

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

K206

P2-87-825

**Л.П.Каптарь, В.К.Лукьянов, Б.Л.Резник*,
А.И.Титов, А.Ю.Умников**

**О РАЗМОРАЖИВАНИИ ЦВЕТА
ВО ФЛУКТОНАХ**

* Дальневосточный государственный университет,
Владивосток

1. ВВЕДЕНИЕ

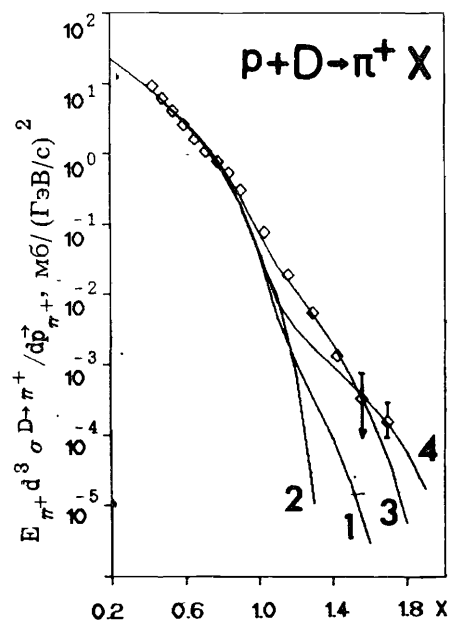
Вопрос о многокварковых взаимодействиях был поставлен уже давно^{/1/}. Позднее стали формироваться представления о существовании в ядрах многокварковых систем, прообразом которых можно назвать флуктуации ядерной плотности Д.И.Блохинцева^{/2/}. Поэтому, следуя традиции этих работ^{/3-5/}, мы называем здесь многокварковые системы "флуктонами". Флуктоны — это нестабильные объекты, которые проявляются в реакциях с малым временем взаимодействия. Это кумулятивные адрон-ядерные процессы с большими значениями масштабной переменной $x \gg 1$, а также упругое и глубоконеупругое рассеяние лептонов ядрами с большими переданными импульсами: $Q^2 \gg \gg 1 \text{ ГэВ}^2/c^2$ и $x \gg 1/6/$. В кинематической области, $x < 1$, $Q^2 < < 1 \text{ ГэВ}^2/c^2$, в таких процессах основную роль играет нуклонная компонента ядра. С ростом Q^2 и x становится заметной роль флуктонов, и в пределе $Q^2 \gg 1 \text{ ГэВ}^2/c^2$, $x \gg 1$ их вклад оказывается доминирующим. Однако практическое исследование флуктонов затруднено по ряду причин. Дело в том, что в лептон-ядерных процессах основной экспериментальный материал имеется в области $Q^2 = 1,5 \div 8 \text{ ГэВ}^2/c^2$, $x \approx 1,3 \div 1,4^{/7-9/}$, где вклады флуктонной и нуклонной компонент оказываются сравнимыми. Поэтому для изучения структуры и динамических свойств флуктонов необходим тщательный учет ядерных эффектов, в первую очередь — релятивистского ферми-движения самих нуклонов. В кумулятивных адрон-ядерных реакциях этой трудности нет. Здесь достигнута область $x \geq 3$, где уже видны флуктоны из 4 нуклонов (12 кварков)^{/10, 11/} и вкладом релятивистского ферми-движения нуклонов можно пренебречь^{/6, 12/}. Однако в этом случае весьма сложной проблемой является учет взаимодействия вторичных частиц в конечном состоянии. Без этого учета возникают принципиальные трудности в интерпретации нетривиальной зависимости сечений от атомного номера ядра-мишени^{/6, 12/} и объяснении относительного выхода разного типа кумулятивных частиц^{/13, 14/}. В целом некорректности учета "ядерного фона" приводят к ошибкам как в выводах о поведении структурных функций ядер и нуклонов, так и в значениях вероятности флуктонных конфигураций в ядрах, а получаемые в ряде работ сильно заниженные или завышенные вероятности вызывают естественные вопросы по поводу правомерности введения самих флуктонов как многокварковых систем. И все же из совокупности анализа имеющихся данных уже сейчас можно делать заключения не только о массе или числе нуклонов во флуктоне, но и о его внутренней структуре.

