimo N.— Progr. Theor. Phys., 1980, v. 64, p. 1478.
154. Chemtob M.— Nucl. Phys. A, 1980, v. 336, p. 299.
155. Jain A. K., Roy A.— In: Proc. of the Inter. Conf. on Nuclear Physics, Berkely, 1980, p. 36.
156. Дубовик В. М., Обуховский И. Т. Препринт ОИЯИ, P2-80-501, Дубна, 1980.
157. Bergstrom L., Fredriksson S.— Rev. Mod. Phys., 1980, v. 52, p. 675.
158. Обуховский И. Т., Ткаля Е. В. Тезисы докладов XXXI Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1981, с. 251.
159. Обуховский И. Т.— Там же, с. 252.
160. Титов Ю. И.— Там же, с. 528.
161. Dubovik V. M., Obukhovskiy I. T.— Z. Phys. A, 1981, Bd 299, S. 341.
162. Harvey M.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 352, p. 326.
163. Dalitz R. H.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 353, p. 215.
164. Warke C. S., Shanker R., Greiner W.— J. Phys. G: Nucl. Phys., 1981, v. 7, p. LI.
165. Frankfurt L. L., Strikman M. I.— Nucl. Phys. B, 1981, v. 181, p. 22.
166. Sorba P.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 358, p. 337.
167. Обуховский И. Т., Ткаля Е. В.— Ядерная физика, 1982, т. 35, с. 23.
168. Слив Л. А.— УФН, 1981, т. 133, с. 337.
169. Боголюбов Н. Н., Струминский Б. В., Тавхелидзе А. Н. Препринт ОИЯИ, P-2141, Дубна, 1965; Han M. Y., Nambu Y.— Phys. Rev. B, 1965, v. 139, p. 746; Myamoto M.— Progr. Theor. Phys. Suppl. Extra Number, 1965, p. 187.
170. Sato T., Kobayashi M., Ohtsubo H.— In: Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Physics, Berkely, 1980, p. 106.
171. Green A. M.— Lect. Notes in Physics, 1978, v. 86, p. 106.
172. Блохинцев Д. И.— ЖЭТФ, 1957, т. 33, с. 1295.
173. Soyeur M.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 358, p. 313.
174. Parida M. K.— Phys. Rev. D, 1979, v. 19, p. 3320.
175. West G. B.— Phys. Rev. D, 1976, v. 14, p. 732.
176. Hwang W., Henley E. M.— Ann. Phys., 1980, v. 129, p. 47.

177. Рекало М. П., Гах Г. И.— В сб.: Проблемы ядерной физики и космических лучей. Вып. 12. Харьков: Вища школа, 1980, с. 31.
178. Hockert J., Jackson A. D.— Phys. Lett, B, 1975, v. 58, p. 387.
179. Mathelitsch L., Zingl H. F. K.— Nuovo cimento, 1978, v. 44, p. 81.
180. Arnold R. G., Carlson C. E., Gross F.— Phys. Rev. C, 1981, v. 23, p. 363.
181. Gross F.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 358, p. 215.
182. Gourdin M., Piketty C. A.— Nuovo cimento, 1964, v. 32, p. 1137.
183. Sprung D. W. L., Rao K. S.— Phys. Lett. B, 1975, v. 53, p. 397.
184. Ахиезер А. И., Рекало М. П.— ЭЧАЯ, 1973, т. 4. вып. 3, с. 662.
185. Рекало М. П., Гах Г. И., Рекало А. П.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1979, т. 43, с. 1038.
186. Рекало М. П., Гах Г. И., Рекало А. П.— УФЖ, 1980, т. 25, с. 213.
187. Титов Ю. И. Тезисы докладов XXXI Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1981, с. 367.
188. Cavedon J. M. e.a.— In: Proc. of X-ICONEPANHS, 1981, p. 213