

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P2-85-471

Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин

К ПРОБЛЕМЕ ИНТЕРПРЕТАЦИИ
КУМУЛЯТИВНОГО ГЛУБОКОНЕУПРУГОГО
РАССЕЯНИЯ ЛЕПТОНОВ НА ЯДРАХ

1985

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время, несмотря на немногочисленность и приближенный характер экспериментальных данных, факт реализации кумулятивного глубоконеупругого лептон-ядерного (ℓA) - рассеяния считается установленным.

Этот процесс становится возможным благодаря тому, что структурная функция ядра $F_2^A(x \geq 1) \neq 0$, в то время как структурная функция свободного нуклона $F_2^N(x \geq 1) = 0$. Здесь $x = Q^2/2m_N \nu$, Q^2 - квадрат переданного импульса, $\nu = E_0 - E$ - разность между энергией первичного и рассеянного лептонов.

Причину различия в поведении $F_2^A(x)$ и $F_2^N(x)$ естественно искать в проявлении флуктуаций в ядерном веществе. При этом возникают следующие вопросы.

- Какие именно флуктуации ответственны за кумулятивное глубоконеупругое ℓA -рассеяние?

- Какой величины поправку они вносят в картину рождения кумулятивных адронов в ℓA - и AA -взаимодействиях^{/1/}, не учитывающую их наличия?

Решить эти вопросы пытались авторы многих работ, предлагая различные флуктонные модели. Подавляющая часть этих моделей основана на предположении о наличии в "холодных" ядрах систем из двух и более нуклонов, флуктуативно сблизившихся на малые расстояния /см., например, ^{/2-6/}. Спектр используемых представлений о внутренней структуре этих систем - "флуктонов" - весьма широк: от допущения о том, что они представляют собой сблизившиеся нуклоны с большими относительными импульсами - модель малонуклонных корреляций МНК^{/3/}, до гипотезы о полной утрате ими индивидуальности и слияния в один многокварковый мешок - модели многокварковых состояний МКС^{/4-6/}.

Далеко не все предложенные модели могут быть использованы при анализе обсуждаемого процесса. Предварительно необходимо убедиться в их степени согласованности с важными пространственно-временными факторами в кварк-партонной картине строения адронов. Эта проблема обсуждается в § 1 на примере модели^{/3/}. Обсуждение показывает, что возникает необходимость рассмотреть схемы, опирающиеся на флуктуации иного типа. По нашему мнению, одну из таких возможностей предоставляет механизм флуктуаций "цвета" ядерных нуклонов. Он рассмотрен в § 2. Там же проведена и оценка его вклада в рождение кумулятивных адронов в ℓA -взаимодействиях. В Заключении сформулированы основные выводы из результатов, полученных в данной работе.

§ 1. ФАКТОР ВРЕМЕНИ В КАРТИНЕ ФЛУКТУАЦИЙ
НУКЛОННЫХ СТЕПЕНЕЙ СВОБОДЫ ЯДЕР

В соответствии с общепринятым рецептом анализ проведем в системе, в которой импульс ядра очень велик, поскольку только в такой системе имеет смысл кварк-партоновая интерпретация процессов глубоконеупругого рассеяния.

Рассмотрим влияние используемых в модели /3/ флуктуаций на поведение $F_2^A(x)$ на примере самого простого ядра, дейтрона. Большую часть времени дейтрон представляет собой систему из двух слабосвязанных нуклонов, взаимодействие между которыми заметно не отражается на их внутренней структуре, то есть с хорошей точностью:

$$F_2^D(x) \approx F_2^p(x) + F_2^n(x). \quad /1/$$

Вслед за /3/ допустим, что с некоторой малой вероятностью система может флуктуативно перейти в одно из возможных состояний, структурная функция которого существенно отличается от /1/. Если масса флуктуации M_f , то из соотношения неопределенностей для ее времени жизни имеем:

$$\tau_f = \hbar / (E_f - E_D) = \frac{2\hbar P_D}{M_f^2 - M_D^2}, \quad /2/$$

где $E_f = \sqrt{P_D^2 + M_f^2}$ - энергия флуктона. Очевидно, что τ_f велико по сравнению с временем $\tau_Q \approx \hbar/Q$, в течение которого происходит сам акт рассеяния лептона с передачей импульса Q кварку флуктона. Это позволяет записать амплитуду рассеяния быстрого дейтрона на фотоне как произведение амплитуды перехода дейтрона во флуктон на амплитуду взаимодействия флуктона с виртуальным фотоном:

$$A_{\gamma^*D \rightarrow X} = \sum_f \Psi_{D \rightarrow f} \cdot A_{\gamma^*f \rightarrow X}. \quad /3/$$

В /3/ суммирование производится по всем флуктуациям дейтрона.

