

## МНОГОКВАРКОВЫЕ СИСТЕМЫ В ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССАХ

*В. В. Буров, В. К. Лукьянов, А. И. Титов*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Обсуждаются экспериментальные указания существования многокварковых систем (МКС) в ядрах. Сформулирована теория связи адронного и кваркового каналов в ядрах, и на ее основе рассчитаны амплитуды шестикварковых состояний в дейтроне и их ширины. Проведен анализ влияния МКС на формфакторы дейтрона и  $^3\text{He}$ , на поляризацию дейтрона. Исследована роль МКС в процессах глубоконеупругого рассеяния лептонов, в частности,  $A$ -зависимость структурной функции и ее поведение при больших значениях масштабной переменной  $x$ . Даны сравнения с соответствующими экспериментальными данными.

Experimental signs for the existence of multiquark systems (MQS) in nuclei are discussed. We have formulated a theory of coupling of the hadron and quark channels in nuclei and using it we have calculated amplitudes and widths of six-quark states in the deuteron. The influence of MQS on the deuteron and helium-3 form factors and on the deuteron polarization is analysed. We have also studied the role of MQS in the processes of deep inelastic scattering of leptons, in particular, the  $A$ -dependence of the structure function and its behaviour at large values of scale variable  $x$ . Comparison is made with the corresponding experimental data.

### ВВЕДЕНИЕ

Атомное ядро — система взаимодействующих нуклонов, нуклоны — бесцветные трехкварковые кластеры. Таким образом, в ядрах и ядерных процессах могут возникать нетривиальные многокварковые системы (МКС), в первую очередь  $6q$ -,  $9q$ -,  $12q$ -системы. Естественно ожидать, что в основных и слабовозбужденных состояниях ядер ( $E \approx M_A \cong AM$ , где  $E$  — энергия системы,  $M$  — масса нуклона) они составляют небольшие примеси к основному, нуклонному каналу в полной волновой функции ядра

$$\Psi = \Psi(A N) + C\Psi(3Aq), \quad (1)$$

т. е.  $|C(E \approx AM)|^2 \ll 1$ . Вероятность таких примесей можно оценить как вероятность  $k$  нуклонам (флуктону) «нуклонного газа» из частиц оказаться в малом объеме  $V_{\xi}$  [1]

$$\beta_k^A = \binom{A}{k} (V_{\xi}/AV_0)^{k-1} = \binom{A}{k} (r_{\xi}/r_0)^{3(k-1)}/A^{k-1}. \quad (2)$$

Здесь  $r_0 = 1,2$  фм — средний радиус нуклон-нуклонного взаимодействия в ядре, а параметр  $r_{\xi} = 0,75$  фм — порядка радиуса кора  $NN$ -сил. Последний, естественно, связан с радиусом конфайнмента.

Идея флуктонов оказалась полезной при описании ядерных реакций при высоких энергиях. Так, она впервые позволила проинтерпретировать реакции выбивания дейтронов из ядер при больших переданных импульсах [2]; затем идея кумулятивных реакций, выдвинутая в работе [3], была реализована с использованием представлений о флуктонах (см., например, [4, 5]); на той же основе с привлечением правил кваркового счета [6] были рассчитаны ядерные формфакторы при больших переданных импульсах и глубоконеупругое рассеяние на ядрах (например, [7]).

Природу флуктонов можно понять, если ввести концепцию о многокварковых системах. Но уже первые расчеты многокварковых мешков [8, 9] показали, что их массы значительно превышают массы соответствующих ядер, т. е.  $E_\lambda = M_A + \Delta_\lambda$ , где  $\Delta_\lambda \geq 0,2$  ГэВ. Таким образом, эти состояния МКС являются специфическими и должны проявляться как резонансы в соответствующих амплитудах рассеяния. В этой области энергий полная ядерная волновая функция должна иметь вид:

$$\Psi \approx C\Psi(3Aq), \quad (3)$$

где  $|C(E \approx E_\lambda)|^2 \approx 1$ . В настоящее время есть указания на резонансное поведение фаз  ${}^1D_2$  и  ${}^3F_3$  нуклон-нуклонного рассеяния в области полной энергии системы  $E_\lambda \approx 2,2$  ГэВ [10].

Таким образом, основные состояния ядер могут иметь небольшие примеси МКС, а чистые МКС могут проявляться со значительной вероятностью при энергиях выше массы соответствующих ядер на 0,2 ГэВ и более как дибарионы, трибарионы и т. д.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УКАЗАНИЯ СУЩЕСТВОВАНИЯ МКС

**Кумулятивные процессы.** В настоящее время кумулятивные ядерные реакции хорошо изучены (см., например, [11, 12]). Недавно [13] на основе большого экспериментального материала был подведен итог анализа сечений кумулятивного рождения мезонов в реакциях  $p(8,9 \text{ ГэВ}/c) + A \rightarrow c + X$ ; ( $c = \pi^\pm, K^\pm$ ). Обнаружено, во-первых, что в таких процессах наблюдается предельная фрагментация ядер, начиная с  $E \geq 4$  ГэВ, и соответствующее сечение параметризуется в факторизованном виде:

$$E_c \frac{d\sigma}{dp_c} = f(A, p_{\perp c}^2, X) = A^n \Phi(p_{\perp c}^2) G(x), \quad (4)$$

где  $A$  — атомный номер ядра-мишени, а

$$\Phi(p_{\perp}^2) = 0,9 \exp(-2,7p_{\perp}^2) + 0,1; \quad (5)$$

$$G(x) = G_0 \exp(-x/\langle x \rangle); \quad \langle x \rangle = 0,14. \quad (6)$$

При больших энергиях масштабная переменная  $x = (p_{\parallel}^c + E_c^c)/(p + E)$ .

Предполагая, что импульс  $P$  распределен в МКС, состоящей из  $k$  нуклонов ядра, т. е.  $P = kP_0$  ( $E \approx kE_0$ ), где  $P_0$  — импульс на один нуклон МКС, получаем обычную продольную масштабную переменную

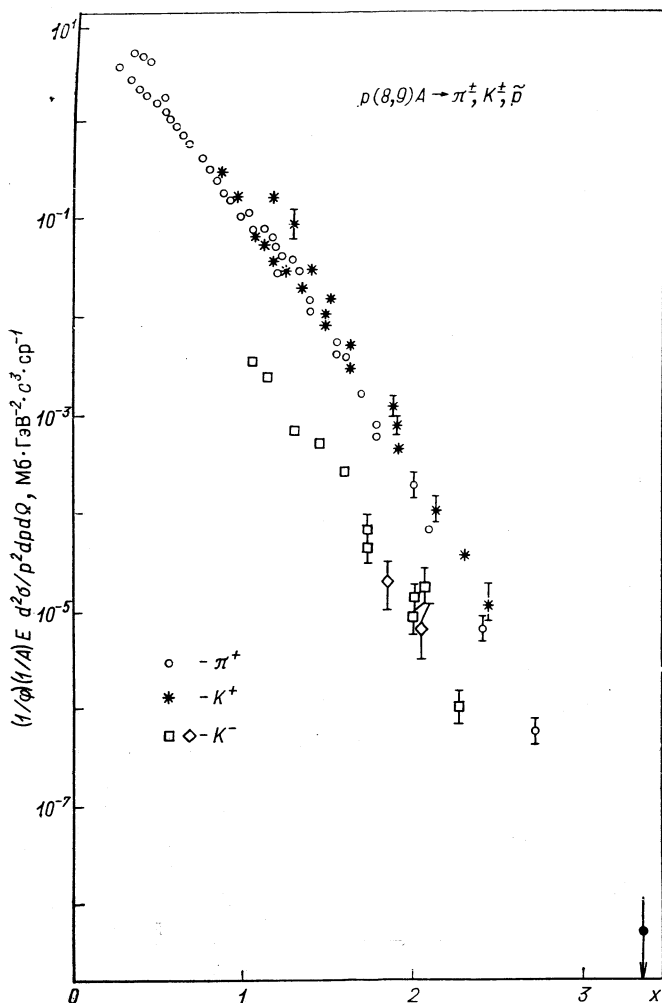


Рис. 1. Инвариантные сечения образования кумулятивных мезонов в  $pA$ -столкновениях  $E_0 = 9,54$  ГэВ

ную, относящуюся к одному нуклону-мишени,  $x = kX$ . Отсюда видно, во-вторых, что кумулятивная область определяется как область, запрещенная по кинематике для взаимодействия с одним нуклоном ядра, т. е.  $x > 1$  (в принципе теперь  $k > 1$  и в пределе  $k = A$  имеем  $x \leq A$ ). Теперь можно говорить, что  $x$  имеет смысл части массы объекта, отнесенной к массе нуклона. Из рис. 1 видно [13], что процесс наблюдается при значении  $x$ , изменяющемся вплоть до 3 и даль-

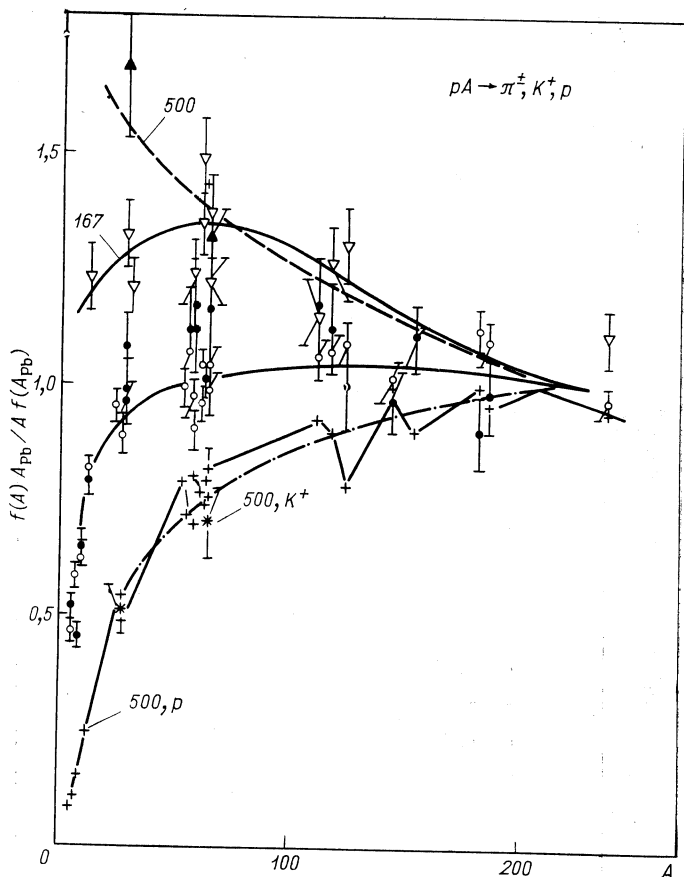


Рис. 2. Отношения  $f(A) A_{Pb} / A f(A_{Pb})$  в зависимости от атомного номера  $A$  для различных импульсов и углов эмиссии частиц, рожденных в  $pA$ -взаимодействиях:

○, ● — данные для  $\pi^-$  (168°)- и  $\pi^+$  (180°)-мезонов с импульсом 500 МэВ/с; ▲ — пионы с импульсом 500 МэВ/с и углом эмиссии 90°; ▽ — пионы с импульсом 167 МэВ/с, угол 168°; + — протоны с импульсом 500 МэВ/с, 180°; \* — мезоны,  $p = 500$  МэВ/с, 168°

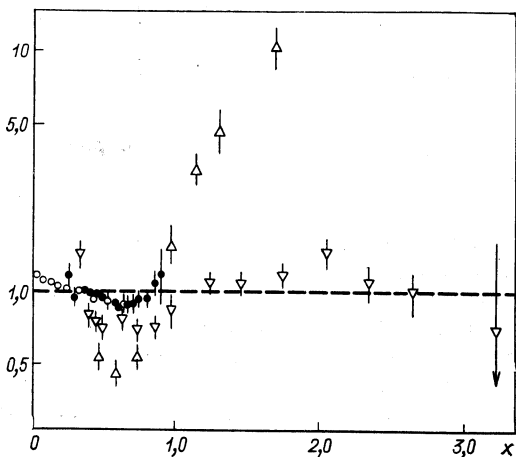


Рис. 3. Отношение инвариантных сечений:

○ —  $\sigma_{Fe}^{Fe}/\sigma^D (\mu A \rightarrow \mu' + \dots)$ ;  
 ● —  $\sigma_{Fe}^{Fe}/\sigma^D (eA \rightarrow e' + \dots)$ ;  
 ▲ —  $\sigma_{Pb}^{Pb}/\sigma_{Al} (pA \rightarrow \pi + \dots)$ ;  
 ▽ —  $\sigma_{Pb}^{Pb}/\sigma^D (pA \rightarrow \pi + \dots)$

ше. Значит, падающий протон взаимодействует с МКС массы  $M_k = kM$  ( $k \gtrsim 3$ ). В то же время большой переданный импульс в реакции ( $\sim 2$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>) означает, что МКС распределена в малом объеме радиуса  $r_k \lesssim 1$  фм. В-третьих, оказывается, что ядерная структурная функция  $G(x)$  является универсальной и ее наклон определяется константой ( $\chi$ ) = 0,14. В-четвертых, наблюдается «объемная зависимость» сечения  $E d\sigma/dp \approx A^1$ , т. е.  $n = 1$  в (4) (рис. 2 [13]). Это указывает на то, что МКС не «трубка» в ядерной материи (в этом случае была бы  $A^{2/3}$ -зависимость), а объемное образование из сильно сжатых нуклонов кластерного типа, которое существует в ядре независимо от того, в какой реакции оно участвует. И, наконец, индивидуальные свойства ядра проявляются в небольших отклонениях от тривиальной  $A^1$ -зависимости. Это видно из рис. 3 [14], где отложены отношения сечений для различных ядер, деленных на соответствующее массовое число. Поскольку в дейтроне не может быть более шести кварков, а в других ядрах могут быть еще МКС из 9—12 кварков, то дейтронное сечение в кинематической области  $x \gtrsim 2$  обратится в нуль, а другие будут отличны от нуля. Это дает резкий подъем в отношениях последних сечений к дейтронному сечению в области  $x > 1$  (рис. 3).

**Упругое и глубоконеупругое рассеяние лептонов.** Механизм электромагнитного рассеяния лептонов хорошо известен, поэтому исследование процессов при  $x > 1$  может дать очень важную информацию об МКС. К настоящему времени имеются данные SLAC по глубоконеупругому рассеянию электронов на <sup>2</sup>D [15] и <sup>3, 4</sup>He [16] и предварительные данные по ( $\mu'$ ) на ядре <sup>12</sup>C до  $x \lesssim 1,4$  [17]. Кстати, предсказания поведения структурной функции <sup>12</sup>C в области  $x \approx 1$  были сделаны в [18] на основе зависимости (6), полученной из адронных реакций. Для мюонного, глубоконеупругого рассеяния также было обнаружено небольшое отклонение от  $A^1$ -зависимости типа, данного на рис. 3, в отношении структурных функций нуклонов ядер железа и дейтрона «EMC-эффект» [19].

Что касается формфакторов ядер, то, например, идея о  $6q$ -примесях в дейтроне довольно привлекательна в попытках объяснить поведение его формфактора при больших  $q^2 \gtrsim 2$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> [20].  $9q$ -примеси также, видимо, нужны при описании формфакторов <sup>3, 4</sup>He [21]. Шестикварковые компоненты в дейтронной волновой функции потребовались и при описании импульсного распределения нуклонов, полученных в реакции дейтрон-ядерного столкновения с выходом протонов под малыми углами [22].

В заключение можно сказать, что в ядрах ожидается существование многокварковых систем независимо от того, в какой реакции участвует само ядро. Их масса  $M_k = kM$ , а размеры порядка радиуса кора  $NN$ -сил, так что эти системы лучше всего изучать в процессах с большой передачей импульса. Интересно установить специфику распределений кварк-партонных функций МКС, их  $q^2$ -зависимость, внутреннюю структуру, роль МКС в понимании ядерных сил (КХД

для МКС при малых и больших размерах). Возможно, что анализ особенностей в поведении этих систем окажется также полезным в изучении фундаментальных свойств элементарных частиц.

## 2. АДРОННЫЙ И КВАРКОВЫЙ КАНАЛЫ В ЯДРАХ

Взаимное влияние нуклонных и многокварковых степеней свободы в ядрах можно исследовать теоретически разными способами. Один путь — феноменологический, когда предполагается, что в волновой функции ядра (1) известна первая нуклонная ядерная часть функции, а вторая — кварковая — задается на основе каких-то известных моделей с весом  $|C|^2$ , являющимся параметром задачи. В принципе вероятность  $|C|^2$  можно оценить по формуле флюктуаций (2), т. е. считать  $|C_k|^2 = \beta_k^A$  (см., например, [4]). Для тех задач, где необходимо знать функцию (1) только в нуклонном канале (например, при изучении фаз  $NN$ -рассеяния при энергиях ниже 1 ГэВ), можно попытаться ввести информацию о «внутренней», многокварковой области в логарифмическую производную функции нуклонного канала. (Это направление исследуется, например, в [23]). Ниже мы получим систему уравнений, связывающих эти два канала. Их решение дает возможность вычислить амплитуды вероятностей  $C_k$  примесей МКС в ядрах и ширины распада МКС в адронный канал.

**Формулировка системы уравнений.** Задача ставится таким образом, что к известной ядерной волновой функции с замороженными трехкварковыми кластерами — нуклонами добавляется еще многокварковая, соответствующая распределению кварков внутри единого объема (многокваркового мешка), где нет сепарированных нуклонных кластеров.

Чтобы найти ядерную и кварковые части функции, нужно знать взаимодействия внутри нуклонной и кварковой фазы ядерного вещества, а также между ними. Будем считать, что потенциалы взаимодействия  $V_{NN}$  и  $V_{qq}$  известны соответственно из моделей ядерной физики и моделей элементарных частиц, взаимодействие же  $V_{qN}$  — между нуклонами и кварками — есть предмет исследования.

Если поначалу пренебречь  $V_{qN}$ , то две фазы — ядерная и кварковая — существуют независимо. Взаимодействие нуклонов  $V_{NN}$  определяет обычную задачу ядерной физики — поведение системы из  $A$  нуклонов, а взаимодействие кварков  $V_{qq}$  дает состояния типа мешков для многокварковых систем — это новая задача для ядерной физики. Если каким-то образом ввести взаимодействие кваркового и нуклонного каналов, то можно получить оценку примесей многокварковых состояний в ядрах и ширины распада многокварковых состояний в нуклонные и мезонные каналы.

В качестве конкретной задачи рассмотрим  $6q$ -систему на примере двух взаимодействующих нуклонов [24—26]. В принципе, такая система может образоваться и внутри ядра. Обобщение на случай  $9q$ -,  $12q$ -систем не будет встречать принципиальных затруднений.

Будем развивать подход в духе так называемого интерполяционного метода ядерной физики [27]. Для этого из исходных  $(3n - 3)$  относительных координат  $n$  кварков строим «глобальную координату»  $\rho$ , широко используемую в методе гиперсферических функций [28].

$$\rho = (\rho, \Omega_{3n-4}), \quad (7)$$

$$\rho^2 = \frac{1}{n} \sum_{i>j}^n (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2 = \sum_{i=1}^n (\mathbf{r}_i - \mathbf{R})^2 = n\mathbf{r}^2; \quad \mathbf{R} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \mathbf{r}_i, \quad (8)$$

где  $\mathbf{r}$  — среднее расстояние между кварками в системе. Если система разделена на два кластера  $n_1 + n_2 = n$  с соответствующими глобальными координатами  $\rho_1$  и  $\rho_2$ , то

$$\rho^2 = \rho_1^2 + \rho_2^2 + z_{12}^2, \quad (9)$$

$$z_{12} = \sqrt{n_1 n_2 / n} R_{12}, \quad (10)$$

и на относительно больших расстояниях  $R_{12}$  между центрами тяжести кластеров величина  $\rho$  ассоциируется с этим расстоянием.

