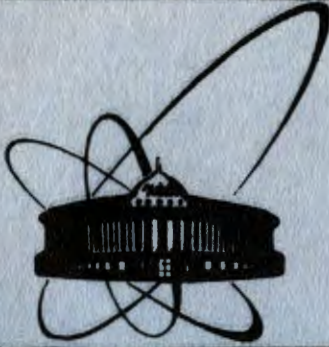


28/IV-84



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

2066/84

P2-84-50

А.И.Титов

**МНОГОКВАРКОВЫЕ СИСТЕМЫ В ЯДРАХ**

Направлено в Оргкомитет Всесоюзного совещания  
по ядерной спектроскопии и структуре ядра  
/Алма-Ата, 1984/

**1984**

# 1. ВВЕДЕНИЕ

Атомное ядро является системой взаимодействующих нуклонов, а сами нуклоны - бесцветными трехкварковыми кластерами. Поэтому в ядрах и ядерных процессах могут проявляться необычные многокварковые объекты и, в первую очередь, 6-, 9-, 12-кварковые системы. Естественно ожидать, что в основных и слабовозбужденных состояниях ядер ( $E \approx MA$ , где  $M$  - масса нуклона,  $A$  - атомный вес ядра) они составляют небольшие примеси к основному нуклонному каналу в полной волновой функции ядра

$$\psi_A = \psi_A(N) + c\psi_A(q), \quad /1/$$

т.е.  $|c(E \approx AM)|^2 \ll 1$ . Вероятность таких примесей качественно можно оценить как вероятность флуктуации  $K$ -нуклонов оказаться в малом объеме  $V_\xi$ :

$$\beta_k^A \approx \left(\frac{V_\xi}{V_0}\right)^{k-1} \approx \frac{A}{k+1} \left(\frac{r_\xi}{r_0}\right)^{k-1}. \quad /2/$$

Здесь  $r_0 = 1,2$  Фм - средний радиус нуклон-нуклонного взаимодействия в ядре, а параметр  $r_\xi$  ( $r_\xi = 0,7$  Фм) - порядка радиуса кора  $NN$ -сил. Последний, естественно, связан с радиусом конфайнмента. Идея ядерных флуктуаций /или "флуктонов"/ оказалась полезной для выявления основных закономерностей ядерных реакций при высоких энергиях /см., например, /2,3,4/. Однако природу флуктонов можно понять лишь на кварковом уровне, вводя концепцию о многокварковых системах /МКС/. Уже первые расчеты многокварковых мешков /5,6/ показали, что их массы значительно превышают массы соответствующих ядер, т.е.  $E_\lambda = M_A + \Delta\lambda$ , где "кварк-ядерное" расщепление  $\Delta\lambda > 0,2$  ГэВ. Таким образом, эти состояния МКС являются специфическими и должны проявляться как резонансы в соответствующих амплитудах рассеяния. В этой области энергий полная волновая функция имеет вид

$$\psi \approx c\psi_A(q), \quad /3/$$

где  $|c(E \approx E_\lambda)|^2 \approx 1$ . В настоящее время есть указания на резонансное поведение фаз  ${}^1D_2$  и  ${}^3F_3$  в  $NN$ -рассеянии в указанной области полной энергии системы:  $E_\lambda \approx 2,2$  ГэВ /7/. 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.

В §2 кратко обсуждаются экспериментальные указания на существование МКС; в §3 сформулирована система связи нуклонного и кваркового каналов и на ее основе рассчитаны примеси шестикварковых систем в дейтроне; в §4 рассмотрено проявление шестикварковых ( $q^6$ )-состояний в формфакторах  ${}^2D$  и  ${}^3He$ ; в §5 - проявление  $q^6$ -состояний в глубоконеупругом  $\mu A$ -рассеянии; в §6 сформулированы основные выводы.

## §2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УКАЗАНИЯ НА СУЩЕСТВОВАНИЕ МКС

### 2.1. Кумулятивные процессы

В настоящее время кумулятивные реакции хорошо изучены /см., например, обзоры /8,9/. Их общей чертой является то, что они происходят далеко за пределами двухчастичной кинематики /падающий адрон плюс нуклон ядра/. На рис.1 приведены экспериментальные данные сечений кумулятивного рождения мезонов в реакциях  $P /8,9 \text{ ГэВ}/c + A \rightarrow c + \dots$ ,  $c = \pi^\pm, K^\pm$  как функций масштабной переменной  $x$ , которая имеет смысл отношения наблюдаемого импульса частицы  $c$  к максимально возможному импульсу в  $pp$ -соударениях. Из рис. 1 видно, что процесс наблюдается при  $x$  вплоть до 3 и более. Значит, падающий протон взаимодействует с МКС массы  $M_k = kM$  ( $k \geq 3$ ). В то же время большой переданный импульс в реакции