Различные флуктонные модели по-разному конкретизируют состояние с массой M_f . Так, в модели МНК /3/, использующей двухнуклонное приближение, для волновой функции дейтрона на малых расстояниях:

$$M_f = 2\sqrt{m_N^2 + k^2}, \quad /4/$$

где m_N - масса нуклона, а k - импульс относительного движения в двухнуклонной системе.

В соответствии с представлением о типе флуктона строится и его структурная функция. Однако при этом никак не учитывается наличие в партоновой схеме очень важного фактора - времени жизни партона между его испусканием и поглощением:

$$\tau_p \approx x P_h \cdot \hbar / \mu_p^2. \quad /5/$$

Здесь x - доля импульса адрона P_h , приходящаяся на партон, а μ_p - его масса. Из наличия этого фактора следует, что при внеш-

нем воздействии на адрон перестройка его партонового спектра должна происходить не мгновенно, а в результате многих актов испускания и поглощения партонов, т.е. за время:

$$\tau_f \gg \tau_p. \quad /6/$$

Необходимость существования "инерции" внутреннего состояния адрона можно иллюстрировать, пользуясь также языком модели мешков. Поскольку взаимодействие кварков, приводящее к перестройке их спектра, осуществляется путем многократного их отражения от стенок мешка, то в системе, в которой адрон движется с импульсом P_h :

$$\tau_f \gg \frac{r_b P_h}{c m_h}, \quad /7/$$

r_b - радиус мешка.

Итак, при изменении глобальных характеристик адрона, которое в холодных системах осуществляется главным образом в результате обмена мягкими партонами, для перестройки структурной функции, соответствующей новой ситуации, в которой оказывается нуклон, требуется конечное время релаксации τ_r . Таким изменением в модели МНК является приобретение нуклоном, вошедшим в состав малонуклонной корреляции, большого импульса. Характер проявления флуктона в процессах глубоконеупругого рассеяния решающим образом зависит от соотношения времени релаксации τ_r и времени флуктуации τ_f . Если:

$$\tau_f / \tau_r \gg 1, \quad /8/$$

то, как это принимается без всяких доказательств в МНК, флуктон характеризуется приписываемой ему специфической структурной функцией. Если же соотношение времен обратное, то структурные функции нуклонов, вошедших во флуктон, практически не успевают измениться, особенно в области больших x (см./5/). Качественно эти ситуации иллюстрируются рис.1.

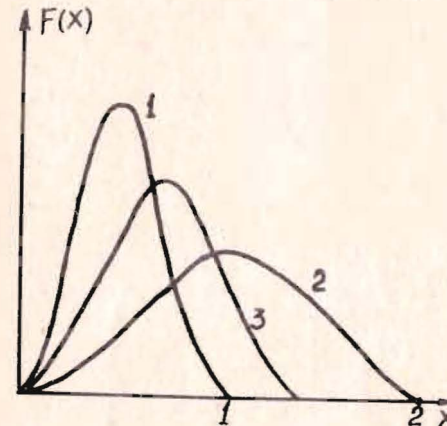


Рис.1. Качественная иллюстрация перестройки структурных функций нуклонов в структурную функцию флуктона.
"1". $\tau_f \ll \tau_r$ - структура нуклона не успевает заметно перестроиться.
"2". $\tau_f \gg \tau_r$ - полное установление структуры флуктона.
"3". $\tau_f \sim \tau_r$ - за время существования флуктона перестройка полностью не успевает завершиться.