Здесь наиболее интересный вопрос состоит в том, насколько разморожены цветовые степени свободы во флуктоне: либо они состоят из k сильно скоррелированных бесцветных квазичастиц — нуклонов и цвет таким образом полностью заморожен в самих нуклонах, либо флуктон полностью разморожен и представляет собой "кварковую кашу", либо имеет место промежуточный случай, когда цвет во флуктоне разморожен частично.

Ниже в разделе 2 мы обсудим вопросы корректного выделения вклада флуктонов в глубоконеупругих и кумулятивных процессах, в разделе 3 будет проанализирована возможность определения цветовой структуры флуктонов.

2. ВЫДЕЛЕНИЕ ФЛУКТОННЫХ КОМПОНЕНТ

В качестве примера проанализируем роль флуктонной 6-кварковой компоненты в реакции кумулятивного пинообразования в протон-дейтронных столкновениях $pD \rightarrow \pi^+(180^\circ) + X$. Эта реакция подробно изучалась теоретически в работе ^{12/} и экспериментально в работе ^{10/}. При расчете NN-канала учитывалось релятивистское ферми-движение нуклонов дейтрона в реалистическом потенциале ^{15/}. Масштабная переменная x учитывает массовые поправки ^{10, 12/}. Видно, что нуклонная компонента (рис.1, кривая 1) позволяет объяснить эксперимент в области $x \leq 0,8$, а далее начинается расхождение, которое при $x = 1,5 \div 1,6$ достигает порядка величины. Использование примитивного импульсного распределения, которое не учитывает отталкивания



на малых расстояниях в NN-взаимодействии, вообще не дает каких-либо оснований сравнивать теорию с экспериментом даже в области $x \leq 0,8$. На рис.1, кривая 2, приведен соответствующий расчет, где относительное движение нукло-

Рис.1. Кумулятивная $pD \rightarrow \pi^+(180^\circ) + \dots$ реакция. Кривые 1, 2 — учет вклада ферми-движения нуклонов, 1 — релятивистское ферми-движение в "парижском" потенциале, 2 — гауссовское; 3, 4 — учет 6-кварковых компонент, 3 — $P_D = 0,05$, $\delta^f = 0,58$, 4 — $P_D = 0,001$, $\delta^f = 0,1$; \diamond — экспериментальные данные ^{10/}.

нов выбрано в виде нерелятивистской гауссовской волновой функции, воспроизводящей среднеквадратичный радиус дейтрона. Эффект релятивизации в этом случае пренебрежимо мал ^{4/}.

В области $x \geq 1$ согласие с экспериментом достигается только при включении дополнительно 6-кваркового флуктона в дейтроне. Соответствующая добавка рассчитывается как инвариантное сечение образования π -мезонов на флуктоне. В данной реакции это процесс фрагментации флуктона, сечение которого просто связано с распределением валентных кварков флуктона ^{12, 16, 17/}:

$$E_{\pi^+} \frac{d^3 \sigma_{\ell \rightarrow \pi^+}}{dp_{\pi^+}^3} \equiv \rho_{\ell \rightarrow \pi^+} = C(x) q_{v/\ell}(x), \quad (1)$$

где $C(x)$ — плавная функция x :

$$C(x) = \rho^{N \rightarrow \pi^+} / q_{v/N}(x) = \text{const} \text{ при } x \geq 0,3, \quad (2)$$

$\rho^{N \rightarrow \pi^+}$ — инвариантное сечение пинообразования на изоскалярном нуклоне, а $q_{v/N}(x)$ — распределение кварка в нуклоне. Таким образом, полное сечение $\rho^{D \rightarrow \pi^+}$ есть сумма вкладов нуклонной компоненты $\tilde{\rho}^{D \rightarrow \pi^+}$, рассчитанной с учетом ферми-движения, и флуктонной компоненты, существующей в дейтроне с вероятностью P_D :

$$\rho^{D \rightarrow \pi^+} \equiv \frac{1}{2} E_{\pi^+} + \frac{d^3 \sigma_{D \rightarrow \pi^+}}{dp_{\pi^+}^3} = (1 - P_D) \tilde{\rho}^{N \rightarrow \pi^+} + \frac{1}{2} P_D \rho_{\ell \rightarrow \pi^+}. \quad (3)$$