( $q^2 \approx 2 \text{ ГэВ}/c^2$ ) означает, что МКС распределена в малом объеме радиуса  $r_\xi \leq 1$  Фм. Другой особенностью кумулятивных реакций является универсальность  $x$ -зависимости

$$E_c \frac{d\sigma}{d\vec{p}_c} \approx \exp(-x/\langle x \rangle) \quad /4/$$

с константой  $\langle x \rangle \approx 0,14$ . Третье - это "объемная зависимость" сечений  $E_c d\sigma/d\vec{p}_c \approx A^n$ ,  $n \approx 1$ . Это говорит о том, что МКС не "трубка" в ядерной материи /в этом случае была бы зависимость  $A^{2/3}$ /, а кла-

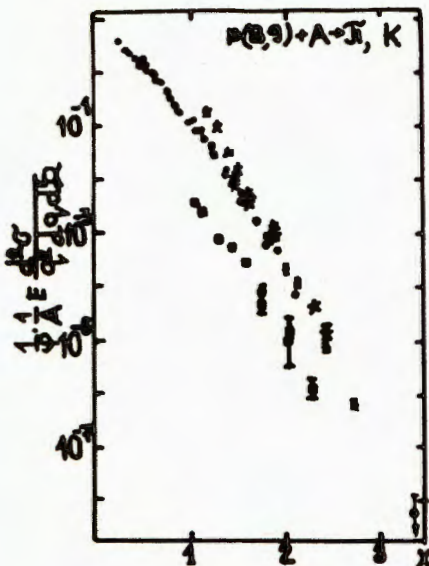


Рис.1. Инвариантные сечения образования кумулятивных мезонов  $\bullet - \pi^\pm, \star - K^+, \blacksquare - K^-$  в  $PA$ -столкновениях.

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

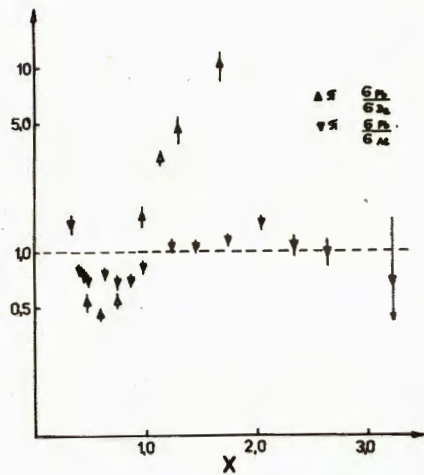


Рис.2. Отношение инвариантных сечений:  $\Delta - \sigma^{Pb}/\sigma^D(pA \rightarrow \pi + \dots)$ ,  $\nabla - \sigma^{Pb}/\sigma^{Al}(pA \rightarrow \pi + \dots)$ .

стерного типа объемное образование из сильно сжатых нуклонов, 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.2, где отложены отношения сечений для различных ядер, деленных на соответствующие атомные веса. В частности, ясно, что поскольку в дейтроне

не может быть более чем  $q^6$ -системы, а в других ядрах могут быть еще МКС из 9-12 кварков, то дейтронное сечение в кинематической области  $x > 2$  обратится в нуль, а другие будут здесь еще отличны от нуля. Это дает резкий подъем в отношениях этих последних сечений к дейтронному в области  $x > 1$ , что видно из рис.2.

## 2.2. Упругое и глубоконеупругое рассеяние лептонов

Механизм электромагнитного рассеяния лептонов хорошо известен, поэтому исследование процессов  $x > 1$  может дать очень важную информацию о МКС. К настоящему времени здесь имеются данные SLAC по глубоконеупругому рассеянию электронов на  $^2D/^{10}O$  и  $^{3,4}He/^{11}B$  и предварительные данные по  $(\mu\mu')$  на ядре  $^{12}C$  до  $x \leq 1,4/^{12}C$ . Кстати, предсказания поведения структурной функции  $F_2^C$  в области  $x = 1$  были сделаны в  $^{13}$  на основе зависимости  $F_2^C$  /4/, полученной из адронных реакций. Для мюонного глубоконеупругого рассеяния также было обнаружено небольшое отклонение от  $A^1$ -зависимости в отношении структурных функций нуклонов ядер железа и дейтрона /EMC-эффект/ $^{14}$ /.