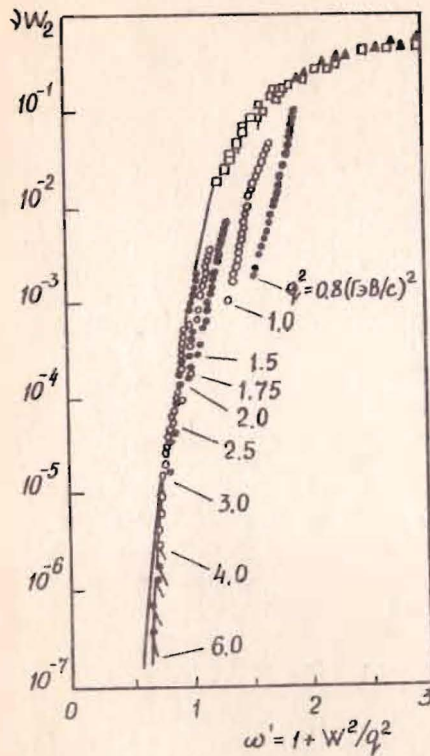


Рис.2. Зависимость структурной функции дейтрона от переменной Блума-Гилмана ^{/3/}.

Теперь рассмотрим действительное соотношение времен τ_f и τ_r в модели ^{/3/}. Подставляя /4/ в /2/, получим:

$$\tau_f \approx \frac{2\hbar P_D}{4(m_N^2 + k^2) - 4m_N^2} = \frac{\hbar P_N}{k^2} \quad /9/$$

Далее, используя /9/, неравенство /6/ и оценку /5/ для τ_p , имеем:

$$\tau_f / \tau_r \ll \frac{\hbar P_N}{k^2} / \frac{\hbar x P_N}{\mu_p^2} = \mu_p^2 / x k^2 \quad /10/$$

и, поскольку в кумулятивной области $x \gtrsim 1$, то:

$$\tau_f / \tau_r \ll \mu_p^2 / k^2 \quad /11/$$

Обсудим /11/ подробнее. Сначала рассмотрим величину μ_p . В классической партонной модели предполагается, что можно пренебречь большими виртуальностями кварков, т.е. волновая функция адрона представлена легкими кварками. Это положение классической модели находит обоснование и с позиций КХД. В силу асимптотической

свободы эффективное взаимодействие при больших импульсах невелико, и примесь кварков с большими виртуальностями в волновой функции адрона мала. Экспериментально это проявляется в слабом нарушении бёркеновского скейлинга с ростом Q^2 . Какова же реалистическая оценка величины μ_p для кварков-партонов? В ^{/7/} утверждается, что массы кварков-партонов значительно меньше масс составляющих кварков /для последних сейчас принимают $\approx 0,3$ ГэВ/, и что партоны следует отождествлять скорее с токовыми кварками, обладающими массами $\approx 0,01$ ГэВ. Таким образом, μ_p заключено в пределах:

$$0,01 \text{ ГэВ} \leq \mu_p \leq 0,3 \text{ ГэВ} \quad /12/$$

Ниже для оценок мы выберем наиболее благоприятную для флуктонных моделей верхнюю границу для μ_p , положив:

$$\mu_p^2 \approx 0,1 \text{ ГэВ}^2 \quad /13/$$

Рассмотрим теперь область значений k , которая используется в модели МНК ^{/3/} при описании кумулятивных эффектов. Для этого на рис.2 /мы воспроизводим рис.2 из ^{/3/} /представлена структур-

ная функция дейтрона в зависимости от переменной Блума-Гилмана $\omega' = \frac{1}{x} + \frac{m_N^2}{Q^2}$. Расчетная кривая получена в соответствии с формулами /6/ и /8/ в ^{/3/}:

$$F_2^D(x, q^2) = \int F_2^N(x/\alpha, q^2) \Psi_D^2(k) dk \quad /14/$$

где

$$\alpha = 1 + k_3 / \sqrt{k^2 + m_N^2}$$

Из сопоставления табл.1 и рис.2 видно, что теоретические кривые соответствуют значениям x вплоть до 1,7 - 1,8. Строго говоря, для определения области значений k , дающих доминирующий вклад в кумулятивную область x , необходим численный расчет, учитывающий конкретный вид функций $F_2(x, q^2)$ и $\Psi_D^2(k)$. Однако здесь для простоты мы ограничимся двумя грубыми приближениями, каждое из которых занижает значения k и тем самым "работает" в пользу модели ^{/3/}.

Таблица 1

q^2	ω'	1,1	1,0	0,9	0,8	0,7
6	x	1,05	1,17	1,33	1,53	1,81
4	x	1,14	1,28	1,47	1,72	
3	x	1,24	1,41	1,65	1,97	

Приближение 1. Приравниваем $k_3 = k$, т.е. будем считать, что весь импульс нуклона направлен навстречу виртуальному фотону.