Распределение кварков во флуктоне было взято в виде

$$q_{v/\ell}(x) = A_v^k (1-x)^{\gamma_k} / \sqrt{x}; \quad \gamma_k = 3 + 6 \delta^f (k-1); \quad (4)$$

$$A_v^k = 3k \Gamma(\gamma_k + 3/2) / [\Gamma(1/2) \Gamma(\gamma_k + 1)],$$

где k — барионное число флуктона. Таким образом, вклад флуктонов в полное сечение зависит от двух величин: параметра δ^f и вероятности P_D . Результаты их подгонки под эксперимент показаны на рис.1, кривая 3. Лучшее согласие получается при $\delta^f = 0,58$, $P_D = 0,05$. При этом результат оказывается довольно устойчивым. Действительно, если анализировать только область больших x ($x = 1,6 \div 1,8$), то согласие с экспериментом можно получить и при другом наборе параметров — при меньшей вероятности P_D ($P_D \leq 0,01$) и одновременно более мягком распределении $q_{v/\ell}(x)$ за счет уменьшения δ^f ($\delta^f < 0,2$).

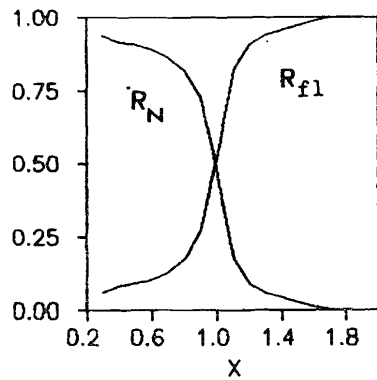


Рис.2. Относительный вклад нуклонной и 6-кварковой компонент в сечение реакции.

Однако в этом случае суммарная кривая будет иметь глубокий провал в области $x \approx 1$, что противоречит эксперименту (кривая 4 на рис.1).

Рис.2 иллюстрирует относительный вклад нуклонной и флуиктонной компонент:

$$R_N = \frac{\rho^{N \rightarrow \pi^+}}{\rho^{D \rightarrow \pi^+}}; \quad R_{f1} = 1 - R_N. \quad (5)$$

Видно, что в области $0,8 \leq x \leq 1,2$ они сравнимы. Высокая точность измерений в этой области позволяет извлекать информацию о флуиктонной компоненте при условии правильного расчета ферми-движения нуклонов. Пренебрежение им или использование грубых моделей типа ферми-ступеньки или гауссовского распределения приводит к необходимости сильно завышать примесь флуиктонной компоненты P_D — до десяти и более процентов, что, видимо, маловероятно. Итак, оказывается, что вероятность 6-кварковой примеси в дейтроне составляет 3-6%, а этому значению соответствует вполне определенная форма импульсного распределения кварков во флуиктоне. Близкая величина $P_D \approx 3,5\%$ получается также из анализа формфактора дейтрона при больших Q^2 с учетом вклада нуклонных, мезонных и 6-кварковых степеней свободы^{/18/}.

Теоретический анализ кумулятивных реакций на сложных ядрах $3 \leq A \leq 208$ показал, что вероятности высших многокварковых компонент очень малы по сравнению с 6-кварковой^{/4-6/} и поэтому практически не дают вклада в общую нормировку.