Что касается формфакторов ядер, то, например, идея о  $q^6$ -примеси в дейтроне, объясняющая поведение его формфактора при больших  $q^2 \geq 2$  /ГэВ/с/ $^{15}$ /, довольно привлекательна.  $q^9$ -примеси также, видимо, нужны при описании формфакторов  $^{3,4}He/^{16}O$ . Шести-кварковые компоненты в дейтронной волновой функции потребовались и при описании импульсного распределения нуклонов, полученных в реакции дейтрон-ядерного столкновения с выходом протонов под малыми углами  $^{17}$ /.

Итак, мы заключаем, что в ядрах ожидается существование многокварковых систем, наличие которых не зависит 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-партоновых функций МКС, их  $Q^2$ -зависимость, внутреннюю структуру, роль МКС в понимании ядерных сил /QCD для МКС при малых и больших размерах/. Возможно, что анализ особенностей в поведении этих систем окажется также полезным в изучении фундаментальных свойств элементарных частиц.

## §3. ДВУХКАНАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ

3.1. В атомных ядрах нуклонная компонента является доминирующей. Она определяется нуклон-нуклонным взаимодействием  $V_{NN}$ . Задача ставится таким образом, что к известной ядерной волновой функции с размороженными трехкварковыми кластерами-нуклонами добавляется еще многокварковая, соответствующая распределению кварков внутри единого объема /многокваркового мешка/, которая формируется микроскопическим кварковым взаимодействием  $V_{qq}$ , известным из физики элементарных частиц.

Взаимное влияние этих двух каналов определяется кварк-нуклонным взаимодействием, которое строится исходя из определенных модельных предположений. Задание такого взаимодействия позволяет сформулировать систему уравнений связанных каналов, с помощью которых можно, в принципе, рассчитать вероятность примеси многокварковых состояний, импульсное распределение кварков в ядрах, ширины МКС в NN-рассеянии и т.д. В качестве конкретной задачи рассмотрим пример двух взаимодействующих нуклонов, которые на малых расстояниях могут образовывать составную  $q^6$ -систему  $^{18}$ . В этом случае волновая функция уравнения /1/ имеет вид:

$$\psi = A (\Phi_1 \Phi_2 \phi(r)) + \sum_{\lambda} c_{\lambda} \psi_{\lambda} \quad /5/$$

Здесь  $\psi_{\lambda}$  - собственные функции  $q^6$ -системы /в конкретной модели - гауссовские функции с радиусом  $qq$ -взаимодействия порядка 0,5 Фм/,  $A$  - оператор антисимметризации кварков, принадлежащих разным кластерным функциям  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$ . Амплитуды  $q^6$ -состояния  $c_{\lambda}$  и функции относительного движения нуклонов  $\phi(r)$  определяются как решения системы связанных уравнений

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dr^2} + U + \epsilon \right] \phi(r) = -\sum_{\lambda} c_{\lambda} \mathcal{F}_{\lambda}(r) \quad /6/$$

$$-c_{\lambda} (E_{\lambda} - E) = \int dr \phi(r) \mathcal{D}_{\lambda}^*(r) \quad /7/$$

Здесь  $\epsilon = E - 2M$  и  $m$  - приведенная масса нуклонов. Взаимодействие между каналами определяется функцией

$$\mathcal{D}_\lambda = (E_\lambda - E) \langle \Phi_1 \Phi_2 | \psi_\lambda \rangle + \langle \Phi_1 \Phi_2 | V_{qN} | \psi_\lambda \rangle. \quad /8/$$

В случае ортогональных каналов  $\mathcal{D}_\lambda$  определяется только вторым слагаемым, обусловленным взаимодействием  $V_{qN}$ . Это взаимодействие определяется как разность кваркового взаимодействия  $q^6$ -системы  $V_{qq} = \sum_{i,j=1}^6 V_{ij}$  и феноменологического NN-взаимодействия в области вне кора:

$$U(r) = \theta(r - r_a) [V(r) + \sum_{i,j=1}^3 V_{ij} + \sum_{i,j=1}^6 V_{ij}] V_{qN} = V_{qq} - U. \quad /9/$$

Взаимодействие каналов  $\mathcal{D}_\lambda$  сосредоточено на поверхности  $q^6$ -системы и может быть представлено как  $\mathcal{D}_\lambda(r) = \eta_\lambda \delta(r - r_a)$ . Отметим, что обычная "ядерная физика" основана на уравнении для нуклонного канала /6/ с правой частью, равной нулю.