Приближение 2. Приравниваем $\alpha = x$, хотя очевидно, что основной вклад дает область $\alpha > x$, поскольку $F_2(1) = 0$.

Приняв эти приближения, получим нижние оценки значений k в зависимости от x , представленные в табл.2. Таким образом, даже явно заниженная оценка k дает значение порядка 1 ГэВ/с. В результате для МНК ^{/3/} из /11/ и /13/ получим:

$$\tau_f / \tau_r \ll \mu_p^2 / k^2 \approx 0,1 \ll 1 \quad /15/$$

Следовательно, условие внутренней непротиворечивости /8/ в случае модели МНК оказывается резко нарушенным.

Таблица 2

x	1,6	1,7	1,8
k	0,88	0,92	1,25

Аналогичный результат получим, оценивая время τ_f , и на основе /7/, т.е. по логике модели мешков. Действительно, сопоставляя /7/ и /9/, имеем

$$\tau_f / \tau_r \ll \frac{\hbar P_N}{k^2} / \frac{r_b P_N}{m_N c} = \frac{\hbar c m_N}{r_b k^2} \approx 0,2 \ll 1. \quad /16/$$

§ 2. ФЛУКТУАЦИИ ЦВЕТА ЯДЕРНЫХ НУКЛОНОВ И ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ В КУМУЛЯТИВНУЮ ОБЛАСТЬ

Выше мы указали на принципиальные трудности, возникающие при попытках связать особенности структурных функций ядер с флуктуациями нуклонных степеней свободы. Обратимся поэтому сразу к флуктуациям на партонном уровне. Они связаны непосредственно с изменением структурных функций без вовлечения всего вещества нуклона в эволюцию. Следовательно, можно рассматривать даже короткоживущие флуктуации такого типа. Ниже мы исследуем возможность описания глубоконеупругого $\{A$ -рассеяния на основе механизма флукуативного захвата глюона из какого-либо ядерного нуклона кварком, принадлежащим "соседнему" нуклону. Очевидно, что в области больших значений x именно такой механизм может претендовать на роль ведущего: поскольку спектральные плотности глюонов и кварков при больших x малы, вклад более сложных многопартонных обменов должен быть подавлен.

Предварительно рассмотрим пространственно-временные соотношения, характерные для такого захвата. В соответствии с принятыми в настоящее время представлениями о природе хромодинамического взаимодействия на больших расстояниях /8/ обмен цветовым зарядом между нуклонами приводит к образованию /8/ струны с линейной плотностью энергии κ . Различные оценки /8/ указывают, что эта величина имеет порядок:

$$\kappa \approx 1 \text{ ГэВ фм}. \quad /17/$$

Поскольку в холодном ядре такая струна образуется виртуально, ее время жизни:

$$\tau_f \approx \hbar / \kappa L, \quad /18/$$

где L - длина струны.

Глюон, или легкий кварк, двигаясь со скоростью, близкой к скорости света, может образовать такую струну лишь за время

$$\tau_f \approx L / c. \quad /19/$$

Соотношения /18/ и /19/ накладывают ограничение на длину виртуальной струны. Действительно, чем длиннее струна, тем с большим нарушением сохранения энергии связано ее образование. Это нарушение возможно лишь на время τ_f /18/. Однако чем длиннее струна,

тем больше в соответствии с /19/ требуется времени на то, чтобы она была образована. Следовательно, сохранить причинность и при этом не нарушить закон сохранения энергии, можно, обеспечив выполнение условия:

$$\tau_f \leq \tau_f. \quad /20/$$

из которого следует:

$$L \leq \sqrt{\hbar c / \kappa} \approx 0,5 \text{ фм} \quad /21/$$

и

$$\tau_f \geq 0,5 \text{ фм/с}. \quad /22/$$

Рассматривая нуклоны как мешки с радиусом $r_N \approx 0,8 - 0,9$ фм и учитывая, что среднее расстояние между нуклонами в средних и тяжелых ядрах составляет $2r_0 \approx 2 - 2,5$ фм., можно на основании оценки /21/ прийти к выводу о том, что цветовой обмен возможен на средних межнуклонных расстояниях, поскольку:

$$2r_N + L \approx 2r_0. \quad /23/$$

Отметим, что величина τ_f ограничена не только снизу, но и сверху. Действительно, цветовой обмен нарушает компенсацию цвета в нуклоне. Это нарушение проявится через время порядка r_N / c в виде возникновения у нуклона большой виртуальной массы. Очевидно необходимо, чтобы:

$$\tau_f \leq r_N / c \approx (0,8 - 0,9) \text{ фм/с}. \quad /24/$$

Таким образом, проведенный анализ пространственно-временных соотношений для цветового обмена показывает, что внутриядерный нуклон может участвовать в таком обмене со своими ближайшими соседями, находящимися на средних межнуклонных расстояниях.

Рассмотрим теперь возможный вклад таких обменов в глубоконеупругое кумулятивное рассеяние, учитывая лишь двухнуклонные конфигурации.

Для построения структурной функции ядра в области $x > 1$ воспользуемся следующими соображениями. Вероятность образования кварка с заданным значением x пропорциональна произведению спектральных плотностей кварков $f_{2q}(x_1)$ и глюонов $f_{2g}(x_2)$ ($x = x_1 + x_2$), а также сечению поглощения глюона кварком. Следовательно, при $x > 1$ структурная функция ядра может быть представлена выражением вида:

$$F_2(x) = x P_2 \int_{x-1}^1 dx_1 f_{2q}(x_1) \cdot f_{2g}(x-x_1) \phi(x_1, x-x_1). \quad /25/$$

Здесь $f_{2q}(x) = \frac{5}{18} [u(x) + d(x)]$ - спектральная плотность валентных кварков в нуклоне ядра /2/, причем

$$u(x) = \frac{2,25}{\sqrt{x}} (1-x)^3, \quad d(x) = \frac{1,23}{\sqrt{x}} (1-x)^4. \quad /26/$$

Спектральную плотность глюонов $f_{2g}(x)$ можно представить в виде:

$$f_{2g}(x) = \frac{1+\alpha}{2x} (1-x)^\alpha \quad /27/$$

Значение параметра α определено пока весьма неточно. Оно заключено в интервале $3 \leq \alpha \leq 9$ ^{/9/}. $P_2 = N'/A$, где N' - число пар нуклонов ядра, связанных цветовым обменом. $\phi(x_1, x_2)$ - нормированная на единицу вероятность захвата кварком с долей импульса x_1 глюона с долей импульса x_2 .

Поскольку этот процесс развивается на средних межнуклонных расстояниях (см./23/), для определения $\phi(x_1, x_2)$ нельзя использовать методы теории возмущений в КХД. Поэтому для приближенной оценки мы воспользуемся известной логикой классической партонной модели^{/10/} в соответствии с которой сечение взаимодействия партонов имеет вид:

$$\sigma_{пп} \sim \exp(-\Delta y), \quad /28/$$

где Δy - разность быстрот партонов. Из /28/ следует, что это сечение растет с уменьшением относительного импульса партонов. Быстрое усиление взаимодействия между партонами из разных адронов при переходе к малым относительным импульсам партонов следует также из недавно проведенного анализа процессов множественного рождения в пространстве четырехмерных скоростей^{/11/}.

Поэтому в качестве первого грубого приближения положим:

$$\phi(x_1, x_2) = \delta(x_1 - x_2). \quad /29/$$

Приближение /29/ позволяет получить $F_2(x)$ в аналитическом виде:

$$F_2(x) = 0,9(1+\alpha) \cdot P_2 (1 - \frac{x}{2})^{3+\alpha} \{1 + 0,547(1 - \frac{x}{2})\}. \quad /30/$$

Величину P_2 можно оценить, используя данные о структурной функции $F_2(x)$, полученные в эксперименте^{/12/} по взаимодействию μ -мезонов с ядрами ^{12}C при $x = Q^2/2m_N \nu \geq 1$. В последнее время эксперимент^{/12/} принято считать одним из свидетельств в пользу кумулятивного эффекта в глубоконеупругом ℓA -рассеянии. Однако следует иметь в виду, что эти данные сильно завышены и неточны. Как указывалось уже в^{/12/} при $x > 1$ относительная погрешность определения x достигает 50%. Причину столь большой неопределенности в измерении x нетрудно понять. Поскольку подавляющему числу событий при $x > 1$ соответствуют значения Q^2 в интервале 50 - 100 ГэВ²/c²^{/12/}, величины ν для таких событий находятся в интервале:

$$\nu = \frac{Q^2}{2m_N x} = (25-50) \text{ ГэВ}. \quad /31/$$

Следовательно, ν , являясь малой разностью двух больших величин, определяются с точностью 50%, так как E измеряется с точностью $\pm 7\%$ ^{/13/}. Такая неточность эксперимента приводит к тому, что в ряде случаев мюоны с $x < 1$ регистрируются как кумулятивные, т.е.