Итак, представим волновую функцию МКС в виде

$$\Psi = \Psi_{\text{ext}} + \Psi_{\text{in}}. \quad (11)$$

Здесь  $\Psi_{\text{in}}$  — функция типа компаунд-системы, определяющая МКС во внутренней области (мешка)

$$\Psi_{\text{in}} = \sum_{\lambda} C_{\lambda} \Psi_{\lambda}, \quad (12)$$

где  $\Psi_{\lambda}$  собственные функции той части  $H_0$  полного гамильтониана  $H$ , которая действует во внутренней области и содержит потенциал  $V_0 = \sum V_{ij}$  взаимодействия кварков  $i$  и  $j$ , т. е.

$$H_0 \Psi_{\lambda} = E_{\lambda} \Psi_{\lambda}. \quad (13)$$

Внутреннюю область (условно  $\rho < \rho_0$ ) будем определять как область локализации всех кварков системы, функция  $\Psi_{\text{ext}}$  хорошо описывает МКС во «внешней» области, где, например,  $6q$ -система разделена на нуклоны — кластеры, состоящие из бесцветных троек кварков

$$\Psi_{\text{ext}} = \omega(\rho) \Phi(\rho), \quad (14)$$

$$\omega(\rho) = \hat{A}_{12} \{Z^L Y_{LM}(\hat{z}) \Phi_1(\rho_1) \Phi_2(\rho_2)\}. \quad (15)$$

Здесь  $\hat{A}_{12}$  — оператор перестановки кварков, принадлежащих разным кластерным функциям  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$ . Эти последние есть решения уравнения типа (3) для трехкварковой системы — нуклона.

Итак, неизвестными частями полной функции  $\Psi$  являются коэффициенты  $C_{\lambda}$ , определяющие примесь истинно  $6q$ -состояний системы, и  $\Phi(\rho)$ , играющие роль волновых функций относительного движения нуклонов. Эти величины определяются как решения соответствующей системы связанных уравнений, которую можно получить, используя

уравнение на полную функцию

$$(H - E) \Psi = [H_0 + (V - V_0) - E] \Psi = 0. \quad (16)$$

Здесь  $V$  — точный потенциал, действующий во всей области пространства  $\rho$ ; во внутренней области считаем его совпадающим с  $V_0$ . Подставляя в (16) выражения (11), (12), умножая его слева на  $\Psi_\lambda^*$  и интегрируя по  $d\rho = \rho^\Lambda d\Omega d\rho$ , где  $\Lambda = 3n - 4$ , с использованием (13) получаем для коэффициента примеси

$$C_\lambda = C_\lambda^0 - \gamma_\lambda = - \frac{\alpha_\lambda}{E_\lambda - E} - \gamma_\lambda, \quad (17)$$

где

$$\gamma_\lambda = \langle \Psi_\lambda | \Psi_{\text{ext}} \rangle, \quad (18)$$

$$\alpha_\lambda = \langle \Psi_\lambda | V - V_0 | \Psi_{\text{ext}} \rangle. \quad (19)$$

Видно, что  $C_\lambda$  определяются как перекрытием функций внутреннего и внешнего движений в системе  $\gamma_\lambda$ , так и матричным элементом  $\alpha_\lambda$  перехода между нуклонной и кварковой фазами ядерного вещества. При этом оба матричных элемента формируют область пространства вблизи поверхности  $\rho \approx \rho_0$ , где функции  $C_\lambda$  и  $\Psi_{\text{ext}}$  максимально перекрываются.

Выражение (17) есть первое из системы уравнений, определяющих взаимозависимость  $C_\lambda$  и  $\Psi_{\text{ext}}$ . Для дальнейшего ему удобно придать другую форму. С этой целью в функции  $\Psi_{\text{ext}} = \omega(\rho) \Phi(\rho)$  используем замену

$$\Phi(\rho) = \varphi(\rho) / \sqrt{\mu}, \quad (20)$$

где

$$\mu = \rho^\Lambda \int d\Omega \omega^+(\rho) \omega(\rho). \quad (21)$$

Тогда уравнение (17) примет вид

$$-(E_\lambda - E) C_\lambda = \int d\rho \varphi(\rho) \tilde{D}_\lambda^*(\rho), \quad (22)$$

где

$$\tilde{D}_\lambda = (E_\lambda - E) B_\lambda + D_\lambda. \quad (23)$$

$$B_\lambda = \int d\Omega \rho^\Lambda \omega^+ \Psi_\lambda / \sqrt{\mu}, \quad (24)$$

$$D_\lambda = \int d\Omega \rho^\Lambda \omega^+ (V - V_0) \Psi_\lambda / \sqrt{\mu}. \quad (25)$$

Итак, первое из связанных уравнений (22) определяет коэффициент примеси  $6q$ -компоненты в полной волновой функции системы.

Второе уравнение, определяющее волновую функцию  $\Phi(\rho)$  относительного движения кластеров в адронном канале, получается умножением (16) на  $\omega^+$  и интегрированием по гиперуглам  $d\Omega$ . Можно



показать, что оно принимает вид [26]

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{d\rho^2} + U_{\text{эф}}(\rho) - \varepsilon\right) \Phi(\rho) = - \sum_{\lambda} C_{\lambda} \tilde{D}_{\lambda}, \quad (26)$$

где эффективный потенциал

$$U_{\text{эф}} = \bar{U} - \frac{\hbar^2}{2m} X = \bar{U} + \frac{\hbar^2}{2m \sqrt{\mu}} \left(\frac{\mu'}{\sqrt{\mu}}\right)', \quad (27)$$

а потенциал

$$\bar{U} = \frac{\rho^{\Lambda}}{\mu} \int d\Omega \omega^+ (T + V - 2M) \omega = \frac{\int d\Omega \omega^+ (H - 2M) \omega}{\int d\Omega \omega^+ \omega} \quad (28)$$

зависит от  $\rho$  и для разделенных в пространстве кластеров имеет смысл потенциала их относительного движения. Энергия относительного движения кластеров

$$\varepsilon = E - 2M, \quad (29)$$

где  $M$  — масса нуклона. Второй член в потенциале  $U_{\text{эф}}$  уравнения (26) формирует на малых расстояниях мягкое отталкивание нуклонов вида  $\mathcal{L}(\mathcal{L} + 1)/\rho^2$ , где  $\mathcal{L}$  — большое число ( $\mathcal{L} \geq 3n/2 - 1$ ). Это — аналог отталкивания ядер, сдвинутых до малых расстояний, которое возникает из-за принципа Паули для нуклонов как ферми-частиц [27]. В настоящее время кварковые подходы позволяют вычислять также средний потенциал  $NN$ -взаимодействия  $\bar{U}$ , который обычно тоже оказывается отталкивательным на малых расстояниях [9, 29, 30].

Обсуждая в целом систему (22), (26), отметим, что из-за неортогональности функций МКС и адронного канала в правой части этих уравнений появляется слагаемое, пропорциональное  $(E_{\lambda} - E) B_{\lambda}$ . Оно играет большую роль в оценке «примеси»  $C_{\lambda}$ . В частности, если неортогональность велика, то только она и определяет, например, примесь  $6q$ -системы в дейтроне. Тогда

$$|C_{\lambda}^D|^2 = \left| \int \Psi_{\lambda}^* \Psi^D d\tau \right|^2. \quad (30)$$

Поскольку кварковая функция в случае  $s$ -состояния не меняет знака во внутренней области и быстро падает на ее границе  $r_0$ , то можно приближенно записать:

$$|C_0^D|^2 \simeq \left(\frac{4}{3} \pi r_0^3\right)^{-1} \left| \int_0^{r_0} \Psi^D 4\pi r^2 dr \right|^2 \simeq 4\pi \int_0^{r_0} |\Psi^D|^2 r^2 dr. \quad (31)$$

Такое выражение впервые было предложено Д. И. Блохинцевым в 1957 г. [1] для расчета флуктуации дейтрона в области кора  $NN$ -сил. Сейчас становится ясным, что «ядерный флуктон Блохинцева» есть по существу многокварковая система. Позже расчет  $|C^D|^2$  по формуле (30), но с учетом антисимметризаций кварков был выпол-

нен в [31, 32]. Расчет примесей МКС с числом кварков  $n \leq 12$  в легчайших ядрах по формуле, аналогичной (30), был сделан в [4, 29].

**Место кварк-ядерной физики. Выбор взаимодействий.** Проанализируем уравнения, связывающие нуклонный и многокварковый каналы в ядрах:

$$-(E_\lambda - E) C_\lambda = \int d\rho \varphi(\rho) \tilde{D}_\lambda^*(\rho), \quad (32)$$

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{d\rho^2} + U_{\text{эф}} - \varepsilon\right) \varphi(\rho) = - \sum_\lambda C_\lambda \tilde{D}_\lambda. \quad (33)$$

В принципе, если кварк-кварковое взаимодействие в МКС считать известным (пока оно изучено лишь для  $\bar{q}q$ - и  $3q$ -систем), то можно найти функции мешковых состояний  $\Psi_\lambda$ , а значит, и эффективный потенциал взаимодействия  $U_{\text{эф}}$  в нуклонном канале и взаимодействие каналов  $\tilde{D}_\lambda$ . Это полностью определяет системы (32), (33), что позволяет найти волновую функцию  $\varphi(\rho)$  нуклонов ядра и примесь  $C_\lambda \Psi_\lambda$  многокваркового состояния. Уже отмечалось, что в основных и слабозбужденных состояниях ядра  $|C_\lambda|^2 \ll 1$ . Это значит, что для таких энергий правой частью в уравнении (33) можно пренебречь, а самому уравнению после введения эффективной массы нуклона в ядре  $m_{\text{эф}} = 3m(A-1)/A$  и перехода к «ядерным расстояниям» между нуклонами  $r \approx \rho \sqrt{A/3(A-1)}$  придать типичный для ядерной физики вид

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_{\text{эф}}} \frac{d^2}{dr^2} + U(r) - \varepsilon\right) \varphi(r) = 0. \quad (34)$$

Здесь  $U$  — ядерный потенциал, который обычно задается феноменологически.

Включение кварк-ядерного взаимодействия приводит к следствиям качественного характера. Так, если существует спектр МКС типа дибариона, трибариона и т. д., то в адронных каналах при этих энергиях должны наблюдаться резонансы либо другие особенности сечений. Далее, если считать, что МКС существуют в области, ограниченной радиусом мешка  $r_0$ , то проявляться они будут при больших передачах импульса  $q > q_0 \sim \hbar/r_0$ . И, наконец, мешковые функции  $\Psi_\lambda$  будут определять, в принципе, кварк-партонные распределения в МКС, т. е. от них будут зависеть, в частности, структурные функции ядер.

Несколько слов о выборе радиуса  $r_0$ . Может оказаться, что выбор больших размеров мешка порядка радиуса нуклона (или порядка средних межнуклонных расстояний в ядре) позволит тем не менее имитировать периферию  $NN$ -сил, природой которой связана, видимо, с обменом мезонами. Если же эти обмены учитывать явно, задавая, например, феноменологические реалистические силы на «больших расстояниях», то радиус  $r_0$  естественно связывать с размерами кваркового ядра нуклона. Эта концепция отвечает идеям так называемых

«малых мешков», окруженных облаком пионов [33, 34]. Ниже для оценок и расчетов мы будем брать в нуклон-нуклонном канале радиус кора  $r_0 = 0,8\text{фм}$ , что соответствует кварковому ядру нуклона  $r_0^N = 0,4\text{фм}$ .

Конкретно потенциал взаимодействия в двухнуклонной системе выбираем из следующих соображений. Потенциал  $V_0$ , определяющий внутреннее  $6q$ -состояние в нуклон-нуклонной системе, считаем суммой парных  $qq$ -потенциалов [35]

$$V_0 = \sum_{i>j=1}^6 V_{ij}; V_{ij} = V_{ij}^c + V_{ij}^r; \quad (35)$$

$$V_{ij}^c = -\frac{\kappa_c}{2} \lambda_i^c \lambda_j^c (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2; V_{ij}^r = -\mu (\lambda^a \sigma)_i (\lambda^a \sigma)_j. \quad (36)$$

Здесь  $\lambda^a$  — матрицы Гелл-Мана группы  $SU(3)$  — цвет. Параметр  $\kappa_c$  связан с  $\Omega$  соотношением  $\kappa_c = \Omega^2 / (288m_q)$  ( $\hbar = c = 1$ ) и при  $m_q = 0,3$  ГэВ и  $\Omega = 1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> оказывается равным  $1,16 \cdot 10^{-2}$  ГэВ<sup>3</sup>. Параметр  $\mu = 75/4$  МэВ выбран так, чтобы описывалось цветомангнитное расщепление  $N - \Delta$ -масс.

Истинный потенциал  $V$ , действующий во всей области пространства, должен совпадать с кварковым  $V_0$  при  $r < r_0$ , а во внешней области  $r > r_0$  — определять движение сепарированных нуклонов. Таким образом,

$$V = V_0 \theta(r_0 - r) + [V^M(r) + \sum_{i>j=1}^3 V_{ij} + \sum_{i>j=4}^6 V_{ij}] \theta(r - r_0), \quad (37)$$

где  $V^M$  — «хвост» мезонообменного  $NN$ -потенциала. Радиус  $6q$ -мешка будем выбирать равным удвоенному радиусу кваркового ядра нуклона  $r_0 \approx 2r_0^N = 0,8\text{фм}$ .

Итак, все взаимодействия определены, и можно делать оценки примесей  $6q$ -системы в дейтроне и ширин распада дибарионов в нуклон-нуклонный канал.

### 3. ШЕСТИКВАРКОВЫЕ ПРИМЕСИ В ДВУХНУКЛОННЫХ СИСТЕМАХ

Амплитуда шестикварковых состояний в дейтроне. При оценке  $6q$ -примесей в дейтроне используем тот экспериментальный факт, что эти примеси малы, т. е.  $|C_\lambda|^2 \ll 1$ . Тогда правая часть уравнения (33) пренебрежимо мала и система (32), (33) расцепляется. В этом случае уравнение (33) описывает обычное слабосвязанное состояние дейтрона, а уравнение (32) или (17) используется для расчета примеси  $C_\lambda$  на основе полученной из (33) дейтронной функции. Для практических вычислений функцию  $NN$ -системы удобно задать в зависимости не от глобальной координаты и гиперуглов, а в обычном виде:

$$\Psi_{\text{ext}}^M = \hat{A} \{ \varphi_n \varphi_p \Psi_{np}^M(\mathbf{r}) \}, \quad (38)$$

где дейтронная функция в поле феноменологического потенциала  $\Psi_{np}^M$  зависит от расстояния  $r$  между центрами тяжести нуклонов, а оператор антисимметризации

$$\hat{A} = \frac{1}{\sqrt{10}} \left( 1 - \sum_{\substack{i=1, 2, 3 \\ j=4, 5, 6}} \hat{P}_{ij} \right). \quad (39)$$

Здесь  $\hat{P}_{ij}$  реализуют обмен кварков, принадлежащих разным нуклонам, в цветовом, спин-изоспиновом и координатном пространствах, так что

$$\hat{P}_{ij} = \hat{P}_{ij}^c \hat{P}_{ij}^s \hat{P}_{ij}^x. \quad (40)$$

Антисимметризация  $\Psi_{ext}^M$  при перестановке самих нуклонов учтена в функции относительного движения

$$\Psi_{np}^M(\mathbf{r}) = \frac{u(r)}{r} \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \chi_M + \frac{w(r)}{r} \sum_{m, \mu} (2m+1) |1M\rangle Y_{2m} \chi_{\mu}, \quad (41)$$

где

$$\chi_{\mu} = \sum (1/2 \sigma_1 1/2 \sigma_2 |J_{\mu}) (1/2 \tau_1 1/2 \tau_2 |I\tau) \Phi_{\sigma_1 \tau_1} \Phi_{\sigma_2 \tau_2}, \quad (42)$$

а  $\Phi_{\sigma\tau}$  есть спин-изоспиновые функции нуклонов с проекциями спина  $\sigma$  и изоспина  $\tau$  соответственно. Функции нуклонов  $\Phi_{n, p}$  включают в себя симметричную пространственную и антисимметричную цветовую части

$$\Phi_n = \Phi_n(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) \Phi_n^c; \quad \Phi_p = \Phi_p(\mathbf{r}_4, \mathbf{r}_5, \mathbf{r}_6) \Phi_p^c, \quad (43)$$

где  $\mathbf{r}_k$  — координаты составляющих кварков. Волновые функции этих кварков выбираем в виде функций гармонического осциллятора

$$\begin{aligned} \Phi_n &= \left( \frac{\Omega}{\pi} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{\Omega}{2} (\xi_1^2 + \xi_2^2) \right); \\ \Phi_p &= \left( \frac{\Omega}{\pi} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{\Omega}{2} (\eta_1^2 + \eta_2^2) \right), \end{aligned} \quad (44)$$

где координаты Якоби определены как

$$\left. \begin{aligned} \xi_1 &= (\mathbf{r}_2 + \mathbf{r}_3 - 2\mathbf{r}_1)/6; \quad \eta_1 = (\mathbf{r}_5 + \mathbf{r}_6 - 2\mathbf{r}_4)/6; \\ \xi_2 &= (\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_2)/2\sqrt{3}; \quad \eta_2 = (\mathbf{r}_6 - \mathbf{r}_5)/2\sqrt{3}. \end{aligned} \right\} \quad (45)$$

Ниже будем выбирать параметр  $\Omega = 1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>, что дает «кварковый радиус» нуклона  $r_0^N \simeq 2/\sqrt{\Omega} \simeq 0,4$  фм и позволяет описать данные упругого  $pp$ - [36] и  $ep$ - [37] рассеяний при больших переданных импульсах [ $q^2 > 1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>] при определенном способе релятивизации волновой функции. Отметим, что при этом значении  $\Omega$  зарядовый среднеквадратичный радиус нуклона оказывается меньше экспериментального. Для правильного вычисления последнего необходимо учесть вклад мезонных полей, которые должны доминировать на

сравнительно больших расстояниях [33, 34]. В нашем случае при решении задачи о нуклон-нуклонном взаимодействии учет мезонных полей осуществляется заданием реалистического нуклон-нуклонного потенциала во внешней области, так что во внутренней остается только кварк-кварковое взаимодействие. Для расчета  $C_\lambda$ -примеси используем уравнение (17), где в полной энергии дейтрона  $E = 2M + \epsilon$  пренебрегаем малостью — энергией связи дейтрона  $\epsilon = -2,23$  МэВ.

Рассматриваем случай, когда все кварки принадлежат  $s^6$ -конфигурации. Тогда функцию внутреннего движения кварков можно записать как

$$\Psi_{\lambda_1} = \Phi_n \Phi_p \Phi_1 |cSI\rangle_{\lambda_1}, \quad (46)$$

где  $\Phi_n, p$  заданы соотношениями (44), а

$$\Phi_1 = \left(\frac{\Omega}{4\pi}\right)^{3/4} \exp(-\Omega r^2/8). \quad (47)$$

Как и до этого, будем считать, что антисимметризация по кваркам внутри нуклонов учтена, поэтому явно выписываем только часть оператора антисимметризации по кваркам, принадлежащим разным  $3q$ -кластерам, тогда

$$\left|cSI\right\rangle_{\lambda_1} = \frac{3}{\sqrt{10}} \frac{1}{\sqrt{10}} \left(1 - \sum_{\substack{i=1, 2, 3 \\ j=4, 5, 6}} \hat{p}_{ij} \hat{p}_{ij}^{SI}\right) \left|cSI\right\rangle_{np}. \quad (48)$$

Заметим, что для  $6q$ -системы параметр  $\Omega = \Omega_6$  из-за действия фактора  $\lambda_i \lambda_j$  в потенциале (36) несколько отличается от соответствующего параметра  $\Omega = \Omega_3$  для  $3q$ -системы, а именно  $\Omega_6 = \sqrt{4/5} \Omega_3 \simeq 0,9 \Omega_3$ . Однако мы будем пренебрегать этой разницей, считая  $\Omega_6 = \Omega_3 = \Omega$ . Аналогичным образом задается и функция  $\Psi_{\lambda_2}$  для  $6q$ -конфигурации  $[s^4 p^2]$ , где  $\Phi_2^2$  содержит полиномиальные добавки [26]. В итоге для первого слагаемого  $6q$ -амплитуды (22) получаются явные, но громоздкие выражения, которые здесь не приводятся (они даны в [26]). Формулы для фактора неортогональности  $\gamma_\lambda$  в (17) имеют вид:

$$\begin{aligned} \gamma_{\lambda_1} &= \gamma(s^6) = \sqrt{\frac{10}{9}} \sqrt{4\pi} \int_0^\infty \Phi_1 u r dr; \gamma_{\lambda_2} = \\ &= \gamma(s^4 p^2) = \sqrt{\frac{3}{2}} \sqrt{4\pi} \int_0^\infty (1 - \Omega r^2/6) \Phi_1 u r dr. \end{aligned} \quad (49)$$

Функция  $u(r)$  рассчитывалась в поле феноменологических  $NN$ -потенциалов Хьюльтена, потенциала Рейда с твердым кором [38] и Ломона — Фешбаха [39]. Нерелятивистская осцилляторная модель с большим параметром  $\Omega$  (малым радиусом мешка) не претендует на правильное описание масс  $M, E_\lambda$ . Поэтому щель, разделяющая

адронную и кварковую фазы системы, бралась в соответствии с расчетами реалистических моделей, а именно  $\Delta \simeq \Delta_1 \simeq \Delta_2 = 300$  МэВ. Результаты расчетов приведены в таблице.