Неточности в учете ферми-движения из-за использования простых ядерных моделей не проявляют себя при $x > 2$, поэтому непосредственно не влияют на определение вклада флуиктонов с тремя и более нуклонами. Однако подгонка теории в "переходной" области $x = 1 \pm 1,3$ связана с выбором P_A и весьма чувствительна к точности учета ядерных эффектов. Так, расчет инвариантных сечений с учетом релятивистских эффектов и короткодействующих нуклонных корреляций^{/12/} показал, что значения P_A , характерные для первых оценочных флуиктонных моделей^{/4, 18, 19/}, были завышены в полтора-два раза. Однако и этот более точный расчет^{/12/} привел к несколько завышенным по сравнению с дейтроном вероятностям 6-кварковых примесей в тяжелых ядрах: они составляют величину порядка 10%. Причина такого завыше-

ния в том, что в тяжелых ядрах важно учитывать также многократное перерассеяние вторичных кумулятивных частиц, что влияет не только на значение P_A , но и на полученную в эксперименте форму импульсного распределения кварков во флуиктоне и, что сейчас наиболее интересно, на интерпретацию наблюдаемых отклонений зависимости сечений от атомного веса ядра-мишени от линейной.

3. О ЦВЕТОВОЙ СТРУКТУРЕ ФЛУИКТОНА

Для определенности рассмотрим 6-кварковый флуиктон в дейтроне. Распределение кварков в нуклонной компоненте дейтрона обычно задается в виде свертки^{/5, 12, 21/}:

$$\bar{q}_N(x) = \int_0^1 q_N(x/2y) N(y) \frac{dy}{2y}, \quad (6)$$

где $q_N(z)$ — распределение кварков в свободных нуклонах, $N(y)$ — импульсное распределение нуклонов в дейтроне^{/12, 21/}:

$$N(y) = \int W_D(y, \vec{k}_\perp) d\vec{k}_\perp; \quad \int_0^1 N(y) dy = 1; \quad (7)$$

$$W(y, \vec{k}_\perp) = q_0 \frac{|\Psi^D(\vec{q})|^2}{2y(1-y)}. \quad (8)$$

Переменные q_0 и \vec{q} определены следующим образом:

$$q_0^2 = \vec{q}^2 + M_N^2; \quad q_0^2 = (M_N^2 + \vec{k}_\perp^2) / 4y(1-y); \quad \vec{q}^2 = q_\parallel^2 + \vec{k}_\perp^2, \quad (9)$$

Ψ^D — реалистическая волновая функция дейтрона. В (6) опущены не существенные в кумулятивной области $x > 1$ множители, учитывающие немассовые эффекты^{/22/}. Свертка (6) предполагает, что цвет в дейтроне заморожен в бесцветных нейтронных и протонных кластерах, то есть его цветовая структура имеет вид

$$\Psi_c^D = \begin{bmatrix} n \\ 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} p \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (10)$$

Как было показано выше, учет лишь нуклонных компонент не описывает эксперимента. Можно, конечно, поступить чисто формально, подгоняя под эксперимент функцию импульсного распределения нуклонов в дейтроне в виде

$$N(y) \rightarrow N(y) + \delta N(y), \quad (11)$$

где $\delta N(y)$ рассматривать как некую специфическую добавку, "исправляющую" высокоимпульсную компоненту нуклонного распределения.

Рассмотрим, как будет выглядеть добавка δN , если вместе с нуклонами ввести еще и флюктоны как бк-объекты.

В работах /5, 17, 20/ кварковые распределения для флюктонов опять строятся на основе свертки:

$$q_{f\ell}(x) = q(x) \otimes N_2 = \int_0^2 q(x/t) N_2(t) \frac{dt}{t}, \quad (12)$$

здесь $N_2(t)$ и есть специфическое дополнительное импульсное распределение нуклонов, которые проявляют себя как бесцветные 3q-кластеры внутри флюктона. Это распределение задается как

$$N_2(t) = A_2 t^\beta (1-t)^\gamma; \quad \int_0^2 N_2(t) dt = 2; \quad (13)$$

$$\beta = [\Delta(6 - W) - 2]/(2 - \Delta); \quad \gamma = 4 - W; \quad \Delta = 0,39; \quad W = 3.$$

По существу, это означает, что вводимый в рассмотрение б-кварковый флюктон имеет ту же цветовую структуру, что и нейтрон-протонный дейтрон: $\Psi_c^{f\ell} = \Psi_c$. Добавляя его с весом P_D к обычной нуклонной компоненте дейтрона, мы получаем просто модификацию импульсного распределения (11) в рамках идеи свертки:

$$\delta N(y) = \frac{1}{2} P_D N_2(2y). \quad (14)$$

При этом естественно возникает вопрос, почему в реалистическом NN-взаимодействии такая компонента отсутствует с самого начала или не проявляет себя при описании всех многочисленных данных при энергиях до 1 ГэВ.