### 3.2. Оценки примесей $q^6$ -системы в дейтроне и ширин дибарионных резонансов

При оценке  $q^6$ -примесей в дейтроне используем тот факт, что эти примеси в основных состояниях ядер малы, то есть  $|c_\lambda|^2 \ll 1$ . Тогда правая часть уравнения /6/ пренебрежимо мала, система /6/, /7/ расщепляется и для расчета амплитуд  $c_\lambda$  мы приходим к выражению  $c_\lambda = - \int dr \phi(r) \mathcal{D}_\lambda(r) / (E_\lambda - E)$ . Теперь уже  $\phi(r)$  - есть обычная функция дейтрона, которая определяется заданием феноменологического "реалистического" потенциала  $V_{NN}$ . В конкретных расчетах были использованы потенциалы Рейда с твердым кором, Ломона-Фешбаха и Хюльтена. Для шестикварковой конфигурации с кварками в s-оболочке было получено:  $c_\lambda(s^6) = -0,37$  /Хюльтен/;  $-0,147$  /Рейд/;  $-0,132$  /Фешбах-Ломон/, в то время как для  $s^4 p^2$ -конфигурации:  $c_\lambda = 0,26$  /Хюльтен/,  $0,21$  /Рейд/,  $0,18$  /Фешбах-Ломон/. Видно, что величина и знак  $c_\lambda$  зависят от конфигурации. Суммарная вероятность двух конфигураций  $c^2 = c^2(s^6) + c^2(s^4 p^2)$  равна  $6,6 \cdot 10^{-2}$ , что, в общем, согласуется с обработкой данных по упругому  $ed$ -рассеянию и теоретическим оценкам, полученным в других работах /5,19,20/.

Специфика решения системы уравнений /6/ и /7/ в области непрерывного спектра  $\epsilon > 0$  состоит в том, что вблизи резонанса  $E \sim E_\lambda$  малость величин  $(E - E_\lambda)$  в левой части уравнения /7/ должна компенсироваться большим /вообще говоря, комплексным/  $c_\lambda$ . Поэтому нельзя пренебрегать правой частью уравнения /6/. Тем не менее, с помощью аппроксимации  $\mathcal{D}_\lambda = \eta_\lambda \delta(r - r_a)$ , система уравнений /6/, /7/ может быть решена в общем случае, а именно:

$$\phi_1 = \chi_1 + 2mc_\lambda \eta_\lambda G_1^{(+)}(r_a, r_a) \quad /10/$$

$$c_\lambda = - \frac{\eta_\lambda^* \chi_1(r_a)}{(E_\lambda - E) + 2m |\eta_\lambda| G_1^{(+)}(r_a, r_a)}. \quad /11/$$

Здесь

$$G_\ell^{(+)}(r_a, r_a) = -\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{k} \chi_\ell^{(+)}(r_a) \chi_\ell(r_a); \quad \chi_\ell \sim \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sin(kr + \delta_\ell - \frac{\pi\ell}{2}), \quad /12/$$

$$\chi^{(+)}(r) \sim \exp i(kr + \delta_\ell - \pi\ell/2),$$

$$\phi \sim \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-i\delta_\ell} [e^{-ikr} - S_R e^{2i\delta_\ell} e^{ikr}], \quad r \rightarrow \infty,$$

а резонансная часть матрицы рассеяния имеет вид:

$$S_R = 1 - 2i \frac{m\pi}{hk} c_\lambda \eta_\lambda \chi_\ell(r_a) = \frac{(E_\lambda - E) - \delta E + i\Gamma_\lambda/2}{(E_\lambda - E) - \delta E - i\Gamma_\lambda/2}, \quad /13/$$

где ширина резонанса

$$\Gamma_\lambda = \alpha \frac{m\pi}{k} |\eta_\lambda|^2 \chi_\ell^2(r_a). \quad /14/$$

Оценки ширины приводят к величинам /18/  $\Gamma(s^6) = 29$  МэВ,  $\Gamma(s^4 p^2) \approx 9,3$  МэВ, которые меньше экспериментальных значений:  $\Gamma_{\text{exp}} = 50-150$  МэВ. Однако следует отметить, что теория предсказывает большую плотность дибарионных состояний /21/. Тогда вполне возможно, что наблюдаемая  $\Gamma_{\text{exp}}$  - есть, в некотором смысле, усредненная самим экспериментом или его обработкой величина.

Таким образом, можно заключить, что в основном состоянии дейтрона примесь  $q^6$ -состояний имеет отрицательный знак и величину порядка нескольких процентов. В случае NN-рассеяния при  $E \sim E_\lambda$  двухнуклонная система может переходить в "чистое"  $q^6$ -состояние /дибарион/.