Значения амплитуды  $6q$ -состояний

Конфигурация	Амплитуда $6q$ -примесей	Хюльтена	Рейда	Ломона—Фешбаха
[ $s^6$ ]	$C_1^0$	-0,082	-0,058	-0,070
	$-\gamma_1$	-0,29	-0,088	-0,062
	$C_1$	-0,37	-0,147	-0,132
[ $s^4 p^2$ ]	$C_1^0$	+0,01	-0,033	-0,036
	$-\gamma_2$	+0,25	+0,24	+0,22
	$C_2$	0,26	0,21	0,18

Видно, что значения  $C_\lambda$  для потенциалов Рейда и Ломона—Фешбаха близки между собой и довольно сильно отличаются от того, что дает потенциал Хюльтена, особенно для [ $s^6$ ]-состояний. Далее, вклад  $\gamma_\lambda$  в амплитуду  $C_\lambda$  велик и может в несколько раз превышать вклад  $C_\lambda^0$ , особенно для более сложных конфигураций. Суммарная вероятность двух конфигураций  $C^2 = C_1^2 + C_2^2$  равна  $6,6 \cdot 10^{-2}$ , что в общем согласуется с тем, что получается из анализа данных по упругому  $eD$ -рассеянию [40] и кумулятивным процессам с большой передачей импульса [4], а также с теоретическими оценками, полученными в других подходах [9, 31, 32]. Отметим, что если не учитывать неортогональности кварковой и нуклонной компонент полной функции дейтрона, то величина  $6q$ -примеси оказывается существенно меньше:  $C^2 \approx 0,5 \cdot 10^{-2}$ .

В заключение этого раздела получим оценку величины  $\eta$ , характеризующей силу перехода между адронной и кварковой фазой в  $NN$ -системе. Для этого, используя (17), (22), получаем:

$$C_\lambda^0 = -\frac{1}{\Delta_\lambda} \int d\rho D_\lambda^* \Phi. \quad (50)$$

Мы уже отмечали, что такой фазовый переход идет преимущественно в районе поверхности  $\rho \approx \rho_0$  или  $r \approx r_0$ , т. е. матричный элемент  $D_\lambda$  можно представить как

$$D_\lambda = \eta_\lambda \delta(r - r_0). \quad (51)$$

Тогда, подставляя (51) в (50) с заменой  $\rho \rightarrow r$  и  $\Phi \rightarrow u(r)$  из (41), получаем оценку параметра  $\eta_\lambda$ , определяющего силу перехода:

$$\eta_\lambda = -C_\lambda^0 \Delta_\lambda / u(r_0).$$

Выбирая  $r_0 \approx 0,8$  фм и подставляя сюда  $\Delta_\lambda = 300$  МэВ и  $C_\lambda^0$  из таблицы для потенциала Рейда с твердым кором, а также числовое значение дейтронной функции  $u(r_0)$  в точке  $r_0$  для этого потенциала, получаем

$$\eta_{\lambda 1} = 12,8 \cdot 10^{-2} (\text{ГэВ})^{1/2}; \quad \eta_{\lambda 2}^* = 7,26 \cdot 10^{-2} (\text{ГэВ})^{1/2}. \quad (52)$$

Эта оценка понадобится в дальнейшем при расчете ширин распада  $6q$ -системы в  $NN$ -канал.

**Ширины шестикварковых состояний в нуклон-нуклонном канале.** Система уравнений, связывающих нуклонный и кварковый каналы, дает возможность оценить ширины распада  $6q$ -состояний в  $NN$ -канал. Это весьма важно для изучения вопроса о возможности существования (квази-) стабильного дибариона как  $6q$ -системы. Напомним, что обычная кварковая спектроскопия дает нулевые ширины  $6q$ -состояний, в то время как обработка эксперимента приводит к значениям ширин порядка нескольких десятков мегаэлектрон-вольт.

Специфика решения системы (22), (26) в области непрерывного спектра  $\varepsilon > 0$  состоит в том, что вблизи резонанса  $E \approx E_\lambda$  малость величин  $(E - E_\lambda)$  в левой части уравнения (22) должна компенсироваться большим (вообще говоря, комплексным)  $C_\lambda$ . Таким образом, с самого начала нельзя расцеплять уравнения (22), (26), как это было в случае связанного состояния  $NN$ -системы. Для решения системы опять действуем в духе интерполяционного метода [27, 28]. В работах [25, 26] даны примеры такого решения в более общем случае. Здесь же мы будем рассматривать частный случай  $\delta$ -взаимодействия между кварковым и нуклонным каналами [см. (51)] в предположении существования одного  $6q$ -состояния  $\lambda$ . Тогда общее решение уравнения (26) запишем в виде ( $\hbar = 1$ )

$$\varphi_l = \chi_l^*(r) + 2mC_\lambda \int dr' G_l^{(+)}(r, r') \tilde{D}_\lambda(r') = \chi_l(r) + 2mC_\lambda \eta_\lambda G_l^{(+)}(r, r_0), \quad (53)$$

где  $G_l^{(+)}$  — функция Грина уравнения (26). Здесь вместо  $\rho$  используется переменная  $r$  относительного расстояния между нуклонами, а  $m$  — приведенная масса сталкивающихся нуклонов. В выражении (22) для  $\tilde{D}_\lambda$  мы пренебрегли слагаемыми типа  $\gamma_\lambda(E - E_\lambda)$ , которые малы в резонансной области, так что  $\tilde{D}_\lambda \approx D_\lambda = \eta_\lambda \delta(r - r_0)$ . Подставляя (53) в уравнение (22), получаем в рамках исходных предположений следующее выражение для амплитуды:

$$C_\lambda = - \frac{\eta_\lambda^* \chi_l}{(E_\lambda - E) + 2m |\eta_\lambda|^2 \bar{G}_l^{(+)}}, \quad (54)$$

где обозначено

$$\chi_l^* = \chi_l(r_0); \quad \bar{G}_l^{(+)} = G_l^{(+)}(r_0, r_0). \quad (55)$$

Функция Грина имеет вид:

$$G_l^{(+)}(r, r') = -\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{k} \chi_l^{(+)}(r >) \chi_l(r <), \quad (56)$$

где  $\chi_l^{(+)} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} (y_l + i\chi_l)$ , а  $\chi_l(r)$  и  $y_l(r)$  — соответственно регулярные и нерегулярные в нуле решения однородного уравнения (26) с асимптотикой при  $r \rightarrow \infty$ :

$$\left. \begin{aligned} \chi_l &\approx \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sin(kr - \pi l/2 + \delta_l); \\ y_l &\approx \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cos(kr - \pi l/2 + \delta_l); \\ \chi_l^{(+)} &\approx \exp[i(kr - \pi l/2 + \delta_l)]. \end{aligned} \right\} \quad (57)$$

Здесь  $\delta_l$  — фаза рассеяния в потенциале  $U_{\text{эф}}$ . Используя (56), (57), запишем общее решение (53) в случае  $s$ -рассеяния ( $l = 0$ ) для асимптотической по  $r$  области:

$$\Phi_0 \underset{r \rightarrow \infty}{\approx} i/\sqrt{2\pi} e^{-i\delta_0} [e^{-ikr} - S_R e^{2i\delta_0} e^{ikr}], \quad (58)$$

где часть матрицы рассеяния  $S_R^{\bar{}}$  имеет вид:

$$S_R = 1 - 2i \frac{m\pi}{k} C_\lambda \eta_\lambda \bar{\chi}_0. \quad (59)$$

Подставляя сюда (54), получаем, что  $S_R$  при  $E \approx E_\lambda$  имеет резонансный вид

$$S_R = [(E_\lambda - E) - \delta E + i\Gamma/2] / [(E_\lambda - E) - \delta E - i\Gamma/2], \quad (60)$$

где ширина резонанса

$$\Gamma = 2 \frac{m\pi}{k} |\eta_\lambda|^2 \bar{\chi}_0^2, \quad (61)$$

а сдвиг уровня есть

$$\delta E = \frac{m\pi}{k} |\eta_\lambda|^2 \bar{\chi}_0 \bar{y}_0. \quad (62)$$

Чтобы оценить значение ширины  $\Gamma$  распада шестикваркового уровня  $\lambda$  в нуклон-нуклонный канал, подставим в (61) числовые значения  $\eta_\lambda$ , полученные в конце предыдущего раздела, а для значения функции  $\bar{\chi}_0^2$  в точке  $r_0$  возьмем оценку ее среднего значения  $\langle \chi^2 \rangle \approx 1/\pi$ . Тогда получим

$$\Gamma(s^6) = 29 \text{ МэВ}; \quad \Gamma(s^4 p^2) = 9,3 \text{ МэВ}.$$

Эти значения меньше экспериментальных оценок, находящихся в зависимости от метода обработки данных в пределах  $\Gamma_{\text{эксп}} \sim 50 \div \div 150 \text{ МэВ}$ . Однако, как будет видно из следующего раздела, расчеты дают среднее расстояние между  $6q$ -уровнями того же порядка



величины, что и сами ширины  $\Gamma$ . Тогда вполне возможно, что «наблюдаемая»  $\Gamma_{\text{эксп}}$  есть в некотором смысле усредненная самим экспериментом или его обработкой величина.

**Спектр состояний  $6q$ -системы. Дибарионы.** Естественно ставить задачу нахождения спектра  $6q$ -состояний на той же основе, что и в физике элементарных частиц. Там, чтобы получить полную энергию (массу) элементарной частицы, используют модели взаимодействующих кварков. Для этого, например, задаются  $V_{qq}$ -силы на основе принципа конфайнмента так, чтобы свободные кварки не существовали на расстояниях больше размеров адронов. Тогда, естественно, и в нашей задаче надо взять апробированные в физике элементарных частиц  $V_{qq}$ -силы и рассчитать с их помощью  $6q$ -систему. Особенность решения этой задачи в том, что кварки имеют дополнительное квантовое число — цвет помимо спина  $1/2$ . Тогда, построив антисимметричную цветовую часть функции, можно разместить все шесть кварков в  $s^6$ -оболочке — это уже не запрещено принципом Паули. Для нуклонов, состоящих из трех кварков, это состояние является нижайшим. Можно думать, что и для шести кварков это состояние тоже будет нижайшим. В качестве основы для такого расчета обычно используют модель кваркового мешка MIT. Такой расчет был проведен в работе [8] и, оказалось, что для  $6q$ -системы с квантовыми числами дейтрона полная энергия  $E_{6q}$  ( $s^6$ ) превышает массу дейтрона примерно на 270 МэВ. Позднее было показано [41], что даже если пару кварков из шести пересадить на  $p$ -оболочку, то из-за сильного остаточного  $qq$ -взаимодействия получается энергия  $E_{6q}(s^4p^2) = 2,39$  ГэВ, близкая к  $E_{6q}(s^6)$ . Аналогичный результат дают расчеты  $6q$ -системы в предположении ее кластеризации на цветные группы кварков [9]. Ниже мы приводим результаты расчета  $6q$ -системы в MIT-мешке с канонизированными  $qq$ -силами для конфигураций типа  $s^5p^1$ ,  $s_1^4s_2^2$  [42] (рис. 4). Такие состояния называют дибарионами. Относительно их свойств можно сделать ряд выводов:

1. Спектр дибарионов лежит очень высоко по энергии  $E$ , в области 200—300 МэВ и больше над массой пары нуклонов. Таким образом дейтрон есть не  $6q$ -система, а преимущественно  $(3q + 3q)$ -система. Разность  $E_\lambda - 2M = U_c \gtrsim 200 \div 300$  МэВ как раз и определяет порядок величины кора, или барьера, который разделяет две фазы в ядре — нуклонную и кварковую.

2.  $s^6$ -Пространственная конфигурация кварков не имеет серьезных преимуществ перед другими  $s^{n_1}p^{n_2}$ - и  $s_1^{n_1}s_2^{n_2}$ -конфигурациями. Это дает основание говорить об узлах в волновой функции  $NN$ -рассеяния на малых расстояниях [43, 44].

3. Плотность состояний дибариона сравнительно велика, поэтому вполне вероятно, что резонансы в каналах будут перекрываться. В связи с этим следует заметить, что эксперимент не дает пока четких пиков в соответствующих сечениях  $NN$ -каналов, которые можно было бы интерпретировать как резонансы. Однако имеются уже десятки экспериментов, где «видят» так называемую «структуру»

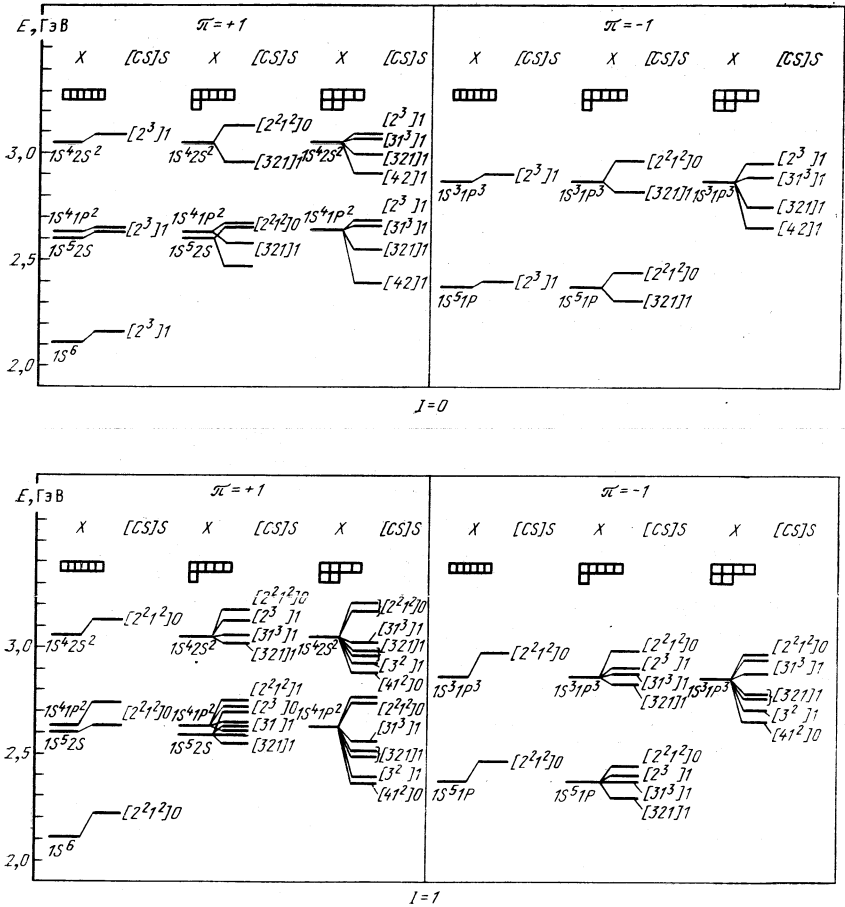


Рис. 4. Спектр дибарионных состояний для двух значений изотопического спина  $S$  — спин;  $[CS]$  — симметрия (схема Юнга) цветоспиновой части волновой функции;  $X$  — пространственная симметрия волновой функции;  $\pi$  — четность состояния

в сечениях, поляризационных характеристиках и т. п. в указанной области энергий. Считается [10], что в фазах рассеяния  $^1D_2$  и  $^3F_3$  наблюдается поведение резонансного типа.

Заметим, что энергию и радиус  $6q$ -системы можно связывать с параметрами логарифмической производной волновой функции нуклон-нуклонного канала на поверхности мешка, логарифмическая производная в свою очередь определяет поведение  $NN$ -функции во всей области вне мешка. Это дает основу для построения так называемой  $P$ -матрицы рассеяния [23, 45, 46], которая объясняет динамику рассеяния нуклонов без введения кора на малых расстояниях.

4. ВЛИЯНИЕ ШЕСТИКВАРКОВЫХ ПРИМЕСЕЙ  
НА ФОРМФАКТОРЫ ЯДЕР ДЕЙТРОНА И <sup>3</sup>He

Измерения формфакторов легчайших ядер <sup>2</sup>D, <sup>3</sup>, <sup>4</sup>He проведены при больших передачах импульса  $q^2 > 1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> [20, 21]. Это значит, что электрон проникает в очень малый объем пространства с размерами порядка

$$r \sim q^{-1} \sim 0,2 \text{ фм},$$

где по современным представлениям должна проявляться кварковая структура ядерной материи. Согласно этим представлениям при асимптотически больших передачах формфакторы имеют степенное поведение (правила кваркового счета) [6]:

$$(q^2)^{N-1} F_N(q^2) \neq C_{Nq}^2, \tag{63}$$

где  $N_q$  — число составляющих систему кварков, а константа  $C_{Nq}^2$  характеризует вес  $N$ -кварковой конфигурации в полной волновой функции системы [7].

На рис. 5 показано, как выходит на плато соотношение (63) при  $q^2 > 1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> для адронов и легчайших ядер. Видно, что для дейтронов мы только подходим к асимптотической области, а для ядер <sup>3</sup>He и <sup>4</sup>He эта область еще не достигается. Более того, вклад  $N$ -кварковой примеси  $C_{Nq}^2$  зависит от аппроксимации формфакторов в предасимптотической области передачи и составляет несколько процентов [7]. Это означает, что нуклонный канал необходимо принимать во внимание как главную часть ядерной волновой функции.

Ниже мы рассмотрим, как влияют шестикварковые примеси в волновой функции ядра на поведение его формфактора. Такого рода модель, где наряду с нуклонной частью волновой функции фигурируют еще и многокварковые примеси, использовалась для рассмотре-

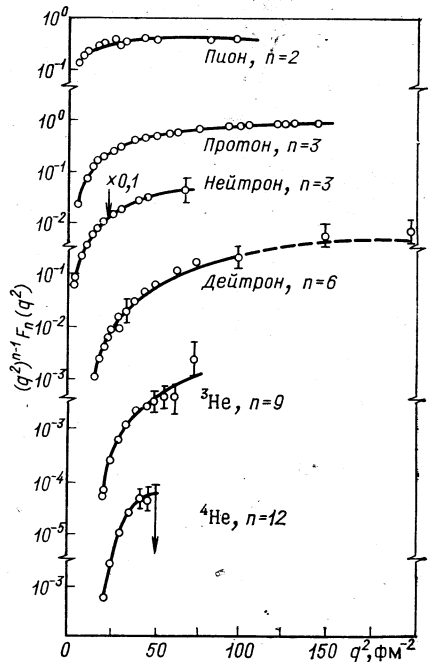


Рис. 5. Зависимость экспериментальных упругих формфакторов пиона, протона, нейтрона, дейтрона, ядер <sup>3</sup>He, <sup>4</sup>He [20, 21], умноженных на  $(q^2)^{n-1}$ , от  $q^2$ . Линии проведены по точкам

ния формфакторов дейтрона и  $^3,^4\text{He}$  в ряде работ [20, 40, 47—52]. Ниже будут изложены результаты теоретических исследований формфактора дейтрона и  $^3\text{He}$ , если следовать работам [40, 51, 52], где особое внимание обращено на эффекты антисимметризации по кваркам и интерференцию нуклонной и шестикварковой частей волновой функции,— вопросы весьма важные и в то же время слабо изученные в других работах. Будет рассмотрен также вопрос о поляризации дейтронов в упругом  $eD$ -рассеянии и влиянии на нее примеси  $6q$ -компонент [51].