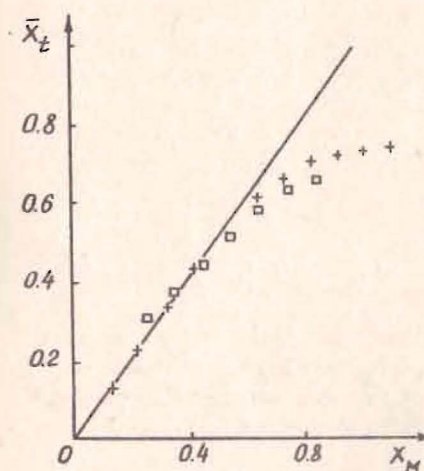
с $x > 1$. Среди мюонов, наблюдаемых при $x > 1$, именно такие составляют большинство. Грубая оценка указанной размазки, симулирующей кумулятивный эффект, проведенная нами по методу Монте-Карло в предположении нормального закона распределения ошибок в измерении E с использованием структурной функции свободного нуклона в качестве "истинной", подтверждает сделанный вывод. Эта оценка согласуется также с результатами, полученными на установке MMS^{/14/} на которой рассеяние мюонов измеряется с той же точностью. На рис.3 изображена зависимость истинного значения x_T от измеренного x_M , полученная в^{/14/} Видно, что при $x < 0,6$ x_M соответствует x_T . Напротив, в области больших x соответствие между x_M и x_T нарушается за счет перекачки событий из массива с малыми x , обусловленной погрешностью определения E .

Подчеркнем, что увеличение лишь статистики событий не может улучшить разрешения, поскольку оно определяется точностью измерения энергии рассеянного мюона.

Более того, любая попытка извлечь детальную информацию о $F_2(x)$ из экспериментальных данных, полученных в условиях такого плохого разрешения по x /например, с помощью метода математического моделирования/, будет соответствовать отысканию дифференциального распределения по его интегральной характеристике. Однако известно, что подобные задачи относятся к классу некорректно поставленных и не имеют однозначного решения.

Итак, $F_2(x)$, полученную в^{/12/}, можно квалифицировать лишь как грубую верхнюю оценку эффекта /это признано автором работы^{/12/} в его недавней публикации^{/15/}/. Следовательно, и наша оценка P_2 будет оценкой сверху. На рис.4 представлены данные^{/12/}, а также функция $F_2(x)$ при $\alpha = 5$ ^{/2/} и $P_2 = 0,06$. Указанные значения α и P_2 позволяют согласовать $F_2(x)$ с экспериментальными оценками. Итак,

$$P_2 < 0,06. \quad /32/$$



Более точное значение P_2 можно получить лишь на основе корректно выполненного эксперимента. Однако уже и теперь видно, что флуктуации типа одноглюонного обмена между нуклонами, в принципе, могут обеспечить возможную величину эффекта кумулятивного глубоконеупругого ℓA -рассеяния.

Рис.3. Зависимость x_T от x_M . Прямая соответствует точному определению величины x , \square - расчет^{/14/}, "+" - наш расчет.

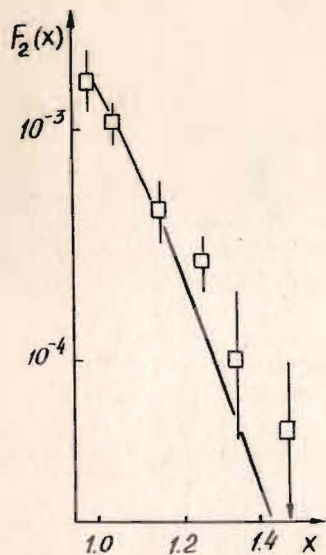


Рис. 4. Структурная функция /30/ при $a=5$ и $P_2=0,06$ - кривая, а также ее оценка в эксперименте $\mu+^{12}\text{C} \rightarrow \mu'+X$, $E = 280\text{ГэВ}^{12/}$

В связи с этим естественно возникает вопрос и о вкладе таких флуктуаций в сечение образования кумулятивных адронов. Его решение зависит от того, как взаимодействует налетающий адрон с данной флуктуацией и каков механизм образования кумулятивного адрона.