## §4. ФОРМФАКТОРЫ ЛЕГЧАЙШИХ ЯДЕР

### 4.1. Формфактор дейтрона

Шестикварковые примеси локализованы в центральной области дейтрона, поэтому естественно ожидать их значительный вклад в формфактор при больших переданных импульсах. Волновая функция дейтрона в форме /5/ приводит к следующему выражению для формфактора:

$$F = F_N + 2c_\lambda F_{\text{int}} + c_\lambda F_{q^6}. \quad /15/$$

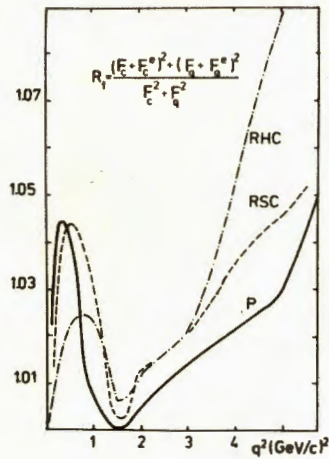


Рис.4. Вклад обменных формфакторов в сечение  $e d$ -рассеяния без учета  $q^6$ -конфигураций.

Первое слагаемое  $F_N$  включает в себя эффекты антисимметризации по кваркам, принадлежащим разным нуклонам. Анализ, проведенный в работе /22/, показал, что для реалистических NN-потенциалов вклад этого эффекта мал и не превышает 10% при переданных импульсах вплоть до  $q^2 = 8$  /ГэВ/с /рис.3/. Вклад интерференции - второе слагаемое в /15/, также мал. Так, расчет для потенциала Рейда с мягким кором дает эффект порядка 20% /рис.4/, который пренебрежимо мал в сравнении с вкладом шестикварковой компоненты - третье слагаемое в /15/. Формфактор  $F_{q^6}$ , рассчитанный на основе модели релятивистского гармонического осциллятора, имеет вид:

$$F_{q^6}(q^2) = \frac{1}{\left(1 + \frac{q^2}{2m_6^2}\right)^5} e^{-\frac{5q^2}{4\Omega} \frac{1}{1 + \frac{q^2}{2m_6^2}}} \quad /16/$$

с параметрами  $\Omega = 1$  /ГэВ/с<sup>2</sup>,  $m_6 = 1,2$  ГэВ/с. На рис.5 приведен расчет формфактора /15/ и сравнение его с экспериментом. Величина  $q^6$ -примеси выбрана:  $c_\lambda^2 = 0,07$ . В результате мы приходим к выводу, что из-за малости вклада интерференционного слагаемого нельзя определить знак  $q^6$ -амплитуды. Эффекты антисиммет-

Рис.3. Зарядовый /а/ и квадрупольный /б/ формфакторы дейтрона, рассчитанные с использованием RSC-функций; сплошная кривая - обычный "прямой" формфактор, пунктирная - обменный формфактор.

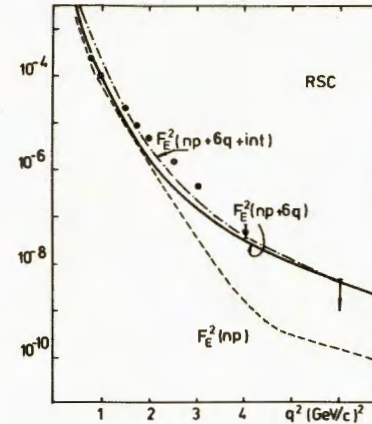
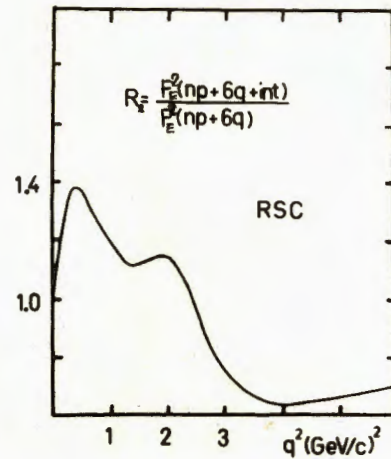


Рис.6. Формфактор ядра  $^3\text{He}$ , рассчитанный с реалистическим трехтелным ядерным формфактором /штрих-пунктир/. Сплошная линия - расчет с учетом  $q^6$ -примеси, штрих-пунктир - учет  $q^6$  и  $q^9$ -примесей.

ризации малы. Основной вклад в формфактор при больших переданных импульсах дают шестикварковые компоненты.

#### 4.2. Формфактор $^3\text{He}$

Вклад шестикварковых примесей в формфактор  $^3\text{He}$  на основе подхода, близкого по духу к рассмотренному выше, был исследован в работе /23/. Основные результаты проведенного исследования сводятся к следующему: 1/ интерференция нуклонного и шестикваркового каналов весьма существенна. 2/ Учет  $q^6$ -примесей приводит в целом к улучшению согласия с экспериментом во всей области измеренных переданных импульсов, вплоть до  $q^2 \leq 1,4$  /ГэВ/с<sup>2</sup> по сравнению с чисто ядерными моделями - рис.6. Расчет предсказывает появление второго минимума в формфакторе  $F(^3\text{He})$ , который обусловлен интерференцией нуклонного и кваркового каналов при  $q^2 \approx 2-2,3$  /ГэВ/с<sup>2</sup>.