**Формфактор дейтрона.** Как и ранее, волновую функцию дейтрона запишем в виде

$$\Psi_M = C_1 \hat{A} (\varphi_n \varphi_p \Psi_{np}^M(\mathbf{r})) + C_{6q} \Psi_{6q}. \quad (64)$$

В дальнейшем мы будем рассматривать простейшую  $z^6$ -конфигурацию шестикварковой системы, а для вклада других дадим лишь оценки.

Чтобы изучить обменные эффекты, оставим в этой функции пока только первый член. Тогда, используя определение формфактора ( $Q_j$  — заряд  $j$ -го кварка):

$$F^{MM'}(q^2) = \langle \Psi_{\text{ext}}^M | \sum_j Q_j \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}_j) | \Psi_{\text{ext}}^{M'} \rangle, \quad (65)$$

где  $\Psi_{\text{ext}}$  — волновая функция (38) и свойства оператора перестановок [31, 53], получаем [40]

$$F^{MM'}(q^2) = (F_C + F_C^e) \delta_{MM'} - (F_Q + F_Q^e) (2m_1 M | 1M') Y_{2m_1}(\hat{q}) \sqrt{4\pi}, \quad (66)$$

где  $F_{C,Q}$  — обычные, «прямые» зарядовый и квадрупольный формфакторы, а  $F_{C,Q}^e$  — их обменные части.

$$F_C(q^2) = F_p(q^2) \int dr (u^2 + w^2) j_0(qr/2); \quad (67)$$

$$F_Q(q^2) = F_p(q^2) \int dr (2uw - w^2/\sqrt{2}) j_2(qr/2); \quad (68)$$

$$F_C^e(q^2) = B \left\{ \frac{1}{3} F_p(q^2/2) [I_{00}^{0(+)}(q) + I_{22}^{0(+)}(q)] + \frac{2}{3} F_p(3q^2/4) [I_{00}^{0(-)}(q) + I_{22}^{0(-)}(q)] \right\}; \quad (69)$$

$$F_Q^e(q^2) = B \left\{ \frac{1}{3} F_p(q^2/2) [2I_{20}^{2(+)}(q) - I_{22}^{2(+)}(q)/\sqrt{2}] + \frac{2}{3} F_p(3q^2/4) [2I_{20}^{2(-)}(q) - I_{22}^{2(-)}(q)/\sqrt{2}] \right\}. \quad (70)$$

Здесь  $F_p(q^2)$  — зарядовый формфактор протона;  $j_0$  и  $j_2$  — сферические функции Бесселя;  $B = (3/64) (\Omega/2\pi)^{3/2}$ . Выражения для об-

менных интегралов даются формулой

$$\begin{aligned}
 I_{LL'}^{(\pm)} = & 4\pi \sum_{l_1 l_2 \lambda} (2\lambda + 1) \sqrt{(2l_1 + 1)(2l_2 + 1)(2l + 1)/(2L' + 1)} \times \\
 & \times (\pm i)^{l_1 - l_2} \left\{ \begin{matrix} l_2 \lambda L \\ L' l_1 \end{matrix} \right\} (l_1 0 \lambda 0 | L' 0) (l_2 0 \lambda 0 | L 0) \times \\
 & \times (l 0 l_2 0 | l_1 0) \int dr dr' r r' \Phi_L(r) \Phi_{L'}(r') \times \\
 & \times \exp(-5\Omega(r^2 + r'^2)/32) j_{l_1} \left( \frac{3/4}{3/8} qr \right) j_{l_2} \left( \frac{3/4}{3/8} qr' \right) i_\lambda \left( \frac{3\Omega}{16} rr' \right), \quad (71)
 \end{aligned}$$

где  $i_l$  — сферические функции Бесселя мнимого аргумента;  $\Phi_0 = u$ ,  $\Phi_2 = w$ .

Отметим, что сделать ряд упрощений в расчете обменных формфакторов удается потому, что кластерные радиальные функции имеют гауссовский вид. Однако при исследовании области больших передач импульса необходимо соответствующее гауссовское выражение для формфактора протона заменить реалистическим, полученным при анализе эксперимента (дипольная формула):

$$\begin{aligned}
 F_p(q^2) = & \langle \varphi_p | \sum_j Q_j \exp(iqr_j) | \varphi_p \rangle = \\
 = & \exp(-q^2/\Omega) \Rightarrow (1 + q^2/0,71 (\text{ГэВ}/c)^2)^{-2}. \quad (72)
 \end{aligned}$$

Расчет обменных членов проводится для трех реалистических потенциалов: Рейда с мягким RSC [38], Рейда с твердым кором RHC [38] и парижского P [54]. Отношение

$$R = \frac{(F_C + F_C^e)^2 + (F_Q + F_Q^e)^2}{F_C^2 + F_Q^2},$$

представленное на рис. 6, показывает, что вклад обменных членов в сечение составляет всего несколько процентов при всех  $q^2$ . При этом для потенциалов RSC и P он не превышает 5%. Видимо, сами реалистические потенциалы таковы, что наличие в них кора имитирует вклад обменных членов. Таким образом, их явный учет не вносит существенных изменений и не позволяет заметно улучшить согласие теории с экспериментом.

Теперь исследуем роль  $6q$ -примесей. Поскольку нашей целью является изучение области больших передач импульса, то желательно по возможности всюду

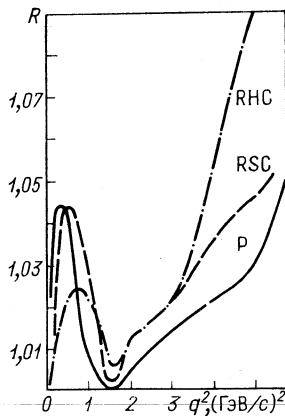


Рис. 6. Вклад обменных формфакторов в сечение  $eD$ -рассеяния без учета  $6q$ -конфигураций

учитывать релятивистские эффекты. В частности, мы возьмем  $\Psi_{6q}^x$  в виде, который дает модель релятивистского гармонического осциллятора (МРГО) для кварков [40, 47, 51]:

$$\Psi_{Nq}^x(\xi_1, \dots, \xi_{N-1}, P) = \left(\frac{\alpha_N}{\pi N}\right)^{N-1} \exp\left\{\frac{\alpha_N}{2N} \sum_{i=1}^{N-1} [\xi_i^2 - 2(P\xi_i)^2/M_{Nq}^2]\right\}. \quad (73)$$

Здесь  $\xi_1, \dots, \xi_{N-1}$  — 4-координаты Якоби  $N$ -кварковой системы,  $P$  — полный 4-импульс.

Тогда, используя двухканальную волновую функцию и пренебрегая вкладом малых обменных членов, получаем следующее выражение для формфактора [51]:

$$F_{MM'} = (C_1^2 F_C + 2C_1 C_{6q} F_{\text{int}}^{l=0} + C_{6q}^2 F_{6q}) \delta_{MM'} + (C_1^2 F_Q + 2C_1 C_{6q} F_{\text{int}}^{l=2}) S_{MM'} \equiv G_C \delta_{MM'} + G_Q S_{MM'}, \quad (74)$$

где

$$S_{MM'}(\hat{q}) = \sqrt{12\pi/5} (-1)^M (1 - M1M' | 2M'') Y_{2M''}^*(\hat{q}). \quad (75)$$

Формфактор  $N$ -кварковой системы в МРГО был получен в [48]

$$F_{Nq}(q^2) = (1 + q^2/2M_{Nq}^2)^{-N+1} \times \times \exp\{- (N-1) q^2/[4\alpha_N (1 + q^2/2M_{Nq}^2)]\}. \quad (76)$$

Здесь параметрами задачи являются  $\alpha_N = N^{3/2} \mathcal{K}$  ( $\mathcal{K}$  — осцилляторный параметр) и масса  $M_{Nq}^2$ . Так, для формфактора протона  $F_{3q}$  ( $N = 3$ ) в работе [48] получены значения параметров  $\alpha_3 \approx 0,5$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> и  $M_{3q} \approx 1$  ГэВ. Тогда для формфактора  $6q$ -системы  $F_{6q}$  ( $N = 6$ )  $\alpha_6 = 2\sqrt{2}\alpha_3 \approx 1,4$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. Значение  $M_{6q} \approx 1,2$  ГэВ получено в [48] из сравнения  $F_{6q}$  с экспериментальными данными при больших  $q^2$ . Отметим, что электрический формфактор нейтрона мы положили равным нулю. И наконец, интерференционный формфактор

$$F_{\text{int}}^{l=0,2} = \langle \varphi_n \varphi_p \Psi_{np}^M | \sum_j Q_j \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}_j) | \Psi_{6q} \rangle \quad (77)$$

возникает из-за перекрытия волновых функций  $NN$ - и  $6q$ -каналов [40].

Пренебрегая квадратом магнитного формфактора [48, 55], который при малых  $q^2$  значительно меньше суммы  $F_C^2 + F_Q^2$ , а при больших  $q^2$  меньше  $F_{6q}^2$ , запишем структурную функцию в виде

$$A(q^2) = G_C^{21}(q^2) + G_Q^2(q^2). \quad (78)$$

Вес  $s^6$ -конфигурации  $C_{6q}^2$  будем определять из условия совпадения  $A(q^2)$  с экспериментальными данными при больших  $q^2$ ,  $C_1$  — из условия нормировки  $A(q^2 = 0) = 1$ .

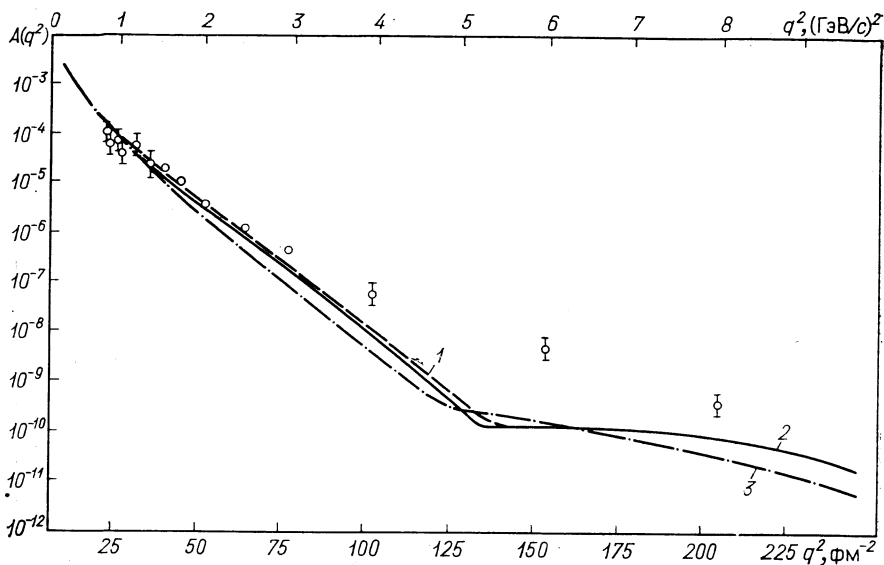


Рис. 7. Структурная функция  $A(q^2)$ :

1 — рассчитанная с волновой функцией Рейда с мягким кором [38]  $RSC$ , без учета релятивистских эффектов; 2 — с парижской волновой функцией [54] без учета релятивистских эффектов; 3 — то же, что и 1, но с учетом релятивистских эффектов

Сечение упругого  $eD$ -рассеяния, или структурная функция  $A(q^2)$ , измерены в широкой области переданных импульсов вплоть до  $q^2 \approx 200 \text{ фм}^{-2}$  [20]. Нерелятивистские расчеты с обычными волновыми функциями дейтрона [38, 54] при  $q^2 > 100 \text{ фм}^{-2}$  приводят к расхождению с экспериментальными данными (рис. 7, кривые 1, 2). Учет релятивистских эффектов [56] (кривая 3) приводит к увеличению расхождения теории с экспериментом. Это, видимо, связано с тем, что выбор самих реалистических  $NN$ -потенциалов проводится обычно в расчете на нерелятивистское уравнение и такие потенциалы эффективно учитывают возможные релятивистские поправки к тем или иным наблюдаемым величинам. Учет же кварковой структуры, как видно из рис. 8 (кривые 1, 2, 3), позволяет описать сечение упругого  $eD$ -рассеяния. Здесь, для того чтобы показать вклад интерференции  $6q$ - и  $NN$ -каналов, приведены расчеты  $A(q^2)$  как с положительным (кривая 1), так и с отрицательным (кривая 2) интерференционным формфактором. Видно, что учет интерференции изменяет  $A(q^2)$  в пределах нескольких десятков процентов, причем согласие с экспериментальными данными в области  $q^2 \sim 25 \text{ фм}^{-2}$  улучшается, если вклад интерференции в  $A(q^2)$  отрицателен, т. е.  $C_{6q} = -\sqrt{0,07}$ . При этом поведение  $A(q^2)$  при больших переданных импульсах  $q^2 > 25 \text{ фм}^{-2}$  практически не зависит от выбора  $NN$ -сил. Чтобы показать характер влияния релятивистских эффектов, мы приводим

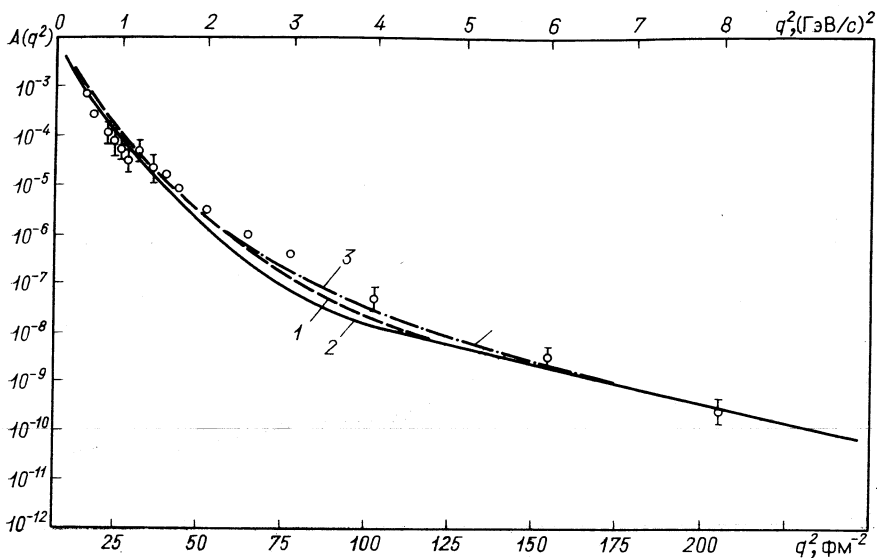


Рис. 8. Структурная функция  $A(q^2)$ , рассчитанная с учетом кварковой структуры дейтрона:

1 — с положительной интерференцией  $C_{6q} = \sqrt{0,07}$  (P, RSC); 2 — с отрицательной  $C_{6q} = -\sqrt{0,07}$  (P, RSC); 3 — с  $C_{6q} = -\sqrt{0,07}$  и одновременным учетом релятивистских эффектов (RSC). Экспериментальные данные взяты из [20]

на рис. 8 (кривая 3) расчет  $A(q^2)$ , взятый из работы [40]. Здесь релятивизация  $NN$ -функций была сделана по рецепту [56], а  $6q$ -примесь взята равной  $C_{6q}^2 \approx 7\%$ . Сравнение этого расчета с аналогичным нерелятивистским показывает, что при одновременном учете  $6q$ -вклада релятивизация  $NN$ -функции улучшает согласие с экспериментальными данными. Можно показать, что в случае выбора  $C_{6q}^2 = \div 8,5\%$  также сохраняется хорошее согласие с экспериментом.

В целом можно сделать вывод, что значение вероятности существования шестикварковой системы составляет порядок  $C_{6q}^2 \sim 7 \div \div 8,5\%$ , ее среднеквадратичный радиус  $r_{6q} = 0,77$  фм, определяемый из условия  $F_{6q}(q^2) = 1 - (1/6)r_{6q}^2 q^2$ , оказывается близким к значению, полученному из данных по кумулятивным реакциям [57] и глубоконеупругому  $eA$ -рассеянию [7, 58]. Важно, что интерференция  $6q$ - и  $NN$ -каналов и учет релятивистских эффектов, изменения  $A(q^2)$  в пределах нескольких десятков процентов, улучшают согласие с экспериментальными данными в области  $q^2 \approx 25$  фм<sup>-2</sup>.

**Поляризация в упругом  $eD$ -рассеянии.** При исследовании поляризации дейтронов отдачи планируется измерение компоненты тензора поляризации  $T_{20} = p_{zz}/\sqrt{2}$  и отношения  $R$  векторной поляризации  $P_x$  к тензорной  $P_{xz}$  [55]. Особенность этих характеристик состоит



в том, что они не включают зависимость от формфакторов нуклонов, составляющих дейтрон, и в рамках обычных представлений о дейтроне их поведение определяется только волновой функцией относительного движения нуклонов. В случае же предположения о  $6q$ -примеси в дейтроне ее влияние на  $T_{20}$  и  $R$  оказывается нетривиальным и требует специального анализа. В работах [51, 55, 56, 59—65] приведены формулы, связывающие векторную и тензорную поляризации дейтрона с его зарядовым квадрупольным и магнитным формфакторами. Действуя по аналогии, можно получить соответствующие выражения с учетом вклада  $6q$ -примесей [51]:

$$T_{20} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1+X}{1+X^2/8}, \quad (79)$$

$$R = \frac{P_x}{P_{xz}} = \frac{2 \sqrt{1+\eta} \sin \theta/2}{9 \sqrt{1+\eta} \sin^2 \theta/2} (1+X). \quad (80)$$

Здесь

$$X = \frac{2 \sqrt{2} G_C}{G_Q} = \frac{(C_1^2 F_C + C_{6q}^2 F_{6q} + 2C_1 C_{6q} F_{\text{int}}^{l=0})}{(C_1^2 F_Q + 2C_1 C_{6q} F_{\text{int}}^{l=2})}, \quad (81)$$

$\eta = q^2/4M_D^2$ ,  $\theta$  — угол рассеяния электрона.