Поэтому нам представляется, что выход нужно искать в другом направлении, а именно делать предположения, не сводящиеся к свертке (6). Здесь в отличие от предыдущего случая флюктона с цветом, замороженным в бесцветных 3q-кластерах, можно рассмотреть другой предельный случай полностью размороженного флюктона из 6 кварков с цветовой структурой

$$\Psi_c^{f\ell} = \begin{matrix} \square & \square \\ \square & \square \end{matrix}. \quad (15)$$

Для определения $q_{f\ell}$ можно использовать развитые для адронов статистические /23/ или кварк-партоновые модели /24-28/, обобщая их на случаях 3k-кварков (k — барионное число). Тогда импульсное распределение одного кварка-партона будет определяться интегрированием по фазовому объему всех остальных партонов с учетом закона сохранения полного импульса. Ответ имеет типичный вид:

$$q_{f\ell} \equiv q_{f\ell}(k, x) = A_k(x) (1-x)^{\gamma_k}, \quad (16)$$

где A_k — плавная функция x , а показатель γ_k определяет поведение $q_{f\ell}(x)$ при больших x и связан с параметром плотности распределения морских кварков и глюонов — a :

$$\gamma_k = a + 3/2(k-1). \quad (17)$$

При $a = 3/2$ (3k-1) получаем формулу кваркового счета /26/ для полностью размороженного 3k-кваркового флюктона:

$$\gamma_k = 6k - 3. \quad (18)$$

Однако расчет кумулятивных, глубоконеупругих лептон- и адрон-ядерных процессов в случае размороженных кварков флюктона (18) существенно расходится с экспериментом из-за быстрого убывания $q_{f\ell}^{1/4}$.

Чтобы "смягчить" $q_{f\ell}(x)$, необходимо уменьшить показатель γ_k в (16). Наиболее простой способ — это предположить, что плотность морских частиц a остается линейной по k , но модифицируется /12/:

$$a = \mu(3k - \nu). \quad (19)$$

Задавая $\mu = 2\delta^f - 1/2$; $\nu = 3(2\delta^f - 3/2)/(2\delta^f - 1/2)$, находим, что при $\delta^f = 1$ формула (19) переходит в (18), а при $\delta^f < 1$ дает для $q_{f\ell}(x)$ режим "предасимптотики" — то, чего требует интерпретация экспериментов в соответствии с формулой (4) /12, 29/:

$$\gamma_k = 3 + 6\delta^f(k-1). \quad (20)$$

Тогда, действуя в согласии с правилами кваркового счета, получим эффективное число партонов во флюконе:

$$n_{eff}(\delta^f) = (\gamma_k + 3)/2 = 3(1 + \delta^k(k-1)) \leq 3k. \quad (21)$$

Из эксперимента мы имеем $\delta^f = 0,58^{12,30/}$, то есть для флюктона в дейтроне ($k = 2$) получаем $n_{eff} = 4,74 < 6$. Этот результат можно интерпретировать как неполное размораживание цветových степеней свободы из-за кластеризации кварков флюктона в цветные дикварки. Кластеризация кварков в дикварки имеет место и в нуклонах, что позволяет представить волновую функцию нуклона в виде суперпозиции:

$$\Psi_N = \beta_1 \Psi(q^3) + \beta_2 \Psi(q[q^2]), \quad (22)$$

где $|\beta_2|^2$ есть вероятность дикварковой конфигурации в нуклоне. Анализ экспериментальных данных по глубоконеупругому лептон-ну-

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, флюкционная модель вначале была предложена для объяснения качественных закономерностей кумулятивных реакций, при этом сильно упрощалась ядерная часть задачи. Дальнейшее ее развитие позволило распространить модель на лептон-ядерные взаимодействия, в частности дать интерпретацию ЕМС-эффекта, объяснить поведение ядерных формфакторов при больших Q^2 и начать прямое теоретическое исследование флюктонов как многобарионных резонансов^{/35-38/}.