В целом можно заключить, что при теоретическом анализе ядерных формфакторов при больших переданных импульсах учет многокварковых состояний в ядрах является необходимым.

### §5. ШЕСТИКВАРКОВЫЕ ПРИМЕСИ В ГЛУБОКОНЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ

Для определенности рассмотрим реакцию неупругого рассеяния мюонов ядрами  $\mu A \rightarrow \mu' + \dots$ , когда конечные состояния мишени не фиксируются. И в этом случае предположение о существовании в ядре дополнительной многокварковой фазы /для простоты ограничимся лишь  $q^6$ -фазой/ приводит к тому, что в сечении появится дополнительное слагаемое, обусловленное вкладом МКС. Напомним, что сечение глубоконеупругого рассеяния зависит от двух независимых переменных, и, для рассеяния под малыми углами, вклад от нуклонной компоненты имеет вид:

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx} = A \frac{4\pi a^2}{Q^4} \frac{F_2^N(x)}{x} \quad /17/$$

Здесь нуклонная масштабная переменная  $x = Q^2/2M\nu$ ,  $M$  - масса нуклона,  $Q^2$  - квадрат переданного четырехимпульса,  $\nu = E_\mu - E_{\mu'}$  - переданная энергия /в системе координат, где нуклон движется со скоростью, близкой к световой, имеет смысл отношения импульса кварка, принадлежащего нуклону и импульсу самого нуклона.  $F_2^N(x)$  - структурная функция нуклона, характеризующая импульсное распределение кварков-"партонов" в нуклоне /определена в интервале  $0 \leq x \leq 1$ , причем максимальное значение  $x = 1$  соответствует упругому  $\mu N$ -рассеянию/. Вклад в сечение от  $q^6$ -фазы пропорционален эффективному числу  $q^6$ -систем в ядре. Это число в тяжелых ядрах растет линейно с ростом  $A$ :  $\beta_2^A \approx A \cdot P(q^6)$ , где  $P(q^6)$  - введенная вероятность  $q^6$ -примеси в двухнуклонной системе со средним объемом  $V_0$  /в газовом приближении  $2/P_A(q^6) \approx \frac{1}{2} \frac{V_3}{V_0}$ . Поскольку масса  $q^6$ -системы больше  $M$ , ( $M_{q^6} \approx 2M$ ), то ее структурная функция зависит от своей масштабной переменной, а соответствующий вклад в полное сечение определяется как

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx} \approx A P_A(q^6) \frac{4\pi a^2}{Q^4} \frac{F_2^A(x_f)}{x_f} \quad /18/$$

Из условия  $0 \leq x_f \leq 1$  и соотношения  $x \approx 2x_f$  следует, что этот вклад будет отличен от нуля в области  $0 \leq x \leq 2$ . Полное сечение глубоконеупругого  $\mu A$  рассеяния имеет вид

$$x \frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx} = \frac{4\pi a^2}{Q^4} \cdot F^A(x), \quad /19/$$

где ядерная структурная функция определена следующим образом:

$$F_2^A(x) = (1 - P_A) F_2^N(x) + P_A F_2^f(x) + F_2^m(x). \quad /20/$$

Последнее слагаемое в /20/ - вклад в структурную функцию мезонных обменных токов. Мезонные поля дают вклад в области относи-

тельно малых  $x$ . Действительно, из соотношения  $x_\pi = Q^2/2m_\pi\nu < 1$  следует:  $x = Q^2/2M\nu = m_\pi/M x_\pi \leq 0,15$ . Однако предел  $x \approx 0,15$  несколько размыт из-за импульсного распределения мезонов в ядре. Эффективное число мезонов в ядре -  $\delta n_A^\pi$  можно рассчитать с помощью современных моделей ядра /25/. Это число зависит от значения параметра  $\rho_c$  - "критической ядерной плотности", который определяет фазовый переход ядерного вещества из нуклонной фазы в мезонный конденсат. По современным оценкам, величина  $\rho_c$  в несколько раз превышает нормальную ядерную плотность. Тем не менее, теория предсказывает некоторое усиление пионных полей в тяжелых ядрах по сравнению с легкими, которое может быть реальным кандидатом на объяснение наблюдаемого усиления структурной функции железа относительно структурной функции дейтрона в области малых  $x$  /24,26/. В конкретных расчетах параметры в  $F^N$  и  $F^f$  выбирались так, чтобы описать дейтронные данные. При расчете было использовано дополнительное условие  $\langle xq^f(x) \rangle = \langle xq^A(x) \rangle$ , которое означает сохранение импульса, переносимого кварками, и приводит к тому, что из-за присутствия мезонных полей в тяжелых ядрах соответствующие распределения кварков в нуклонах и шести-кварковых системах несколько перенормируются /24/. Этот эффект, обнаруженный EMC-коллаборацией /14/, проявляется в различии  $F^D$  и  $F^A$  при  $0,2 < x < 1$  и приводит к минимуму отношения  $R = 2\sigma^{Fe}/\sigma^D$  при  $x \approx 0,7$  и подъему  $R$  при  $x \approx 0,1$  /рис.7/. Подъем в области