Мы уже отмечали, что  $T_{20}$  и  $R$  не включают зависимость от формфакторов нуклонов. Это означает, что в подходах (например, [56, 66]), где поведение формфактора дейтрона при больших  $q^2$  объясняется с помощью введения формфактора нейтрона, будет всегда получаться, что  $T_{20}$  и  $R$  останутся зависящими только от функций относительного движения  $\Psi_{np}$  нуклонов. В этом плане по-разному будут проявлять себя разные методы учета релятивизации функции относительного движения. Так, на рис. 9 приведены результаты нерелятивистских вычислений  $T_{20}$  (кривые 1, 2) и расчеты  $T_{20}$  в рамках релятивистских подходов [56] (кривая 3) и [65, 67] (кривая 4). И хотя эти модели [56, 65—67] одинаково хорошо описывают структурную функцию  $A(q^2)$  во всей области передачи импульса, при расчете поведения  $T_{20}$  и  $R$  оказывается, что они приводят к различным результатам. Так, при изменении переданного импульса  $q_z$  в интервале от 1 до 18  $\text{fm}^{-1}$   $T_{20}$ , рассчитанные в [56], 3 раза обращаются в нуль (кривая 3). Первый — вследствие изменения знака зарядового формфактора дейтрона при  $q^2 \sim 25 \text{ fm}^{-2}$ , связанного с существованием отталкивательного  $NN$ -кора, второй — связан с нулем квадрупольного формфактора при  $q^2 \sim 120 \text{ fm}^{-2}$ . Поляризация, вычисленная в работах [65, 67], имеет уже один нуль при  $q^2 \sim 25 \text{ fm}^{-2}$  (кривая 4). Отсутствие второго нуля при  $q^2 \sim 120 \text{ fm}^{-2}$  объясняется тем, что в указанном подходе учет релятивистских эффектов сильно сдвигает нуль квадрупольного формфактора в сторону больших  $q^2$ . Для сравнения на этом же рисунке (кривые 5, 6) дан расчет  $T_{20}$  с учетом  $6q$ -примесей. При этом все параметры получены из анализа  $A(q^2)$ . Видно, что учет  $6q$ -структуры дейтрона дает существенно другой

ход поведения  $T_{20}$  в области переданных импульсов  $25 < q^2 < < 120 \text{ фм}^{-2}$  по сравнению с тем, что дают рассмотренные выше модели. Напомним, что при интерпретации самого формфактора дейтрона  $G_C(q^2)$  вклад  $6q$ -примесей оказывается определяющим в области  $q$ , начиная с  $q^2 > 25 \text{ фм}^{-2}$ , при этом  $F_{6q}(q^2)$  убывает с ростом  $q$  значительно медленнее, чем  $F_C(q^2)$  [40, 51]. Это приводит к тому, что

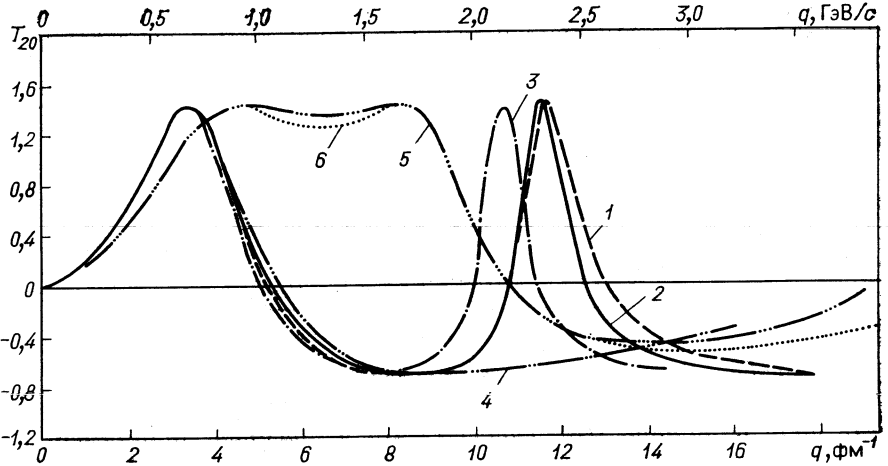


Рис. 9. Тензор поляризации  $T_{20}$ :

1 — рассчитанный с волновой функцией Рейда с мягким кором [38]; 2 — с парижской волновой функцией дейтрона [54]; 3 — с учетом релятивистских эффектов в рамках подхода [56] (RSC); 4 — то же, что и 3, но в рамках подхода [65, 67]; 5 — с парижской волновой функцией дейтрона [54] с учетом кварковой структуры  $C_{6q} = -\sqrt{0,07}$ ; 6 — с волновой функцией Рейда с мягким кором [38] с учетом кварковой структуры  $C_{6q} = -\sqrt{0,07}$  (RSC), кривые 1—4 — без учета кварковой структуры

минимум в зарядовом формфакторе дейтрона заполняется за счет вклада  $6q$ -системы, само же положение минимума определяется именно размерами области действия кора  $NN$ -сил. Тот же эффект проявляется и в формировании поведения  $T_{20}$ : здесь оказывается, что «нуль» при  $q^2 \sim 25 \text{ фм}^{-2}$ , связанный со структурой  $F_C(q^2)$ , заполняется за счет вклада  $6q$ -примеси, в итоге наблюдается «плато» в области передач импульса  $25 < q^2 < 120 \text{ фм}^{-2}$  вплоть до нуля квадрупольного формфактора  $G_Q(q^2)$ .

Чтобы показать зависимость  $T_{20}$  от  $C_{6q}^2$ , на рис. 10 (кривые 1, 2, 3) приведены расчеты с различными значениями  $C_{6q}^2$ . Видно, что с уменьшением  $C_{6q}^2$  в ходе  $T_{20}$  появляется «провал» при  $25 < q^2 < 120 \text{ фм}^{-2}$ . При этом  $T_{20}$  проявляет весьма сильную чувствительность к изменению  $C_{6q}^2$ . На этом же рисунке даны расчеты  $T_{20}$  с учетом интерференционных формфакторов  $F_{\text{int}}^{l=0,2}$  и учетом вклада релятивистских эффектов [51]. Видно, что эти эффекты изменяют поведение  $T_{20}$  в пределах 20 %.

До сих пор при учете  $6q$ -примеси мы ограничивались рассмотрением только  $s^6$ -конфигурации. В работе [50] рассматривалась  $s^4p^2$ -конфигурация и было показано, что формфактор  $F_{6q}^{s^4p^2}(q^2)$  в области  $q^2 < 200 \text{ фм}^{-2}$  ведет себя примерно так же, как и  $F_{6q}^{s^6}(q^2)$ , и имеет минимум при  $q^2 \sim 200 \text{ фм}^{-2}$ . Предполагая, что  $s^4p^2$ -конфигурация дает основной вклад в канал с  $l = 0$ , можно ожидать сильное влияние

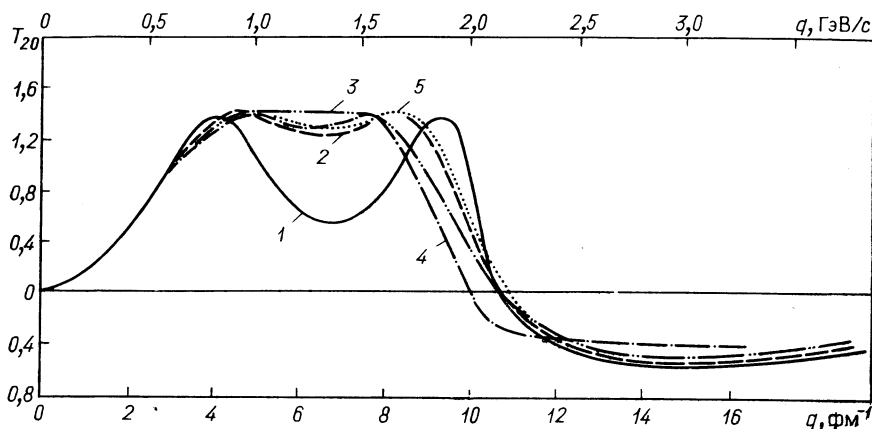


Рис. 10. Тензор поляризации  $T_{20}$ :

1 — рассчитанный с волновой функцией Рейда с мягким кором [38] с учетом кварковой структуры дейтрона  $C_{6q} = -\sqrt{0,05}$  с интерференцией; 2 — то же, что и 1, но  $C_{6q} = -\sqrt{0,07}$ ; 3 — тоже, что и 1 при  $C_{6q} = -\sqrt{0,085}$ ; 4 — с учетом релятивистских эффектов [56] и  $C_{6q} = -\sqrt{0,07}$ ; 5 — безинтерференции и  $C_{6q} = -\sqrt{0,07}$

этой конфигурации на  $T_{20}$  только в области  $q^2 \sim 200 \text{ фм}^{-2}$ , где  $F_{6q}^{s^4p^2}(q^2)$  меняет знак. Если предположить, что  $F_{6q}^{s^4p^2}(q^2)$  будет давать вклад как в  $l = 0$ , так и в  $l = 2$  каналы, то тогда должны наблюдаться изменения в поведении  $T_{20}$  при меньших  $q^2$  в области минимума квадрупольного  $NN$ -формфактора дейтрона  $F_Q(q^2)$ , т. е. при  $q^2 \sim 120 \text{ фм}^{-2}$ . Следовательно, можно ожидать, что включение  $s^4p^2$ -конфигурации не изменит существенно поведения  $T_{20}$ , по крайней мере при  $q^2 \leq 120 \text{ фм}^{-2}$ .

Итак, приходим к выводам:

1. Предположение о существовании в дейтроне с вероятностью  $C_{6q}^2 \approx 7 \div 8,5 \%$  шестикварковой  $s^6$ -конфигурации с радиусом  $r_{6q} = 0,77 \text{ фм}$  позволяет описать сечение упругого  $eD$ -рассеяния при больших переданных импульсах  $q^2$ . При этом качественно изменяется поведение тензора поляризации  $T_{20}$  в области передач импульса  $25 < q^2 < 120 \text{ фм}^{-2}$ .

2. Включение релятивистских эффектов в рамках модели Гросса [56, 59] с одновременным учетом  $6q$ -примесей, а также интерференция  $6q$ - и  $NN$ -каналов изменяют  $A(q^2)$ ,  $T_{20}(q^2)$  в пределах 10–20 %,

при этом предпочтительным оказывается случай, когда амплитуда примеси имеет отрицательный знак.

3. Антисимметризация волновой функции дейтрона по кваркам, составляющим нуклоны, не играет существенной роли, если использовать реалистические  $NN$ -потенциалы.

**Формфактор  ${}^3\text{He}$ .** В принципе, при рассмотрении этого вопроса необходимо учитывать не только  $6q$ -, но и  $9q$ -примеси в волновой функции. Вообще для ядра из  $A$  нуклонов можно записать:

$$\Psi_A = C_1 \Psi_1 + C_2 \Psi_2 + \dots = \sum_{k=1}^A C_k \Psi_k. \quad (82)$$

Здесь  $\Psi_1$  — ядерная волновая функция модели независимых частиц;  $\Psi_2$  — ядерная функция с выделением двухнуклонным кластером, который с вероятностью  $C_2^2$  имеет примесь  $6q$ -компоненты;  $\Psi_3$  — функция ядра с выделенным трехнуклонным кластером, вероятность которого находится в виде  $9q$ -конфигурации, есть  $C_3^2$  и т. д. Представление этих функций в виде произведений одночастичных и кластерных функций без учета обменных членов позволяет в конечном итоге выразить формфактор через известные из эксперимента распределения плотности заряда ядра и формфакторы более простых систем. В этой связи напомним, что вклад обменных членов в дейтроне оказался действительно пренебрежимо малым [40]. В качестве  $\Psi_k$  мы будем выбирать как гауссовские функции в модели независимых частиц, так и более реалистические волновые функции ядра.

Сначала рассмотрим более простой случай гауссовских волновых функций, когда можно записать:

$$\Psi_1 = \bar{\Psi}_1(\mathbf{r}_1^{(1)}, \mathbf{r}_2^{(1)}, \mathbf{r}_3^{(1)}) \bar{\Psi}_2(\mathbf{r}_1^{(2)}, \mathbf{r}_2^{(2)}, \mathbf{r}_3^{(2)}) \dots \bar{\Psi}_A(\mathbf{r}_1^{(A)}, \mathbf{r}_2^{(A)}, \mathbf{r}_3^{(A)}), \quad (83)$$

где  $r_j^{(i)}$  — координаты кварков  $j = 1, 2, 3$ , составляющих нуклон  $i$ . В функциях

$$\Psi_2 = \bar{\Psi}_{12}(\mathbf{r}_1^{(1)}, \dots, \mathbf{r}_3^{(2)}) \bar{\Psi}_3(\mathbf{r}_1^{(3)}, \mathbf{r}_2^{(3)}, \mathbf{r}_3^{(3)}) \dots \bar{\Psi}_A(\mathbf{r}_1^{(A)}, \mathbf{r}_2^{(A)}, \mathbf{r}_3^{(A)}), \quad (84)$$

$$\Psi_3 = \bar{\Psi}_{123}(\mathbf{r}_1^{(1)}, \dots, \mathbf{r}_3^{(3)}) \bar{\Psi}_4(\mathbf{r}_1^{(4)}, \mathbf{r}_2^{(4)}, \mathbf{r}_3^{(4)}) \dots \bar{\Psi}_A(\mathbf{r}_1^{(A)}, \mathbf{r}_2^{(A)}, \mathbf{r}_3^{(A)}) \text{ и т. д.} \quad (85)$$

учитывается возможность кластеризации кварков, например, двум нуклонам находиться в  $6q$ -состоянии (84), трем нуклонам в  $9q$ -состоянии (85) и т. д. Вводя координаты Якоби, приводим в осцилляторном базисе волновые функции «многокварковых кластеров» (флуктонов)  $3q$ -состояний (нуклонов)  $\bar{\Psi}_1$ ,  $6q$ -состояний  $\Psi_{12}$ ,  $9q$ -состояний  $\bar{\Psi}_{123}$  и т. д. к следующему виду:

$$\bar{\Psi}_1(\mathbf{r}_1^{(1)}, \mathbf{r}_2^{(1)}, \mathbf{r}_3^{(1)}) = \varphi_1(\mathbf{R}^{(1)}) \Phi_{3q}(\xi_1, \eta_1), \quad (86)$$

$$\bar{\Psi}_{1 \dots k}(\mathbf{r}_1^{(1)}, \dots, \mathbf{r}_3^{(k)}) = \varphi_{1 \dots k}(\mathbf{R}^{(1 \dots k)}) \Phi_{3kq}(\xi_1, \eta_1, \xi_2, \eta_2 \dots). \quad (87)$$

где  $\mathbf{R}^{(1 \dots k)}$  — координаты центра тяжести  $k$ -го флюктона, содержащего  $3k$  кварков, а  $\xi, \eta$  — относительные координаты кварков внутри его. Функции движения центра тяжести флюктона  $\varphi_1 \dots k$  теперь представляются в виде произведения одночастичных функций нуклонов

$$\varphi_1 \dots k = (\varphi_1)^k. \tag{88}$$

Обобщим это соотношение, введя феноменологическую плотность распределения заряда точечных нуклонов ядра, взятую из анализа формфакторов электрон-ядерного рассеяния при относительно небольших импульсах — до первого минимума формфактора. Такая плотность близка к гауссовой, так что

$$|\varphi_1 \dots k|^2 = (\rho(R))^k. \tag{89}$$

Что касается определения коэффициентов примесей  $C_k^2$  многокварковых состояний в ядерную функцию, то пока такую задачу удалось выполнить лишь для дейтрона, а для более тяжелых ядер получить лишь качественные оценки [24]. Можно, однако, параметризовать  $C_k^2$  с помощью формулы для вероятности найти  $k$  нуклонов ядра в объеме корреляции  $V_\xi = \frac{4}{3} \pi r_\xi^3$  (в объеме «флюктона»):

$$C_k^2 = \binom{A}{k} (V_\xi / AV_0)^{k-1} B_k; \\ B_k = \binom{N}{k_n} \binom{Z}{k_p} \binom{A}{k}^{-1} / Z, \tag{90}$$

где  $B_k$  учитывает изотопический состав флюктона с  $k_n$  нейтронами и  $k_p$  протонами. Здесь  $V_0 = (4/3) \pi r_0^3$ ,  $r_0 = 1,2$  фм. Из анализа кумулятивных процессов ранее было получено  $r_\xi = 0,75$  фм [4, 57, 68].

Используя теперь определение зарядового формфактора ядра

$$F_A = \sum_{ij} Q_j^{(i)} \int |\Psi_A|^2 \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j^{(i)}) d\mathbf{r} \prod_{ij} d\mathbf{r}_j^{(i)}, \tag{91}$$

где  $Q_j^{(i)}$  — заряды кварков, получаем выражение [52]

$$F_A = \sum_{k=1}^A C_k^2 F_k + 2 \sum_{i \neq k} C_i C_k F_{ik}. \tag{92}$$

Здесь  $F_k$  — формфакторы флюктонов, а  $F_{ik}$  — соответствующие интерференционные части формфактора. Легко найти, что

$$F_k = F_k^{u. m} \bar{F}_k F_k^q = \tilde{F}_k F_k^q, \tag{93}$$

$$\bar{F}_k = \int \rho^k(R) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{R}) d\mathbf{R}, \tag{94}$$

$$F_k^q = \int |\Phi_{3kq}(\xi_1, \eta_1 \dots)|^2 \exp(i\mathbf{q}\{\xi, \eta, \dots\}) d\xi_1 d\eta_1 \dots \tag{95}$$

Сюда входят  $F_k$  — формфактор движения центра масс  $k$ -го флюктона и  $F_k^q$  — собственно формфактор многокварковой системы. Присутствие лишних переменных в ядерной функции (83) привело к необходимости ввести поправку на движение центра масс  $F_k^{q.c.m.} = \exp(q^2/4\alpha_A A)$ . Параметр  $\alpha_A$  определяется сравнением (93) с известным из эксперимента формфактором ядра  ${}^3\text{He}$  при  $k = 1$  (нуклонная часть формфактора без многокварковых примесей) в области малых  $q^2$ , когда можно пользоваться гауссовской плотностью  $\rho = \int (\pi/\alpha_A)^{3/2} e^{-\alpha_A r^2}$ . Это дает

$$\tilde{F}_k = \exp[-q^2(1 - k/A)/4\alpha_A k]; \quad \alpha_A^{-1} = A(b_A^2 - a_p^2)/(A - 1), \quad (96)$$

где, например, для ядра  ${}^3\text{He}$  имеем:

$$b_{{}^3\text{He}}^2 = 1,823 \text{ фм}^2; \quad a_p^2 = 0,36 \text{ фм}^2.$$

Формфактор многокварковой системы мы опять берем в виде (76), который получается в модели релятивистского гармонического осциллятора. Ниже, в расчетах формфактора ядра  ${}^3\text{He}$  учитывался вклад  $6q$ - и  $9q$ -примесей. Мы уже говорили, что  $M_{6q} = 1,2 \text{ ГэВ}$  [48],  $\mathcal{K} = 0,096 \text{ ГэВ}^2$ . Что касается параметра  $M_{9q}$ , то он находился из сравнения с выражением для  $F_{9q}$ , полученным в модели независимых кварков [69], что дает  $M_{9q} \simeq 1,4 \text{ ГэВ}$ .

Вначале ограничимся рассмотрением влияния только  $6q$ -конфигурации на  $F_{{}^3\text{He}}$ . В этом случае имеем:

$$F_{{}^3\text{He}} = C_1^2 F_1 + C_2^2 F_2 + 2C_1 C_2 F_{12}. \quad (97)$$

Значение  $C_2^2 = 0,085$  возьмем из [40, 51].