Многокварковые системы в основных состояниях ядер проявляют себя как виртуальные объекты. Сами они формируются как короткоживущие резонансы с характерной энергией возбуждения порядка "щели" $\Delta E = M_{f\ell} - 2M_N \approx 0,3$ ГэВ и выше ($M_{f\ell}$ — масса 6q-флюктона). Тогда, естественно, время его жизни $\tau_{f\ell}$ связано, в основном, с распадом в нуклонный канал и определяется как $\tau_{f\ell} \approx \hbar/\Delta E \approx 10^{-24}$ с. Это время весьма мало в масштабе времен, характерных для нерелятивистских ядерных столкновений. Однако его вполне достаточно, чтобы во флюкционе успели сформироваться равновесные кварковые распределения, определяющие поведение соответствующих структурных функций. Действительно, время формирования структурной функции τ_s , как и для нуклонов, по порядку величины сравнимо с временем взаимодействия между "валентными" кварками — $\tau_s \sim \tau_{int} \sim r/c$, где r — характерный размер области взаимодействия. Величина r связана с характерным импульсом глюонов: $r \approx \hbar c/Q$. Определяя r из условия $Q \sim \hbar c/r \sim a(-1/r^2)/r$, где a — бегущая константа кварк-глюонного взаимодействия, находим, что $\tau_{int} \sim 1/Q_0$, $Q_0 \approx 3$ ГэВ при $\Lambda = 100$ МэВ, где Λ — размерный параметр КХД, то есть $\tau_s \sim \tau_{int} \sim 10^{-25}$ с. Отсюда ясно, что поскольку $\tau_{f\ell} > \tau_s$, то флюкцион оказывается вполне стационарным объектом для релятивистских глюбоконеупругих процессов.

В модели флюктонов остается пока ряд открытых вопросов, связанных как с механизмом реакций, так и с их структурой. Так, известна необъясненная пока проблема разницы в отношениях инвариантных сечений реакций выхода π^+ - и K^+ -мезонов в pp-столкновениях, где $R_{pp} = d\sigma_{\pi^+}/d\sigma_{K^+} \approx 5-10$ при $x \approx 0,1-0,8$, и в ядерных столкновениях в кумулятивной области $x > 1$, где $R_{pA} \approx 1$. Полностью объяснить этот эффект пока не удается, однако здесь в первую очередь необходимо учесть взаимодействие вторичных частиц с ядром. Эту идею косвенно подтверждает расчет и последующий эксперимент для такой реакции на дейтроне, где, очевидно, взаимодействие в конечном состоянии должно быть мало. Оказалось, что отношения соответствующих выходов из дейтрона действительно близки к "нуклонным", то есть $R_{pD} \approx R_{pp}/13,14$.

Другой вопрос — это поиск проявления скрытого цвета во флюктонах как многокварковых системах. Развитие теории здесь идет в двух

клонному рассеянию^{/27/} и процессам с большими p_{\perp} в жестких нуклонных соударениях^{/28/} показывает, что согласие с экспериментом можно получить, используя кварковые распределения в нуклонах

$q_N(x \approx 1) \approx (1-x)^{2n_{eff}-3}$ с $n_{eff} < 3$, при этом вклад дикварковой конфигурации значителен: $|\beta_2|^2 \approx 0,7$ ^{/28/}.