Поскольку, как показано выше, цветовой обмен может осуществляться на средних межнуклонных расстояниях в ядре, налетающий адрон взаимодействует, как правило, с одним из нуклонов флуктуации. Естественно, что образование кумулятивной частицы воз-

можно, если этим нуклоном является нуклон, поглотивший партон партнера. Рождение кумулятивного адрона посредством фрагментации этого нуклона исключено, так как этот механизм несовместим с наиболее важными экспериментальными фактами о процессе рождения кумулятивных адронов, например, с A -зависимостью инвариантного сечения. Однако имеется другая возможность: налетающий адрон при взаимодействии с данным нуклоном образует компаунд-систему, которая, как и в механизме "собираения"^{1/} распадается вне ядра.

Оценим отношение вкладов флуктонного механизма и механизма "собираения" при $x > 1$ для конкретного случая рождения кумулятивных π -мезонов, ограничившись двухнуклонными конфигурациями и вторым порядком "собираения" соответственно. Поскольку инвариантное сечение образования π -мезонов с хорошей точностью^{1/} описывается выражением:

$$\Phi_{\pi}(x) \sim (1-x)^4, \quad /33/$$

это отношение может быть представлено в виде:

$$\eta(x) = \frac{W_f}{W_2} \cdot \frac{\int_0^1 \Phi_{\pi}[x/(1+x')] \cdot f_{2g}(x') dx'}{\Phi(x/2)} = \frac{W_f}{W_2} \cdot \frac{\int_0^1 (1-x/1+x')^4 3(1-x')^5 dx'}{(1-x/2)^4} \quad /34/$$

В /34/ W_2 - сечение "собираения" двух нуклонов ядра в компаунд-систему. Расчет по модели^{1/} дает для ядра углерода $W_2=12$ мб. W_f - сечение взаимодействия с нуклоном, получившим дополнительный импульс, пропорциональный x , за счет захвата глюона:

$$W_f = 2\pi \int_0^{\infty} b db \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-\sigma^{\text{in}} \int_{-\infty}^z \rho_f(b,z') dz'] \sigma^{\text{in}} \rho_f(b,z) dz. \quad /35/$$

В /35/ ρ_f - плотность таких нуклонов в углероде. Интегрируя в /35/ по z и принимая во внимание малость ρ_f , получим:

$$W_f = 2\pi \int_0^{\infty} b db \{1 - \exp[-\sigma^{\text{in}} \int_{-\infty}^{\infty} \rho_f(b,z') dz']\} \approx 2\pi \sigma^{\text{in}} \int_0^{\infty} b db \int_{-\infty}^{\infty} \rho_f(b,z') dz' = \sigma^{\text{in}} N' = \sigma^{\text{in}} \cdot A \cdot P_2. \quad /36/$$

При $\sigma^{\text{in}} = 32$ мб и $P_2 = 0,06$ получим $W_f = 23$ мб. Численное интегрирование в /34/ приводит к величине $\eta = 0,02$ при $x = 1,1$. При этом величина η быстро убывает с ростом x . Так, при $x = 1,3$ $\eta = 10^{-3}$. Таким образом, флуктуации, связанные с цветovým обменом, внося определяющий вклад в глубоко неупругое кумулятивное ℓA -рассеяние, оказываются в состоянии объяснить лишь ничтожно малую часть сечения образования кумулятивных адронов. Сделаем два замечания:

1. Очевидно, что предложенная модель флуктуаций "цвета", обеспечивающих рассеяние лептонов в кумулятивную область, груба. Однако ее точность вполне соответствует уровню точности, достигнутому в эксперименте.

2. Обратим внимание на то, что выражения /25/ и /30/, основанные на предположении об одноглюонном обмене, теряют смысл в области малых x , где спектральные плотности глюонов и кварков велики, а реальные флуктуации определяются суперпозицией амплитуд многопартонных обменов. Для анализа ситуации в этом случае следует использовать иные методы. В этой связи представляет интерес полуфеноменологический подход к осцилляциям "цвета"^{16/} ядерных нуклонов, успешно использованный для интерпретации EMC-эффекта.