Теперь получим выражение для интерференционного члена:

$$F_{12} = \sum_{ij} Q_j^{(i)} \int \Psi_1^* \Psi_2 \exp(iq\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j^{(i)}) d\mathbf{r} \prod_{ij} d\mathbf{r}_j^{(i)}. \quad (98)$$

Подставляя сюда (83), (84), находим:

$$F_{12} = F_{12}^q \bar{F}_{12} F^{c.m.}, \quad (99)$$

где  $F_{12}$  — формфактор, появляющийся вследствие перекрытия волновых функций  $3q$ - и  $6q$ -кластеров [70]:

$$F_{12}^q = \left[ \left( \frac{2\alpha_3\alpha_6}{\alpha_3 + \alpha_6} \right)^2 / g \right]^2 \exp(-f/2g). \quad (100)$$

Здесь

$$f = (\alpha_3 M_{6q}^2 + \alpha_6 M_{3q}^2)(\gamma^2 - 1) - M_{6q} M_{3q} (\alpha_3 + \alpha_6) \gamma + (M_{3q}^2 + M_{6q}^2)(\alpha_3 + \alpha_6)/2; \quad (101)$$

$$g = \alpha_3 \alpha_6 \gamma^2 + (\alpha_6 - \alpha_3)^2/4, \quad (102)$$

$$\gamma = (q^2 + M_{3q}^2 + M_{6q}^2)/2M_{3q} M_{6q}, \quad (103)$$

$$\alpha_6 = \sqrt{2} \alpha_3 = \sqrt{2} \cdot 3^{3/2} \mathcal{K}. \quad (104)$$

Формфактор  $\bar{F}_{12}$  возникает из-за перекрытия волновых функций движения центра масс  $3q$ - и  $6q$ -кластеров и имеет следующий вид:

$$\bar{F}_{12} = \left[ \frac{8\alpha_A\alpha_6}{(\alpha_A + \alpha_6)^2} \right]^{3/4} \exp(-q^2 d^2 / 8\alpha_A), \quad (105)$$

где

$$d^2 = (3\alpha_A + \alpha_6) / (\alpha_A + \alpha_6). \quad (106)$$

Прежде чем перейти к расчетам, выясним характер поведения и порядок величины интерференционного формфактора  $F_{12}$ . Для этого учтем, что параметр  $\alpha_A$ , определяющий движение центра масс  $3q$ -,  $6q$ -кластеров в ядре, значительно меньше  $\alpha_6$ , параметра, характеризующего движение кварков в сильносвязанной  $6q$ -системе. Тогда  $d^2 \approx 1$  и показатель экспоненты в (105) совпадает с тем, что получается при расчете  $F_2$  формфактора (94) с гауссовскими ядерными функциями. Тогда

$$\bar{F}_{12}(q^2) \approx \eta \bar{F}_2(q^2), \quad (107)$$

где  $\eta \approx (8\alpha_A/\alpha_6)^{3/4}$ . Подставляя в выражение для  $\eta$  значение  $\alpha_6 = 18 \text{ фм}^{-2}$ ,  $\alpha_A = 0,45 \text{ фм}^{-2}$ , получаем  $\eta = 0,089$ , т. е. численно  $\eta$  практически совпадает с модулем величины  $6q$ -примеси  $|C_2| = \sqrt{0,085}$ , которая соответствует тому, что дает анализ дейтронного формфактора [40, 51]. Более того, если учесть, что в нашем случае  $M_{3q} \approx M_{6q}$  и  $\alpha_3 \sim \alpha_6$ , то можно показать, что  $F_2^q$  и  $F_{12}^q$  вообще совпадают. Итак, окончательно:

$$F_{12}(q) = \eta F_2^q(q) \tilde{F}_2(q) = \eta F_2(q). \quad (108)$$

Это приближенное равенство проверялось численными расчетами по формулам для  $C_2^2 F_2$  и  $2C_1 C_2 F_{12}$ . Их результаты приведены на рис. 11 (кривые 1, 2). Видно, что соотношение (108) действительно имеет место, в частности, наклоны интерференционного и  $6q$ -формфакторов весьма близки друг к другу. Тогда формфактор  $F_{3\text{He}}$  можно представить в виде

$$F_{3\text{He}} = C_1^2 F_1 + C_2^2 F_2 + 2C_1 C_2 |C_2| F_2. \quad (109)$$

Отсюда сразу ясно, что интерференция  $NN$ - и  $6q$ -каналов играет здесь очень важную роль. Так, поскольку  $C_1 \approx 1$ , то имеем при  $C_2 > 0$

$$F_{3\text{He}} = C_1^2 F_1 + 3C_2^2 F_2, \quad (110)$$

а при  $C_2 < 0$

$$F_{3\text{He}} = C_1^2 F_1 - C_2^2 F_2. \quad (111)$$

Анализ расчетов по точным формулам (98)–(106)  $|F_{3\text{He}}^{(C_2 > 0)}|$  и  $|F_{3\text{He}}^{(C_2 < 0)}|$  приведен на рис. 12. Видно, что вариант с  $C_2 > 0$  приходится сразу отбрасывать (штрихпунктир), так как в этом случае не появляется даже первый минимум формфактора, наблюдаемый

на эксперименте при  $q \simeq 3,2 \div 3,6 \text{ фм}^{-1}$ . Напомним, что тот же знак  $6q$ -амплитуды  $C_2 < 0$  получается и при анализе упругого  $eD$ -рассеяния. Рассматривая в целом результаты расчета формфактора ядра  ${}^3\text{He}$  с использованием гауссовских ядерных  $NN$ - и  $6q$ -функций, можно констатировать, что здесь можно добиться согласия с экспериментальными данными. Однако это согласие сразу же разрушается, если к полной функции добавить еще  $9q$ -примесь (пунктир) (без

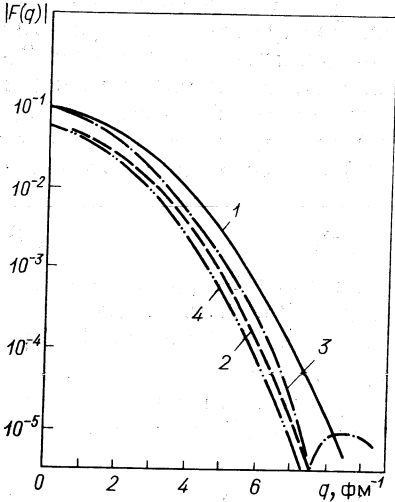


Рис. 11. Вклад в формфактор ядра  ${}^3\text{He}$  шестикваркового  $|C_2^2 F_2|$  (кривые 2, 4) и интерференционного  $|2C_1 C_2 F_{12}|$  ( $1, 3$ ) формфакторов, вычисленных с гауссовскими ( $1, 2$ ) и реалистическими (кривые 3, 4) волновыми функциями нуклонов ядра  ${}^3\text{He}$

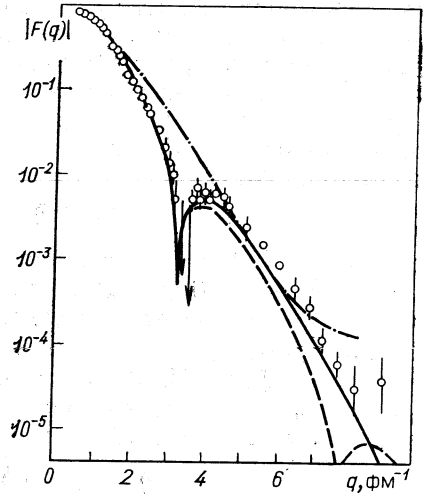


Рис. 12. Формфактор ядра  ${}^3\text{He}$ , вычисленный в рамках модели, использующей гауссовские волновые функции нуклонов:

сплошная линия — с отрицательной амплитудой шестикварковой примеси  $C_2 = -\sqrt{0,085}$  без учета  $C_3^2 = 0$ , пунктир — с учетом  $C_3^2 = 0,003$  девятикварковой примеси; штрихпунктир с положительной амплитудой  $6q$ -примеси  $C_2 = \sqrt{0,085}$  и  $C_3^2 = 0$ . Экспериментальные данные взяты из [21]

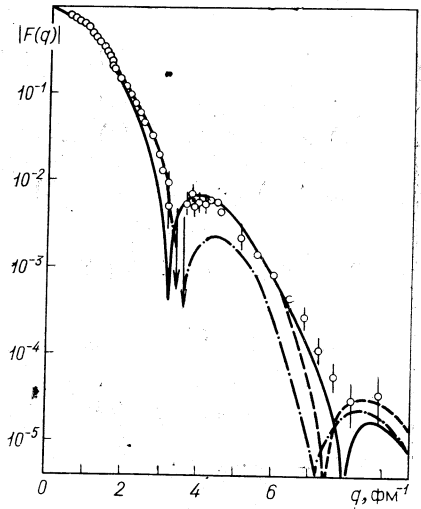
учета интерференционных формфакторов  $F_{13}, F_{23}$ ). В последнем случае появляется второй минимум в области переданных импульсов  $q \sim 7 \div 8 \text{ фм}^{-1}$ , который, однако, пока явно не обнаруживается в имеющихся экспериментальных данных.

Чтобы разобраться в причинах появления второго минимума, уточним модель. Здесь следует отметить, что первое слагаемое в формфакторе (97) — это чисто ядерный формфактор, когда нуклоны не превращаются в многокварковые конфигурации на малых расстояниях. Поэтому его естественно выбрать таким, каким он получается в точных расчетах с использованием реалистических моделей для



Рис. 13. Формфактор ядра  ${}^3\text{He}$ , рассчитанный с гауссовскими волновыми функциями нуклонов в  $F_2$  и  $F_{12}$  и реалистическим трехтелным ядерным формфактором  $F_1$  [71]:

сплошная линия — расчет с  $C_2 = -\sqrt{0,085}$  и  $C_2^2 = 0$ ; пунктир —  $C_2 = -\sqrt{0,085}$  и  $C_2^2 = 0,003$ ; штрихпунктир — реалистический трехтелный формфактор  $F_1$ . Экспериментальные данные взяты из [21]



нуклон-нуклонных сил. Для ядра  ${}^3\text{He}$  мы в качестве таковых взяли расчеты из [71], где точно решалась задача трех тел в рамках уравнений Фаддеева с использованием реалистических нуклон-нуклонных потенциалов и с учетом вклада мезонных обменных токов и релятивистских эффектов. На рис. 13 приведены расчеты  $|F(C_2 < 0)|$ ,

в которых  $F_1$  брался из работ [71], а вклад  $6q$ -компонент  $F_2$  и  $F_{12}$  рассчитывался на основе гауссовских нуклонных функций. Видно, что в таком варианте расчета второй минимум остается даже при учете  $6q$ -конфигураций. Добавление  $9q$ -конфигурации мало меняет качественную картину — это приводит лишь к сдвигу второго минимума в область меньших  $q$ . Таким образом, второй минимум, появляющийся в расчетах формфактора ядра  ${}^3\text{He}$  на основе решения задачи трех взаимодействующих нуклонов, сохраняется и при учете  $6q$ - и  $9q$ -примесей, хотя при этом его положение и форма могут изменяться. Здесь, видимо, необходимо более детальное измерение экспериментального формфактора ядра  ${}^3\text{He}$ , чтобы окончательно решить вопрос, существует или нет этот второй минимум в области  $q \sim 7 \div 8 \text{ фм}^{-1}$ . Имеющиеся данные пока не дают однозначного ответа на этот вопрос. В то же время интересно проанализировать и возможности самой теории трех тел, правильного учета ядерных эффектов в этой же области  $q$ . Что же касается уточнения предлагаемой модели, то здесь можно сделать еще один шаг вперед, а именно вместо простых гауссовских волновых функций ядра  ${}^3\text{He}$  использовать более реалистические функции. Для этого запишем волновую функцию ядра  ${}^3\text{He}$  в координатах Якоби:

$$\Psi_1 = \Psi_{3q}(\xi_1 \eta_1) \Psi_{3q}(\xi_2 \eta_2) \Psi_{3q}(\xi_3 \eta_3) \Psi(\rho, r), \quad (112)$$

$$\Psi_2 = \Psi_{6q}(\xi_1, \eta_1, \xi_2, \eta_2, r/\sqrt{2}) \Psi_{3q}(\xi_3 \eta_3) \Psi(\rho), \quad (113)$$

$$\Psi_3 = \Psi_{9q}(\xi_1, \eta_1, \xi_2, \eta_2, \xi_3, \eta_3, r/\sqrt{2}, \sqrt{2/3}\rho). \quad (114)$$

Волновую функцию относительного движения нуклонов  $\Psi(\rho, r)$  выберем в факторизованном виде:

$$\Psi(\rho, r) = u(r) \Phi(\rho), \quad (115)$$

так что

$$u(r) = \int \Psi(\rho, r) \Phi(\rho) d\rho \quad (116)$$

определяется как интеграл перекрытия трехчастичной функции  $\Psi(\rho, r)$  и функции  $\Phi(\rho)$  движения скоррелированной пары нуклонов относительно третьего в ядре  ${}^3\text{He}$ . В итоге опять получается формула (97) (случай  $C_3 = 0$ ), где отдельные слагаемые имеют вид [52]:

$$F_1(q^2) = F_{3q}(q^2) \int |\Phi(\rho)|^2 \exp(i2q\rho/3) d\rho \equiv F_{3q}(q^2) \tilde{F}_1(q^2), \quad (117)$$

$$F_2(q^2) = \frac{2}{3} F_{6q}(q^2) \tilde{F}_2(q^2/4) + \frac{1}{3} F_{3q}(q^2) \tilde{F}_2(q^2), \quad (118)$$

$$F_{12}(q^2) = \frac{2}{3} F_{12}^a(q^2) \tilde{F}_{12}(q^2/4) \bar{F}_{12}(q^2) + \frac{1}{3} F_{3q}(q^2) \tilde{F}_{12}(q^2). \quad (119)$$

Здесь

$$\tilde{F}_2(q^2) = \int |\varphi(\rho)|^2 \exp(i2q\rho/3) d\rho, \quad (120)$$

$$\tilde{F}_{12}(q^2) = \int \Phi^*(\rho) \varphi(\rho) \exp(i2q\rho/3) d\rho, \quad (121)$$

$$\bar{F}_{12}(q^2) = \int u(r) \tilde{\Psi}_{6q}(r\sqrt{2}) \exp(iq r) dr. \quad (122)$$

Естественно предполагать, что волновая функция движения  $6q$ -кластера относительно  $3q$ -кластера в  ${}^3\text{He}$  такая же, как и волновая функция движения скоррелированной пары нуклонов относительно третьего нуклона. Это означает, что в формулах (120), (121) мы должны положить  $\Phi(\rho) = \varphi(\rho)$ . Тогда получаем соотношения:

$$\tilde{F}_2(q^2) = \tilde{F}_{12}(q^2) = \tilde{F}_1(q^2). \quad (123)$$

Это позволяет упростить выражения (118), (119), объединив в них вторые слагаемые с формфактором  $F_1(q^2)$ :

$$F_2(q^2) = \frac{2}{3} F_{6q}(q^2) \tilde{F}_1(q^2/4), \quad (124)$$

$$F_{12}(q^2) = \frac{2}{3} F_{12}^a(q^2) \tilde{F}_1(q^2/4) \bar{F}_{12}(q^2). \quad (125)$$

Чтобы вычислить  $\tilde{F}_{12}(q^2)$ , необходимо знать  $u(r)$  при малых  $r$ , так как  $\tilde{\Psi}_{6q}(r/\sqrt{2})$  — часть волновой функции  $6q$ -системы, зависящая только от  $r$ , определена в области действия кора  $NN$ -сил. Можно думать, что гауссовского вида волновые функции удачно описывают структуру ядра  ${}^3\text{He}$  на средних и больших расстояниях между нуклонами и плохо работают на малых расстояниях, поскольку не учиты-

вают ястровского типа затухания при  $r \rightarrow 0$ . Поэтому будет полезно найти другие функции, которые при прочих равных условиях хорошо работали бы на малых расстояниях. Будем выбирать  $u(r)$  в виде

$$u(r) = N' \exp(-\tilde{\gamma}^2 r^2) (1 - \exp(-\beta^2 r^2)), \quad (126)$$

где значение  $\beta$  сохраняется таким, каким оно дано в работе [72], т. е.  $\beta = 1,9 \text{ фм}^{-1}$ , а параметр  $\tilde{\gamma}$  подбирается так, чтобы формфактор  $F_{12}$  при малых  $q^2$  совпадал с тем, что дает (105) (это приводит к значению  $\tilde{\gamma} = 0,71 \text{ фм}^{-1}$ , см. рис. 11, кривые 3, 4). И, наконец, коэффициент  $N'$  выбирается из условия нормировки функции (126). На рис. 14 приведены расчеты формфактора ядра  ${}^3\text{He}$ , выполненные в рамках рассматриваемой модели. Результаты оказываются весьма близкими к полученным с использованием гауссовского вида ядерных волновых функций (см. рис. 13).

Остановимся кратко на результатах анализа формфактора ядра  ${}^3\text{He}$  в рамках других подходов [73, 74], учитывающих кварковую структуру ядра. Так, в работе [73] предполагалось, что  $F_{{}^3\text{He}} = F_1 + C_{9q} F_{9q}$ , где  $F_1$  — обычный трехтельный формфактор [71], а  $F_{9q}$  — формфактор девятикварковой системы. В работе [74] к ним добавили еще  $C_{6q} F_{6q}$ . При этом в обоих подходах пренебрегалось интерференцией нуклонного и кварковых каналов. Тогда оказалось, что согласие с экспериментальными данными можно получить, если предположить отрицательный знак у  $C_{6q}$  и  $C_{9q}$ , при этом в  $|F_{{}^3\text{He}}|$  отсутствует второй минимум. На языке волновых функций это означает, что вес  $6q$ - и  $9q$ -примесей должен быть отрицательным, т. е.  $C_2^2$  и  $C_3^2 < 0$ . Сравнивая эти подходы с рассмотренным в данной работе, нетрудно заметить, что отрицательный знак  $C_{6q}$  попросту имитирует вклад интерференции нуклонного и  $6q$ -каналов. Что же касается отрицательного знака  $C_{9q}$ , то по нашим предварительным оценкам получалось, что вкладом  $F_{13} + F_{23}$  в  $F_{{}^3\text{He}}$  можно пренебречь, но тогда формфактор  $9q$ -системы должен входить обязательно с положительным весом  $C_3^2$ . Окончательный же ответ на этот вопрос можно получить только после численных расчетов  $F_{13}$  и  $F_{23}$ ,

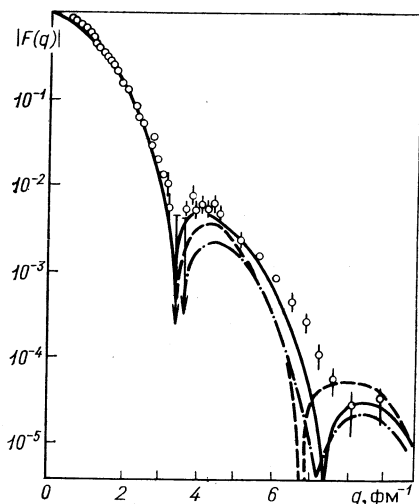


Рис. 14. То же, что и на рис. 13, но для реалистических волновых функций нуклонов в  $F_2$  и  $F_{13}$ .

которые трудно выполнить вследствие большой модельной неопределенности задачи.

Итак, анализ упругого  $e^3\text{He}$ -рассеяния показывает:

1. Интерференция нуклонного и  $6q$ -каналов весьма существенна.  
2. Учет  $6q$ -примесей в волновой функции  $^3\text{He}$  приводит в целом к улучшению согласия с экспериментальными данными во всей области переданных импульсов вплоть до  $q \lesssim 6 \text{ фм}^{-1}$  по сравнению с чисто ядерными моделями.

3. В рассчитанном  $|F_{^3\text{He}}|$  в области  $q \approx 7 \div 8 \text{ фм}^{-1}$  имеется второй минимум, который, видимо, связан с наличием такого минимума в формфакторе  $|F_1|$ , вычисленном в рамках трехнуклонной задачи.

4. Для более определенного вывода о характере многокварковых примесей в  $^3\text{He}$  необходимо: а) более детально экспериментально исследовать  $F_{^3\text{He}}$  при  $q \approx 7 \div 8 \text{ фм}^{-1}$ ; б) уточнить эти расчеты  $F_1$  в рамках трехтельной задачи. Учет вклада  $9q$ -примесей в формфактор ядра  $^3\text{He}$  необходимо делать с включением интерференции нуклонного и  $9q$ -, а также  $6q$ - и  $9q$ -каналов. Можно констатировать, что для ядер  $^2\text{D}$ ,  $^3\text{He}$  проведенные измерения формфакторов еще не достигли асимптотической области, чтобы можно было прямым образом использовать правила кваркового счета. И далее, в предасимптотической области расчеты формфакторов оказываются весьма критичными к выбору параметров моделей многокварковых систем, процедуре релятивизации и т. п. В этой связи весьма интересно рассмотреть с учетом кварковой структуры ядер другие процессы (см., например, [75—79]). Здесь мы остановимся на глубоконеупругом рассеянии.