Предположим, что два нуклона переходят во флюкционное 6-кварковое состояние так, что два кварка из разных нуклонов начинают взаимодействовать, как если бы они принадлежали одному адрону. Тогда, учитывая (22), приходим к выводу, что в волновую функцию флюктона могут давать вклад комбинации из k дикварков, где k принимает значения 0, 1, 2, 3:

$$\Psi_{f\ell} = \sum_{k=0}^3 \beta_k^{f\ell} \Psi_{f\ell}^{(k)}(q^{6-2k}, k[q^2]). \quad (23)$$

Простой комбинаторный подсчет показывает, что здесь наиболее вероятны компоненты с $k = 1, 2$. Среднее число конститuentов в этих состояниях 5,33 и 4,66 соответственно, что качественно согласуется с оценкой $n_{eff} = 4,74$, полученной выше. А поскольку нуклоны во флюкцион входят симметрично, то каждую из компонент (23) можно записать в виде разложения по неприводимым представлениям цветной группы следующим образом:

$$\Psi_C^{f\ell} = \sum_c \alpha_c \Psi_c^{(1)}(3q) \Psi_c^{(2)}(3q), \quad (24)$$

где c — цветовые индексы, обозначающие синглетное ($c=0$) или октетное ($c=8$) состояния 3q-кластера.

Проблема соотношения октетного и синглетного вкладов в (24) остается пока открытой. Так, для размороженного 6-кваркового мешка цветовая статистика даёт весьма большую вероятность октетных состояний ("скрытый цвет")^{/31/}:

$$\eta_8 = \alpha_8^2 / (\alpha_0^2 + \alpha_8^2) = 0,8. \quad (25)$$

В моделях флюктонов как цветных барионных струн^{/32-34/} имеем $\eta_8 = 1$,

а в пределе полностью замороженных кварковых кластеров-нуклонов

$$\eta_8 = 0. \quad (27)$$

Последний случай наименее интересен, поскольку оперирует флюкционом из бесцветных нуклонов, что, как мы видели, ограничивает задачу в основном параметризацией импульсного распределения нуклонов в дейтроне. В то же самое время проявление октетных цветокомпонент флюктона открывает принципиально новые пути поиска в ядерной физике^{/31/}

направлениях. Основу первого составляют полуфеноменологические модели связи нуклонного и многокваркового каналов /35, 36, 39/, в принципе позволяющие связать амплитуды 6-кварковых примесей с данными нуклон-нуклонного рассеяния. К сожалению, эти модели построены на базе нерелятивистских подходов. Этот недостаток отсутствует в работах, где для изучения многокварковых систем используются правила сумм КХД, что позволяет рассчитать спектры масс и формфакторы ядер. Технически задача довольно сложна, и здесь пока сделан лишь первый шаг — рассчитана масса основного состояния "шестикваркового дейтрона" $M_{6q} = 2,2 \text{ ГэВ}/c^2 /40/$.

В конце хотелось бы еще раз подчеркнуть, что проблема скрытого цвета остается принципиально новой задачей ядерной физики, которая ждет своего решения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. — Краткие сообщения по физике, ФИАН СССР, 1971, 1, с.35.
2. Блохинцев Д.И. — ЖЭТФ, 1957, 33, с.1295.
3. Блохинцев Д.И. и др. — В кн.: Труды Межд.семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-12036, Дубна, 1978, с.288.
4. Лукьянов В.К., Титов А.И. — ЭЧАЯ, 1979, 10, с.815.
5. Ефремов А.В. — ЭЧАЯ, 1982, 13, с.613.
6. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. — ЭЧАЯ, 1984, 15, с.1248.
7. Arnold R.G. et al. — In: Contribution Paper at the 9 Int.Conf. on High Energy Phys. and Nucl. Structure, Versailles, France, 1981, p.94.
8. Cavedon J.M. et al. — Phys. Rev. Lett., 1982, 49, p.986;
Dunn P.C. et al. — Phys.Rev., 1983, C27, p.71.
9. Савин И.А. — В кн.: Труды Межд. семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-81-728, Дубна, 1981, с.223.
10. Baldin A.M. et al. JINR, E2-82-472, Dubna, 1982.
11. Гаврилов В.Б., Лексин Г.А. — В кн.: Труды X Школы ИТЭФ. М.: Энергоатомиздат, 1983, вып.1, с.46.
12. Каптарь Л.П., Резник Б.Л., Титов А.И. — ЯФ, 1985, 42, с.777.
13. Бондарев В.К. и др. — В кн.: Труды Межд. семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-86-668, Дубна, 1987, т.1, с.243.
14. Бажанский И.И., Каптарь Л.П., Титов А.И. — ЯФ, 1987, 45, с.910;
Бажанский И.И. и др. — В кн.: Труды Межд. семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-86-668, Дубна, 1987, т.1, с.318.
15. Lacombe M. et al. — Phys. Rev., 1980, C21, p.861.
16. Baldin A.M. JINR, E1-80-545, Dubna, 1980;
Baldin A.M. — In: Proc. in Particle and Nucl. Phys. (Ed. by D.Wilkinson). Pergamon Press, 1980, v.4, p.95.
17. Ефремов А.В., Ким В.Т., Лыкасов Г.И. — ЯФ, 1986, 44, с.241.
18. Буров В.В., Лукьянов В.К., Достовалов В.Н. — В кн.: Труды Межд. семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-86-668, Дубна, 1987, т.1, с.352.