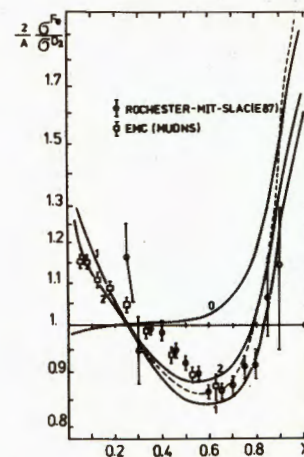


Рис.7. Расчет и сравнение с экспериментом отношения  $R = 2\sigma^{Fe}/56\sigma^D$ . Кривые: "0" - учет только  $q^6$ -состояний, 1,2 - учет  $q^6$ -состояний и мезонных полей.  $1 - \rho_c/\rho_0 = 3,9$ ,  $2 - \rho_c/\rho_0 = 4,2$ ,  $P_A = 2P_D$ . Пунктир -  $\rho_c/\rho_0 = 3,9$ ,  $P_A = 2,3P_D$ .

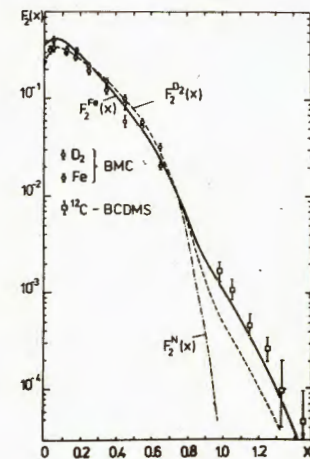


Рис.8. Расчет и сравнение с экспериментом структурных функций тяжелого ядра /сплошная кривая/ и дейтрона /пунктир/.

больших  $x$  ( $x \approx 1$ ) вызван увеличением приведенной вероятности  $P(q^6)$  в тяжелых ядрах, по сравнению с дейтроном  $P_A(q^6) \approx 2P_D(q^6)$  ( $A \gg 1$ )<sup>1/27</sup>. На рис.8 приведен расчет и сравнение с экспериментом структурных функций при  $0 < x \leq 1,4$ . Поведение  $F^A$  при  $x > 1$  определяется примесью  $q^6$ -компонент в ядрах, при этом расчет  $F^D$  в этой области носит предсказательный характер.

## §6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вопрос о существовании многокварковой фазы в ядерном веществе является одним из наиболее актуальных вопросов современной ядерной физики и физики элементарных частиц. Мы рассматриваем его в аспекте проявления примесей многокварковых систем /МКС/ в основных состояниях ядер и возможного существования "чистых" /резонансного типа/ многокварковых состояний, например, дибарионов, которые тоже находятся в области сравнительно небольших энергий. Однако, 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 ядро-ядерных столкновениях и "закачка" в ядерный объем большой энергии. Основу теоретического рассмотрения очерченного нами круга задач должен составлять, по-видимому, релятивистский подход, учитывающий связь адронных и многокварковых каналов, где сосуществование и взаимодействие двух /или большего числа/ фаз происходит в динамике. Здесь мы делаем первый шаг на пути решения этой проблемы, а именно: 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 корNN-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<sup>2</sup>/с<sup>2</sup>) передачей импульса, остаются без изменений. При больших переданных импульсах ( $\gg 1$  ГэВ<sup>2</sup>/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 импульса. Предположение о наличии многокварковых систем в ядрах сейчас является необходимым для понимания лептон-ядерных и адрон-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 формфакторов, 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  $F_2, F_3$  в области  $1 < x < 2$  в широком интервале  $Q^2$ .