## 5. ШЕСТИКВАРКОВЫЕ ПРИМЕСИ В ГЛУБОКОНЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ

Глубоконеупругое рассеяние лептонов ядрами с большой передачей импульса позволяет определить импульсное распределение кварков в ядре. Так, сечение  $\mu A \rightarrow \mu' X$  реакции в случае рассеяния мюонов под малыми углами определяется так называемой структурной функцией  $F_2^A$  и имеет вид:

$$\frac{1}{A} \frac{d^2\sigma^{\mu A}}{dq^2 dx} = \frac{4\pi\alpha^2}{q^4} \frac{F_2^A(x, q^2)}{x_2^2}, \quad (127)$$

где  $x = q^2/2M\nu$  — масштабная переменная ( $t = -q^2$  — квадрат переданного четырехимпульса,  $\nu = E_\mu - E'_\mu$  — переданная энергия,  $M$  — масса нуклона). Область  $x > 1$  [17] кинематически запрещена для рассеяния на отдельных нуклонах ядра. Поэтому события с  $x \geq 1$  можно связывать с проявлением мультикварковых объектов в ядре [80, 81]. Недавно появились данные по измерению отношения  $\tilde{R}$  структурных функций железа и дейтерия [19, 82]:

$$\tilde{R}(x) = \frac{2\sigma^A}{A\sigma^D} = \frac{F_2^A(x)}{F_2^D(x)}; \quad A = 56. \quad (128)$$

Это отношение также весьма чувствительно к предположениям о распределении кварков в ядрах. Так, если считать, что ядро состоит только из  $A$ -нуклонов, то  $\tilde{R}$  должно быть равно единице. Однако эксперимент показал, что  $\tilde{R}$  имеет подъем в области малых  $x$ , минимум при  $x \simeq 0,65$  и резкий подъем при  $x \simeq 1$ , т. е. в ядерных структурных функциях проявляются дополнительные ненуклонные компоненты. Назовем их пока условно «экзотикой». В принципе, структурная функция нейтрона, которая определяется как разность между дейтронными и водородными данными, учитывает уже феноменологически часть «экзотики» дейтрона. Поэтому результат обсуждаемых экспериментальных данных можно переформулировать: экзотика в тяжелом ядре отличается от экзотики в дейтроне. Действительно, за счет разницы структурных функций протона  $F_2^p(x)$  и нейтрона  $F_2^n(x)$ , извлеченной из дейтронных данных [83], получаем эффект  $\tilde{R} \simeq 1,3 \cdot 10^{-2}$ , который на порядок меньше экспериментального ( $\sim 1,7 \cdot 10^{-1}$ ), и им можно пренебречь. В этом разделе обсуждаются причины, которые приводят к наблюдаемому поведению  $\tilde{R}$ : исследуется влияние  $6q$ -примесей и роль пионных степеней свободы. Расчеты выполнены при фиксированном значении  $q^2$  ( $q^2 = 30 \text{ ГэВ}^2/c^2$ ) [84]. Эффект  $q^2$ -зависимости структурной функции в кумулятивной области обсуждается отдельно.

**Шестикварковые примеси и структурная функция ядра.** Структурная функция  $6q$ -системы массы  $M_f \simeq 2M$  зависит от своей масштабной переменной  $x' = q^2/2M_f v \simeq x/2$ , где  $x$  — масштабная переменная нуклона, и дает вклад в структурную функцию  $\mu A$  рассеяния:

$$F_2^A(x) = (1 - PA) F_2^N(x) + P^A F_2^{6q}(x), \quad (129)$$

где  $PA$  — вероятность присутствия  $6q$ -системы в ядре (дейтроне),  $F_2^N$  — структурная функция нуклона:

$$F_2^N(x) \equiv \frac{1}{2} (F_2^p(x) + F_2^n(x)) = \frac{5}{18} (xu_v(x) + xd_v(x)) + \frac{12}{9} xu_s(x). \quad (130)$$

Структурную функцию  $6q$ -системы запишем в виде

$$F_2^{6q}(x) = \frac{5}{18} \left[ \frac{x}{2} u_v^f \left( \frac{x}{2} \right) \right] + \frac{6}{9} \left[ \frac{x}{2} u_s^f \left( \frac{x}{2} \right) \right], \quad (131)$$

при этом  $u_s = \bar{u}_s = d_s = \bar{d}_s = S_s = \bar{S}_s$ ;  $u_s^f = \bar{u}_s^f = d_s^f = \bar{d}_s^f = S_s^f = \bar{S}_s^f$ ,  $u_v^f = d_v^f$ . Анализ кумулятивных реакций [4, 57, 80, 81] и теоретические расчеты [85] показывают, что вероятность найти  $6q$ -систему в тяжелом ядре примерно вдвое больше, чем в дейтроне:  $PA \approx 2P^D$ . Это становится качественно понятным, если отношение  $PA/P^D$  оценить с помощью формулы (2). Действительно, отнесенная к атомному весу ядра вероятность  $PA = \frac{1}{2} \beta_6^A$ , и, значит,  $PA/P^D = (r_0^D/r_0^A)^3$ , где  $r_0^D$  — эффективный радиус нуклона в дейтроне, а  $r_0^A$  — в ядре. Поскольку дейтрон — более рыхлая система, то

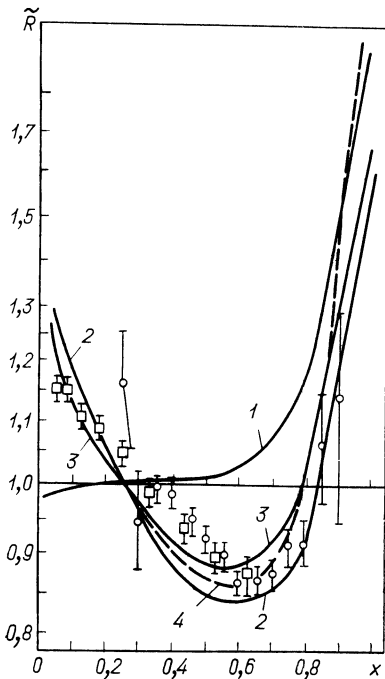


Рис. 15. Расчет и сравнение с экспериментом отношения  $\tilde{R} = \frac{2}{A} \frac{\sigma^{Fe}}{\sigma^D}$ :

1 — учет только  $6q$ -состояний; 2, 3 — учет  $6q$ -состояний и мезонных полей; 2 —  $\rho_c/\rho_0 = 3,9$ ; 3 —  $\rho_c/\rho_0 = 4,2$ ,  $P^A = 2P^D$ ; 4 —  $\rho_c/\rho_0 = 3,9$ ,  $P^A = 2,3 P^D$ ;  $\square$  — данные [18];  $\circ$  — данные [82]

$r_0^D > r_0^A$  и  $P^A > P^D$ . В дальнейшем мы примем  $P^D = 7 \cdot 10^{-2}$ . Параметры, определяющие  $F_2^N(x)$ , выбраны так, чтобы описать структурную функцию дейтрона. Параметры в  $F_2^{6q}(x)$  выбраны из условия нормировки  $\int u_v^i(x) dx = 3$  и предположения, что средние импульсы кварка в нуклоне и в  $6q$ -системе совпадают:  $\int x u_S^i(x) dx = \int x u_S^i(x) dx$ . При этом считаем, что  $u_v^i(x)$  убывает при  $x \rightarrow 1$  как  $(1-x)^7$ , т. е. медленнее, чем это требуют правила кваркового счета

(предасимптотика). Это последнее означает неполное «размораживание» всех цветовых степеней свободы в  $6q$ -системе [4, 80, 81]. Итак, если  $P^A \neq P^D$ , то отношение  $\tilde{R} = F_2^A/F_2^D$  будет отлично от единицы:

$$\tilde{R} = 1 + (P^A - P^D) \frac{F_2^{6q}(x) - F_2^N(x)}{F_2^D(x)}. \quad (132)$$

При  $x \sim 1$ :  $F_2^D \simeq 0$ ;  $F_2^D \approx P^D F_2^{6q}$  и  $\tilde{R}(x \simeq 1) - 1 \simeq P^A/P^D - 1 \simeq 1$ , что качественно согласуется с экспериментом. В целом же формула (132) не может объяснить эксперимент во всей области  $x$  [расчет по формуле (132) показан кривой 1 на рис. 15]. Например, при  $x \simeq 0$   $\tilde{R}_{\text{теор}} - 1 = -7 \cdot 10^{-2} \cdot 0,27 = -1,9 \cdot 10^{-2}$ , в то время как эксперимент дает  $\tilde{R}_{\text{эксп}} - 1 \simeq 1,8 \cdot 10^{-1}$ . Таким образом, ясно, что подъем  $\tilde{R}$  в области малых  $x$  вызван другими причинами. Качественный рост  $\tilde{R}$  при  $x \rightarrow 1$  предсказывают также и другие подходы, учитывающие динамику нуклон-нуклонного взаимодействия на малых расстояниях [19, 82], например модель «нуклонных корреляций» [86]. Однако наряду с имеющимися у этих моделей трудностями с описанием подъема  $\tilde{R}$  в области малых  $x$  все они

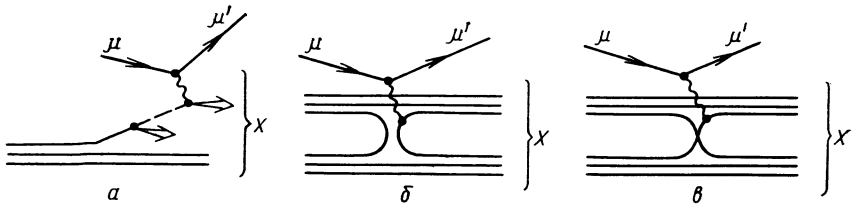


Рис. 16. Вклад жестких пионов

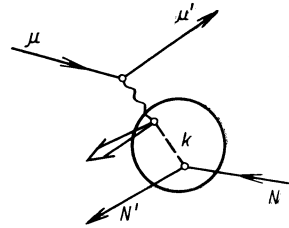
Рис. 17. Глубоконеупругое  $\mu\pi$ -рассеяние в ядре

предсказывают слишком сильный рост  $\tilde{R}$  при  $x \rightarrow 1$ , например, расчет [86] дает  $\tilde{R}_{\text{теор}}(0,8) - 1 \simeq 1$  [ $\tilde{R}_{\text{эксп}}(0,8) - 1 \simeq -3 \cdot 10^{-2}$ ]. Уменьшение же  $\tilde{R}$  при  $x \sim 1$  за счет уменьшения вклада высокоимпульсных компонент приведет эти модели к трудностям в интерпретации  $F_2^A(x)$  при  $0 \leq x \leq 1,4$  [47].

**Структурная функция и мезонные поля в ядрах.** Учет  $\pi$ -мезонных степеней свободы «мезонных обменных токов» приводит к подъему отношения  $\tilde{R}$  в области малых  $x$ . Качественно это можно понять следующим образом. Предположим, что в ядре имеется  $n$   $\pi$ -мезонов. Тогда, пренебрегая их внутренним движением в ядре, можно ожидать, что соответствующий вклад в структурную функцию будет пропорционален  $nF^\pi(x_\pi)$ , где  $F^\pi(x_\pi)$  — структурная функция пиона,  $x_\pi$  — пионная масштабная переменная:  $x_\pi = q^2/2m_\pi v = Mx/m_\pi$ . Из условия  $0 \leq x_\pi \leq 1$  следует, что область вклада пионов в структурную функцию ограничена малыми  $x$ :  $0 \leq x < m_\pi/M \simeq 0,15$ . Учет внутреннего движения пиона в ядре несколько расширит эту область.

Подчеркнем, что здесь речь идет о мягких пионах, которые следует отличать как от жестких пионов, возникающих при фрагментации быстрого кварка — рис. 16, а, так и от «обменных жестких пионов», описываемых обменными диаграммами, приведенными на рис. 16, б, в. Первые дают вклад в структурную функцию, убывающий при  $x \rightarrow 1$  как  $(1 - x)^{3-4}$ , и учитываются в структурной функции нуклона. Вторые учтены в  $F_2^{6q}(x)$ , поскольку такие диаграммы дают вклад только на малых нуклон-нуклонных расстояниях и имитируют короткодействующую часть  $NN$ -сил [26]. Мягкие же пионы ответственны за дальнейдействующую часть  $NN$ -сил, и их нельзя описать обменными кварковыми диаграммами типа рис. 16, б, в.

Для оценки «эффективного числа» пионов в ядерной среде в [84] рассмотрен процесс, диаграмма которого изображена на рис. 17.



В этом случае вклад пионов в сечение  $\mu A$ -рассеяния имеет вид

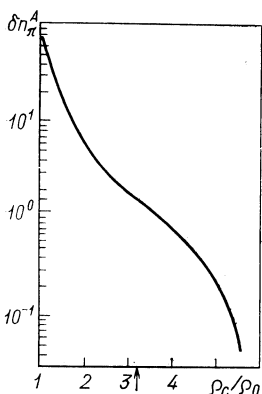
$$d\sigma_{\pi}^{\mu A}(x) = \int d\sigma^{\mu\pi}(x(k)) n_A^{\pi}(\mathbf{k}, \rho_c) d\mathbf{k}. \quad (133)$$

Здесь  $d\sigma^{\mu\pi}$  — сечение глубоконеупругого  $\mu\pi$ -рассеяния, а функция  $n_A^{\pi}(\mathbf{k}, \rho_c)$  есть распределение «эффективных пионов» в ядре, зависящее от параметра  $\rho_c$ , который включает в себя всю исходную информацию о ядерной среде и взаимодействиях ее составляющих [87—89] ( $\pi$ -мезонов, нуклонов,  $\Delta$ -изобар и т. д.). Эффективное число пионов в среде определяется интегралом

$$n_A^{\pi} = \int n_A^{\pi}(\mathbf{k}, \rho_c) d\mathbf{k}. \quad (134)$$

Отметим, что дополнительный вклад в структурную функцию  $F_2^A(x)$  будет определяться разностью  $\delta n_A^{\pi} = n_A^{\pi} - n_0^{\pi}$ , где  $n_0^{\pi}$  соответствует вкладу от диаграмм на рис. 17 в «пустоте» — дейтроне, который уже учтен в структурной функции нуклона. В качестве иллюстрации на рис. 18 приведена зависимость  $\delta n_A^{\pi}$  от отношения  $\rho_c/\rho_0$ , где  $\rho_0$  — нормальная ядерная плотность. Теоретические оценки оценки предсказывают  $\rho_c \approx 3,2 \rho_0$  [88]. Учет пионных полей приводит к перенормировке импульсных распределений кварков в нуклонах и  $6q$ -системах ядра. Для того чтобы найти новые распределения, необходимо учесть:

Рис. 18. Эффективное число пионов в ядре



а) сохранение импульса, переносимого кварками в ядре:

$$\langle xq^D(x) \rangle = \langle xq^A(x) \rangle = \langle x\tilde{q}^A(x) \rangle + \langle xq^{\pi}(x) \rangle; \quad (135)$$

б) сохранение барионного заряда:

$$\int q_v^D(x) dx = \int \tilde{q}_v^A(x) dx, \quad (136)$$

где  $\tilde{q}^A(x)$  — распределение нуклонных и  $6q$ -кварков,  $q_A^{\pi}(x)$  — распределение пионных кварков:

$$q_A^{\pi}(x) = \int q^{\pi}(x/y) \delta n_A^{\pi}(y) dy, \quad (137)$$

$q^{\pi}$  — распределение кварков в пионе,  $q_v$  — распределение валентных кварков. Условия (135), (136) приводят к некоторой деформации кварковых распределений в тяжелом ядре, а именно, вероятности распределения валентных кварков и несколько увеличены при малых  $x$  ( $x \leq 0,05$ ) и уменьшены при  $x \geq 0,05$ ; распределения морских кварков уменьшены во всей области  $x$ .



Таким образом, окончательное выражение для  $F_2^A$  имеет вид:

$$F_2^A(x) = (1 - P^A) \left[ \frac{5}{18} (xu_v^A(x) + xd_v^A(x)) + \frac{12}{9} xu_S^A(x) \right] + \\ + P^A \left[ \frac{5}{18} \left( \frac{x}{2} u_v^{A,f} \left( \frac{x}{2} \right) \right) + \frac{6}{9} \left( \frac{x}{2} u_S^{A,f} \left( \frac{x}{2} \right) \right) \right] + \delta F_2^{A(\pi)}(x), \quad (138)$$

Расчет дает, что вклад пионов —  $\delta F_2^{A(\pi)}(x)$  имеет поведение  $(1-x)^{6 \div 7}$  и имитирует усиление морских кварков в ядре. Вклад  $\delta F_2^{A(\pi)}$  пропорционален  $\delta n_A^\pi$  и зависит от параметра  $\rho_c$ . На рис. 15 приведен расчет  $\tilde{R}$  при двух значениях  $\rho_c$ . Кривая 2 рассчитана при  $\rho_c = 3,9 \rho_0$  ( $\delta n_A^\pi \simeq 0,83$ ), кривая 3 — при  $\rho_c = 4,2 \rho_0$  ( $\delta n_A^\pi \simeq 0,63$ );  $P^A = 2P^D$ . Перенормировка кварковых распределений приводит к небольшому уменьшению  $\tilde{R}$  в кумулятивной области. Для того чтобы это отношение оставалось равным двум при  $x \sim 1$  [80, 81], необходимо несколько увеличить  $P^A$ . Соответствующий расчет показан на рис. 15 пунктиром:  $P^A \simeq 2, 3 P^D$ ,  $\rho_c = 3,9 \rho_0$ . Видно, что теоретические кривые согласуются с экспериментом. На рис. 19 приведено сравнение теоретических расчетов самих структурных функций  $F_2^A(x)$  и  $F_2^D(x)$  с экспериментом [17, 19, 83] при  $0 \leq x \leq 1,4$ . Видно, что рассчитанные кривые в основном правильно описывают эксперимент. При этом расчет  $F_2^D$  при  $x \geq 1$  является предсказательным. Отметим, что некоторое изменение поведения теоретических кривых в области  $x = 0,8 \div 1,0$  вызвано полным игнорированием нами фермиевского движения нуклонов в ядре (дейтроне), которое дает вклад при  $0,9 \leq x \leq 1,1$ .

В качестве иллюстрации на рис. 20 приведен методический расчет структурной функции дейтрона с учетом релятивистского фермиевского движения в модели «парных корреляций» [86]. Из рисунка видно, что учет ферми-движения приводит лишь к сглаживанию кривых в области  $0,9 \leq x \leq 1,1$  и небольшой перенормировки вероятности  $P^D$ , оставляя все основные результаты без изменений.

Итак, подъем  $\tilde{R}$  в кумулятивной области  $x \approx 1$  вызван динамикой  $NN$ -взаимодействия на малых расстояниях, именно примесью  $6q$ -состояний в ядре. Подъем при  $0 \leq x \leq 0,2$  связан с примесью «дальнодействующих» пионных полей, которые усилены в тяжелых ядрах — это чисто ядерный эффект. Перестройка мезонного поля происходит в достаточно тяжелых ядрах, и в этом смысле ядра с  $A = 9 \div 16$  являются «переходными».

Распределение пионных кварков в ядре напоминает распределение морских кварков в нуклоне и  $6q$ -системах. Поэтому эффект при малых  $x$  можно было бы трактовать феноменологически, значительно усиливая вклад соответствующих морских кварков в адронах ядра. В этом смысле наш подход детализирует такую феноменологию, наполняя ее физическим содержанием. Истинное же усиление «моря» в  $6q$ -системах если и возникнет, то, на наш взгляд, будет составлять лишь поправку к основному эффекту.