19. Vary J.P. — In: Proc. Int. Seminar on High Energy Phys. Problems. JINR, D1,2-84-599, Dubna, 1984.
20. Efremov A.V., Bondarchenko E.A. JINR, E2-84-124, Dubna, 1984.
21. Frankfurt L.L., Strikman M.I. — Phys. Rep., 1981, 76, p.215.
22. Акулиничев С.В., Ваградов Г.М., Кулагин С.А. — Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, с.105.
23. Кондратюк Л.А., Шматиков М.Ж. — ЯФ, 1985, 41, с.222.
24. Kuti J., Wesskopf V. — Phys. Rev., 1971, D4, p.3418.
25. Isaev P.S., Kovalenko S.G. — Hadronic Journal, 1980, 3, p.919;
Date S. — Prog.Theor. Phys., 1983, 70, p.1682.
26. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkheldidze A.N. — Lett. Nuovo Cim., 1973, X, p.718.
27. Ekelin S., Fredrikson S. — Phys. Lett., 1985, 162B, p.373;
Fredrikson S. — In: Proc. Int. Seminar on High Energy Phys. Problems. JINR, D1,2-86-668, Dubna, 1987, p.134.
28. Efremov A.V., Kim V.T. JINR, E2-87-74, Dubna, 1987;
Kim V.T. JINR, E2-87-75, Dubna, 1987.
29. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. — Изв.АН СССР. Сер.физ., 1978, 42, с.38.
30. Титов А.И. — ЯФ, 1984, 40, с.76.
31. Matveev V.A., Sorba P. — Lett. Nuovo Cimento, 1977, 70, p.135.
32. Кайдалов А.Б. — ЯФ, 1981, 33, 1369;
Кайдалов А.Б., Тер-Мартirosян К.А. — ЯФ, 1984, 39, с.1545; ЯФ, 1984, 40, с.211.
33. Копелиович Б.З., Липидус Л.И., Нидермайер Ф. — В кн.: Труды Межд. семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-84-599, Дубна, 1984.
34. Smirnov A.Yu. ИФВЭ, 84-206, Serpukhov, 1984.
35. Lukyanov V.K., Titov A.I. — In: Proc. Int. Conf. Extreme States in Nuclear Systems. Dresden, 1980, v.1, p.60.
36. Dorkin S.M., Lukyanov V.K., Titov A.I. — Z.Phys., 1984, C316, p.331.
37. Kondratyuk L.A., Martemyanov B.V., Schepkin M.G. ИТЭФ, 86-127.
38. Бажанский И.И., Лукьянов В.К., Титов А.И. ОИЯИ, P2-87-118, Дубна, 1987.
39. Симонов Ю.А. — ЯФ, 1982, 36, с.722.
40. Larin S.A., Matveev V.A. — Phys. Lett., 1985, 159B, p.62.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 ноября 1987 года.