В заключение приношу благодарность В.В.Бурову, С.М.Доркину, Л.П.Каптарю, В.К.Лукиянову и Б.Л.Резнику за плодотворные обсуждения и сотрудничество.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Блохинцев Д.И. ЖЭТФ, 1957, 33, с.1295.
2. Балдин А.М. Краткие сообщения по физике, 1971, 1, с.35; ЭЧАЯ, 1977, 8, с.429.
3. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. В кн.: Труды международной конференции по избранным вопросам структуры ядра. ОИЯИ, Д-9920, Дубна, 1976, т.2, с.432; Лукьянов В.К., Титов А.И. ЭЧАЯ, 1979, 10, с.815.
4. Ефремов А.В. ЯФ, 1976, 24, с.1208; ЭЧАЯ, 1982, 13, с.613.
5. Matveev V.A., Sorba P. Nuovo Cim.Lett., 1977, 20, p.145; Matveev V.A. In: CERN-JINR School of Physics, Hondo /Finland/, 1981, Proc.Geneva, 1982, p.306.
6. Aerts A.T., Mulders R.J., de Swart J.J. Phys.Rev., 1978, D17, p.260; Макаров М.М. УФН, 1982, 136, с.185.
7. Kamae T. In: Proc.of the Ninth Int.Conf. of High Energy Physics and Nuclear Structure. Versailles, France, 1981, p.25.
8. Лексин Г.А. В кн.: Труды XVIII Международной конференции по физике высоких энергий, Тбилиси, 1976. ОИЯИ, Д1,2-10400, Дубна, 1977, т.1, А6-3.
9. Baldin A.M. Preprint JINR, E2-83-415, Dubna, 1983.
10. Schutz W.P. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p.295.
11. Day D. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, 43, p.1143; Rock S. et al. Phys.Rev., 1983, C26, p.1592.
12. Савин И.А. В кн.: Труды Межд.семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-81-728, Дубна, 1981, с.223.
13. Baldin A.M. JINR, E1-80-545, Dubna, 1981.
14. Aubert J.J. Phys.Lett., 1983, 123B, p.275.

15. Arnold R.G. et al. Phys.Rev.Lett., 1975, 35, p.776;  
Arnold R.G. et al. Contributed paper at the Ninth Int. Conf. on High Energy Physics and Nucl.Structure, Versailles, France, 1981, p.94.
16. Mc.Carthy J.S., Sick I., Whitney R.R. Phys.Rev., 1977, C15, p.1396; Bernheim M. et al. Nuovo Cim.Lett., 1972, 5, p.431; Arnold R.G. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 40, p.1429.
17. Ableev V.G. et al. Nucl.Phys., 1983, A393, p.491.
18. Доркин С.М., Лукьянов В.К., Титов А.И. ОИЯИ, P2-82-913, Дубна, 1982.
19. Smirnov Yu.F., Tchuvilsky Yu.M. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1978, 4, L1.
20. Dubovik V.M., Obukhovskiy I.T. Z.Phys.A: Atoms and Nuclei, 1981, 299, p.342.
21. Доркин С.М., Резник Б.Л., Титов А.И. ЯФ, 1982, 36, с.1244.
22. Burov V.V. et al. Z. Phys.A: Atoms and Nuclei, 1982, 306, p.1491.
23. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. ОИЯИ, P2-83-749, Дубна, 1983.
24. Titov A.I. JINR, E2-83-460, Dubna, 1983.
25. Бунатян Г.Г. ЯФ, 1980, 31, с.1186; Бунатян Г.Г., Мишустин И.Н., ЯФ, 1982, 36, с.1121.
26. Ericson M., Thomas A.W. Phys.Lett., 1983, 128B, p.112; Llewellyn Smith G.H. Phys.Lett., 1983, 128B, p.107.
27. Lukyanov V.K., Titov A.I. In: Proc.Int.Conf. on Extreme states in Nuclear Systems. Dresden, 1980, vol.2, p.60, Quark-Nuclear-Exotic; Гриднев К.А. и др. Изв.АН КазССР, сер.физ-мат., 1979, т.2, с.74.

Титов А.И.  
Многокварковые системы в ядрах

P2-84-50

Обсуждаются экспериментальные указания на существование 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 гелия-3. Исследована роль МКС в процессах глубоконеупругого рассеяния лептонов, в частности, А-зависимость структурной функции и ее поведение при больших значениях масштабной переменной  $x$ . Приведены сравнения с соответствующими экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод Г.Г.Сандуковской

Titov A.I.  
Multiquark Systems in Nuclei

P2-84-50

The experimental revelations of multiquark configurations (MQS) in nuclei is discussed. The coupled channel model for multiquark and nucleon-nucleon channels in nuclei is developed and the estimations of the probability for the six-quark admixture in a deuteron and of the widths of six-quark resonances are done. The manifestation of the MQS in the elastic and deep-inelastic lepton-nuclei scattering is analysed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984