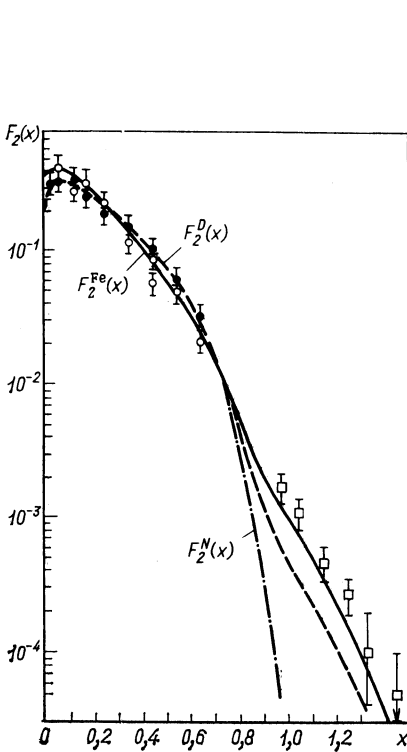


Рис. 19. Расчет и сравнение с экспериментом структурных функций: сплошная кривая — тяжелого ядра; пунктир — дейтрона; штрихпунктир — нуклона. Эксперимент: ● — данные [83]; □ — [17]; ○ — [91]

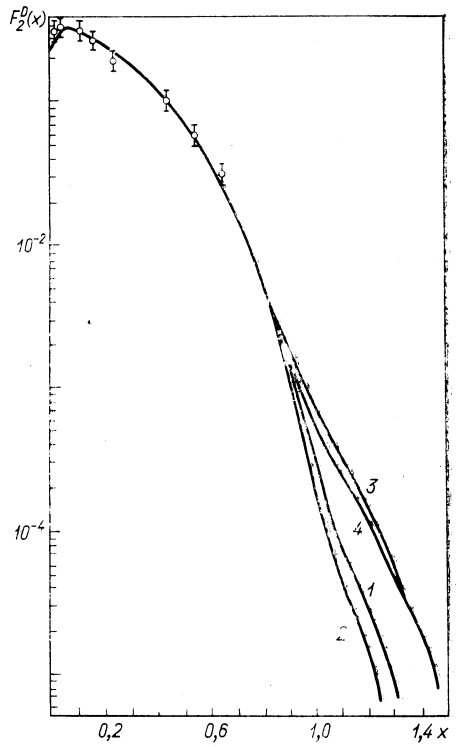


Рис. 20. Фермиевское движение в дейтроне:

1 — расчет с потенциалом Хамеды — Джонстона; 2 — с парижским; 3 — расчет с парижским потенциалом плюс 7%  $6q$ -компоненты; 4 — учет 7%  $6q$ -компоненты без фермиевского движения; точки — данные [82]

В заключение отметим, что рост  $\tilde{R}$  при малых  $x$  за счет усиления пионного поля в тяжелых ядрах также обсуждался в работах [90, 91].

$q^2$ -Зависимость структурной функции ядра. Эффекты нарушения масштабной инвариантности проявляются в  $q^2$ -зависимости структурных функций. Интересно выяснить, насколько эти эффекты усиливаются или ослабляются в МКС, что в свою очередь может дать новую информацию о хромодинамической константе  $\Lambda$ . Естественно, для этих целей надо исследовать область больших значений  $q^2$ .

Функциональная зависимость структурной функции от  $q^2$  находится из решения эволюционных хромодинамических уравнений

Липатова — Альтарелли — Паризи [92]. Чтобы их решить, необходимо задать начальное условие, а именно, вид структурной функции при фиксированном значении  $q^2 = q_0^2$ . При достаточно больших  $x$  ( $x > 0,3$ )  $F_2^N(x, q_0^2)$  в (130) и  $F_2^{6q}(x)$  в (131) определяются распределением валентных и  $u$ - и  $d$ -кварков

$$q_i(x, q^2) = C_i x^{-\alpha_i} (1-x)^{\gamma_i}. \quad (139)$$

Параметры  $C_i, \alpha_i, \gamma_i$  в (139) находятся из сравнения с экспериментом в точке  $q^2 = q_0^2$  — в нашем случае  $q_0^2 = 30$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. Для выявления основных качественных эффектов будем использовать приближенное аналитическое решение эволюционных уравнений, которое является точным в пределе  $x \rightarrow 1$  [93]:

$$q_i(x, q^2) = q_i(x, q_0^2) \varphi_i(x, q^2), \quad (140)$$

$$\varphi_i(x, q^2) = (\tau/\tau_0)^{0,11} [(1-x)/(1+\gamma_i)]^{\tilde{p}}, \quad (141)$$

а при других  $x$  в области  $x > 0,3$  согласуется с численным решением с погрешностью, не превышающей 10% [94]. Здесь

$$\tau_0 = \ln(q_0^2/\Lambda^2); \quad \tau = \ln(q^2/\Lambda^2),$$

$$\tilde{p} = 0,64 \ln(\tau/\tau_0), \quad (142)$$

$\Lambda$  — масштабный параметр квантовой хромодинамики.

На рис. 21 изображена  $q^2$ -зависимость структурной функции ядра при различных фиксированных  $x$  [81]. Все кривые, за исключением 1а и 2а, рассчитаны при  $P_2 = 0,14$ . Кривые 1а и 2а рассчитаны при  $P_2 = 0$ , т. е. без учета  $6q$ -примесей, причем для удобства кривые 1а, 1б и 2а, 2б нормированы в точке  $q^2 = q_0^2$ . Видно, что эффект нарушения скейлинга без учета  $6q$ -примесей сильнее. Это означает, что если извлекать масштабный параметр из данных по структурным ядерным функциям в области  $x \simeq 1$ , то пренебрежение  $6q$ -состояниями даст заниженное значение  $\Lambda$ .

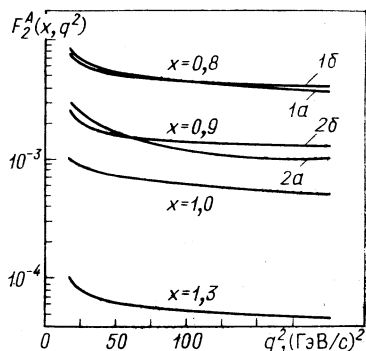


Рис. 21.  $q^2$ -Зависимость структурной функции ядра углерода

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вопрос о существовании многокварковой фазы в ядерном веществе является одним из наиболее актуальных вопросов современной ядерной физики и физики элементарных частиц. Мы рассматривали его в аспекте проявления многокварковых примесей в основных состояниях ядер и возможного существования «чистых» (резонансного типа) многокварковых состояний, например, дибарионов,

которые тоже лежат, по оценкам, при сравнительно небольших энергиях. (В принципе, возможна и такая ситуация, когда все ядерное вещество переходит в кварк-глюонную плазму. Для этого, конечно, нужны специальные условия: сильное сжатие ядер в ядерных столкновениях и закачка, таким образом, в ядерный объем большой энергии.) Основу теоретического рассмотрения очерченного нами круга задач должен составлять, по-видимому, релятивистский подход,<sup>1</sup> учитывающий связь адронных и многокварковых каналов, где существование и взаимодействие двух (или большего числа) фаз происходит в динамике. В обзоре мы формулируем нерелятивистский подход, учитывающий связь двух каналов — многокваркового и нуклон-нуклонного. Взаимодействие в последнем задается реалистическими нуклон-нуклонными силами, при этом область действия кора исключается: в ней картина парного  $NN$ -взаимодействия заменяется представлением о многокварковом взаимодействии. В рамках этого подхода можно рассчитать как вероятность многокварковой примеси в ядрах, так и ширины многокварковых резонансов в  $NN$ -рассеянии. Его достоинство состоит в том, что он не требует пересмотра основных положений традиционной ядерной физики. Действительно, многокварковые компоненты сконцентрированы в малых пространственных областях, и при низких энергиях их действие в нуклонном канале можно имитировать, вводя кор  $NN$ -сил. Поэтому выводы традиционных ядерных моделей, предполагающих наличие лишь нуклонных каналов при исследовании основных и возбужденных состояний ядер и ядерных реакций с небольшой [ $q^2 \ll 1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>] передаче импульса, остаются без изменений. При больших переданных импульсах [ $q^2 > 1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>] основной вклад дает область малых расстояний, т. е. область многокварковых состояний, при этом может оказаться весьма важным проявление их структурных особенностей. В частности, импульсные распределения кварков в таких системах оказываются весьма специфическими, зависят от числа кварков и переданного системе импульса. Предположение о наличии многокварковых систем в ядрах сейчас является необходимым для понимания лептон-ядерных процессов при больших передачах импульса в области, запрещенной кинематикой для соответствующих процессов на свободных нуклонах. В ряде случаев этот вклад является определяющим, что было показано на конкретных примерах учета МКС при расчетах электромагнитных форм-факторов, поляризационных характеристик и структурных функций ядер.

Интересной задачей дальнейшего теоретического исследования является построение релятивистской теории многокварковых систем и расчет на ее основе конкретных ядерных процессов.

Важной экспериментальной задачей в настоящее время представляется измерение структурной функции дейтрона в области  $1 < x < 2$  и в широком интервале  $q^2$ . Кроме того, измерение поляризационных характеристик дейтрона, например тензора поляриза-

ции, при больших  $q^2$  позволит значительно продвинуться на пути к пониманию физики многокварковых систем.

В заключение благодарим С. М. Доркина, В. Н. Достовалова, Л. П. Каптаря и Б. Л. Резника за большой вклад в те работы, которые использовались при подготовке обзора.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блохинцев Д. И.— ЖЭТФ, 1957, 33, с. 1295.
2. Ажгирей Л. С. и др.— ЖЭТФ, 1957, 33, с. 1185.
3. Балдин А. М.— Краткие сообщения по физике, 1971, т. 4, с. 35; ЭЧАЯ, 1977, т. 8, с. 429.
4. Буров В. В., Лукьянов В. К., Титов А. И.— В кн.: Труды международной конференции по избранному вопросу структуры ядра. Дубна, ОИЯИ, Д-9920, 1976, т. 2, с. 432; Лукьянов В. К., Титов А. И.— ЭЧАЯ, 1979, т. 10, с. 815.
5. Ефремов А. В.— ЯФ, 1976, т. 24, с. 1208; ЭЧАЯ, 1982, т. 13, с. 613.
6. Matveev V. A., Muradyan R. M., Tavkhelidze A. N.— Nuovo cimento Lett., 1973, v. 7, p. 719; Brodsky S., Farrar G.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 1153.
7. Буров В. В. и др.— ЯФ, 1978, т. 28, с. 321.
8. Matveev V. A., Sorba P. Nuovo cimento Lett., 1977, v. 20, p. 145; Matveev V. A.— In: CERN-JINR School of Physics, Hondo (Finland), 1981, Proc. Geneva, 1982, p. 306.
9. Aerts A. T., Mulders R. J., de Swart J. J.— Phys. Rev., 1978, v. D17, p. 260.
10. Макаров М. М.— УФН, 1982, т. 136, с. 185; Kamae T.— In: Proc. of the Ninth Intern. Conf. on High Energy Physics and Nucl. Structure. Versailles, France, 1981, p. 25.
11. Лексин Г. А.— В кн.: Труды XVIII Международной конференции по физике высоких энергий. Тбилиси, 1976, ОИЯИ, Д1,2-10400, Дубна, 1977, т. 1, с. А6-3.
12. Ставинский В. С.— ЭЧАЯ, 1979, т. 10, с. 949.
13. Baldin A. M. e.a. Preprint JINR, E1-82-472, Dubna, 1982.
14. Baldin A. M. Preprint JINR, E2-83-415, Dubna, 1983.
15. Schütz W.P. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 259.
16. Day D. e.a.— Ibid., 1979, v. 43, p. 1143; Rock S. e.a.— Phys. Rev., 1982, v. C26, p. 1592.
17. Савин И. А.— В кн.: Труды Межд. семинара по проблемам физики высоких энергий, Д1,2-81-728, Дубна, 1981, с. 223.
18. Baldin A. M. Preprint JINR, E1-80-545, Dubna, 1981.
19. Aubert J. J.— Phys. Lett., 1983, v. 123B, p. 275.
20. Arnold R. G. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 776 and references therein; Arnold R. G. e.a. Contributed paper at the Ninth Intern. Conf. on High Energy Physics and Nucl. Structure, Versailles, France, 1981, p. 94.
21. Mc. Carthy J. S., Sick I., Whitney R. R.— Phys. Rev., 1977, v. C15, p. 1396; Bernheim M. e.a.— Nuovo cimento Lett., 1972, v. 5, p. 431; Arnold R. G. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 1429.
22. Ableev V. G. e.a.— Nucl. Phys., 1983, v. A393, p. 491.
23. Simonov Yu. A.— Phys. Lett., 1981, v. 107B, p. 1.
24. Лукьянов В. К., Резник Б. Л., Титов А. И. ОИЯИ, P2-12754, Дубна, 1979.
25. Dorkin S. M., Lukyanov V. K., Titov A. I. Preprint JINR, E2-80-43, Dubna, 1980.
26. Доркин С. М., Лукьянов В. К., Титов А. И. ОИЯИ, P2-82-913, Дубна, 1982.
27. Базь А. И., Жуков М. В.— ЯФ, 1972, т. 16, с. 60; с. 958.
28. Базь А. И.— В кн.: Труды Межд. школы по структуре ядра. ОИЯИ, Д2-6465, Дубна, 1972, с. 7.

29. Lukanov V. K., Titov A. I.— In: *Few Body Systems and Nuclear Forces*/Ed. H. Zingl e.a., Berlin, Springer-Verlag, 1978, p. 397.
30. Бабуцдзе Т. Д., Копалейшвили Т. И., Мочабели И. З., Чачхунашвили М. Ш.— ЯФ, 1981, т. 33, с. 1406.
31. Smirnov Yu. F., Tchevilsky Yu. M.— *J. Phys. G: Nucl. Phys.*, 1978, v. 4, p. L 1.
32. Dubovik V. M., Obukhovskiy I. T.— *Z. Phys. A: Atoms and Nuclei*, 1981, v. 299, p. 341.
33. Vento V., Rho M., Muman E. M. a.e.— *Nucl. Phys.*, 1980, v. A345, p. 413.
34. Мусаханов М. М.— ЯФ, 1981, т. 33, с. 810.
35. Liberman D. A.— *Phys. Rev.*, 1977, v. D16, p. 1542.
36. Orear J.— *Ibid.*, 1978, v. D18, p. 2484.
37. Licht A. L., Pagnamenta A.— *Ibid.*, 1970, v. D2, p. 1150.
38. Reid R. V.— *Ann. Phys. (N.Y.)*, 1968, v. 50, p. 411.
39. Lomon E., Feshbach H.— *Ibid.*, v. 48, p. 94.
40. Burov V. V., Dorkin S. M., Lukanov V. K., Titov A. I.— *Z. Phys. A: Atoms and Nuclei*, 1982, v. 306, p. 1491.
41. Обуховский И. Т. и др.— ЯФ, 1980, т. 31, с. 516.
42. Доркин С. М., Резник Б. Л., Титов А. И.— ЯФ, 1982, т. 36, с. 1244: ОИЯИ, P4-81-791, Дубна, 1981.
43. Neudatchin V. G., Smirnov Yu. F., Tamagaki R.— *Progr. Theoret. Phys.*, 1977, v. 58, p. 1.
44. Смирнов Ю. Ф., Обуховский И. Т., Неудачин В. Г.— ЯФ, 1978, т. 27, с. 860.
45. Jaffe R. L., Shultz M. P. Preprint CALT-68-775, 1980.
46. Ефимов В. Н. ОИЯИ, P4-82-202, Дубна, 1972.
47. Markov M. A.— *J. Phys. USSR*, 1940, v. 3, p. 452; Yukawa H.— *Phys. Rev.*, 1950, v. 77, p. 219; Feynman R. P., Kislinger M., Ravndal F.— *Phys. Rev.*, 1971, v. D3, p. 2706.
48. Kizukuri Y. e.a. *Progr. Theoret. Phys.*, 1980, v. 64, p. 1478; Kizukuri Y., Namuki M., Okano K.— *Ibid.*, 1979, v. 61, p. 559.
49. Кобушкин А. П.— ЯФ, 1978, т. 28, с. 495; Кобушкин А. П., Шелест В. П.— ЭЧАЯ, 1983, т. 14, с. 1146.
50. Обуховский И. Т., Ткаля Е. В.— ЯФ, 1982, т. 35, с. 288.
51. Буров В. В. и др. ОИЯИ, P2-83-439, Дубна, 1983; Burov V. V. e.a.— *Z. Phys. A: Atoms and Nuclei*, 1984, v. 315, p. 205.
52. Буров В. В., Лукьянов В. К., Титов А. И. ОИЯИ, P2-83-749, Дубна, 1983.
53. Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф. *Нуклонные ассоциации в легких ядрах*. М.: Наука, 1969.
54. Lacombe M. e.a.— *Phys. Rev.*, 1980, v. C21, p. 861.
55. Arnold R. G., Carlson C. E., Gross F.— *Phys. Rev.*, 1981, v. C23, p. 363; Haftel M. I., Mathelitsch L., Zingl H. F. K.— *Ibid.*, v. C22, 1980, p. 1285.
56. Arnold R. G., Carlson C. E., Gross F.— *Phys. Rev.*, 1980, v. C21, p. 1426.
57. Буров В. В., Лукьянов В. К., Титов А. И.— *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, 1978, т. 42, с. 38.
58. Pirner H. J., Vary J. P.— *Phys. Rev. Lett.*, 1981, v. 46, p. 1376.
59. Gross F.— *Nucl. Phys.*, 1981, v. A358, p. 215.
60. Song H. S., Ridener F. L., Jr., Good R. H., Jr.— *Phys. Rev.*, 1982, v. D25, p. 61.
61. Gourdin M., Piketty C. A.— *Nuovo cimento*, 1964, v. 32, p. 1137.
62. Levinger J. S.— *Acta Phys. Acad. Sci. Hung.*, 1973, v. 33, p. 135.
63. Brady T., Tomusiak E., Levinger J. S.— *Canad. J. Phys.*, 1974, v. 52, p. 1322.
64. Moravcsik M. J., Ghosh J.— *Phys. Rev. Lett.*, 1974, v. 32, p. 321.
65. Bhalerao R. S.— *Nucl. Phys.*, 1982, v. A389, p. 557.
66. Mitryushkin V. K., Rashidov P. K., Trubnikov S. V. Preprint JINR E2-82-156, Dubna, 1982.
67. Bhalerao R. S., Gurvitz S. A.— *Phys. Rev. Lett.*, 1981, v. 47, p. 1815.

68. Burov V. V., Lukyanov V. K., Titov A. I.— Phys. Lett., 1977, v. 67B, p. 46.
69. Brodsky S., Chertok B.— Phys. Rev., 1976, v. D14, p. 3003.
70. Fujimura K., Kobayashi T., Namiki M.— Progr. Theoret. Phys., 1970, v. 44, p. 193.
71. Brandenburg R. A., Kim Y. E., Tubis A.— Phys. Rev., 1975, v. C12, p. 1368; Dieperink A. E. L. e.a.— Phys. Lett., 1976, v. 65B, p. 261; Tjon J. A.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 1239.
72. Khanna F. C.— Nucl. Phys., 1971, v. A165, p. 475.
73. Chertok B.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 1155.
74. Namiki M., Okano K., Oshimo N.— Phys. Rev., 1982, v. C25, p. 2157.
75. Brodsky S. J., Chertok B. T.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 269.
76. Arnold R. G., Carlson C. E., Gross F.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 1516.
77. Голоскоков С. В. и др. Препринт ОИЯИ, P2-10142, Дубна, 1976.
78. Povh B.— Nucl. Phys., 1981, v. A358, p. 111.
79. Grach I. L., Kondratyuk L. A. Preprint ИТР, 1983, № 59, Moscow.
80. Boundarchenko E. A., Efremov A. V. JINR, E2-82-927, Dubna, 1982.
81. Titov A. I. Preprint JINR, E2-83-72, Dubna, 1983.
82. Bodek A. e.a. SLAC-PUB-3041, 1983.
83. Aubert J. J. e.a.— Phys. Lett., 1983, v. 123B, p. 123.
84. Titov A. I. JINR, E2-83-460, Dubna, 1983.
85. Lukyanov V. K., Titov A. I.— In: Proc. Intern. Conf. on Extreme states in Nuclear Systems. V. 2. Dresden, 1980, p. 60; Гриднев К. А. и др.— Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат., 1979, т. 2, с. 74.
86. Frankfurt L. L., Strikman M. I.— Phys. Reports, 1981, v. 76, p. 215.
87. Мигдал А. Б. Фермионы и бозоны в сильных полях. М.: Наука, 1978.
88. Бунатян Г. Г.— ЯФ, 1980, т. 31, с. 1186.
89. Бунатян Г. Г., Мишустин И. Н.— ЯФ, 1982, т. 36, с. 1121.
90. Llewellyn-Smith.— Phys. Lett., 1983, v. 128B, p. 107.
91. Ericson M., Thomas A. N. CERN/TH-3553, 1983.
92. Липатов Л. Н.— ЯФ, 1974, т. 20, с. 181.
93. Altarelli G., Parisi G.— Nucl. Phys., 1977, v. B126, p. 298.
94. Altarelli G.— Phys. Rep., 1982, v. 81, p. 1.
95. Gross D. J.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 1071.