Флуктуации цвета ядерных нуклонов должны проявиться и в других процессах: в упругом и квазиупругом рассеянии ядер. К их числу относятся реакции фрагментации легких ядер, в частности, фрагментация дейтрона, когда протон-спектатор наблюдается под малым углом^{17/}. Если стриппинг нейтрона происходит в тот момент, когда между нейтроном и протоном натянута струна длиной L , то протон в с.ц.и. дейтрона получает импульс:

$$k = \sqrt{m \kappa L + (\kappa L)^2 / 4}. \quad /37/$$

При извлечении информации о плотности вероятности $|\Psi_D(k)|^2$ из данных о спектре протонов-спектаторов такой механизм будет эффективно давать вклад в область $k < k_{\text{max}}(L_{\text{max}})$, устраняющий несоответствие между данными о $|\Psi_D(k)|^2$ и расчетами этой функции, основанными на реалистическом потенциале^{17/} /см.рис.5/.

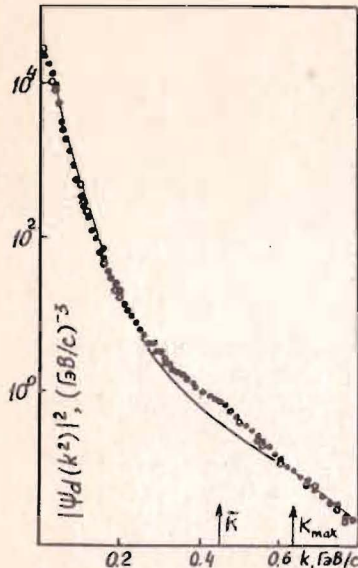


Рис.5. Экспериментальные данные о поведении функции $|\Psi_D(k)|^{2/17'}$, ее расчет на основе "парижского" потенциала - кривая. Оценки k_{\max} , \bar{k} получены согласно модели флуктуаций цвета ядерных нуклонов.

Действительно, подставляя в $/37/L_{\max} \cong 0,5$ фм, находим, что $k_{\max} \cong 0,65$ ГэВ/с. Это значение соответствует верхней границе области наблюдаемого расхождения. Величина $\bar{L} = 0,25$ фм соответствует $\bar{k} = 0,46$ ГэВ/с, т.е. значению k , при котором расхождение между результатами расчета и эксперимента максимально. Отметим, что разность площадей между теоретической кривой и экспериментальной

зависимостью в расчете на один нуклон дейтрона составляет величину порядка одного процента - 1%. Принимая во внимание верхнюю оценку P_2 см. /32/, полученную для более плотного ядра ^{12}C , эту величину примеси флуктуации цвета в случае дейтрона можно считать разумной.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В итоге приходим к следующим выводам.

1. Отсутствие корректного учета временных факторов, определяющих флуктуации, построенные на связи нуклонных и партонных степеней свободы, приводит к внутренним противоречиям при конструировании структурных функций холодных ядер. Предложенные в литературе способы учета воздействия ферми-движения на структурные функции ядер /см., например, ^{3,18,19} и ссылки в них/ неудовлетворительны. Они соответствуют адиабатическому приближению в описании связи между нуклонными и кварк-глюонными степенями свободы в волновой функции ядра.

2. Схема флуктуаций "цвета" ядерных нуклонов /§ 2/ не сталкивается с этой трудностью. Она позволяет объяснить поведение структурной функции холодного ядра в области $x > 1$ и получить приближенную информацию о таких важных характеристиках цветных степеней свободы, как корреляционная длина ($\Lambda = 2r_N + L$) флуктуаций цвета в холодном ядерном веществе, их время жизни (τ_f) и интенсивность (P_2).

3. Вклад механизма флуктуаций цвета ядерных нуклонов в рождение кумулятивных адронов в $\hbar A$ -взаимодействии мал /порядка 1 - 2%/ по сравнению с вкладом механизма "сборания" ^{1/1}.

По мнению авторов, выводы в п.2 и п.3 можно рассматривать в качестве ответов на вопросы, поставленные во Введении.

Дальнейшее совершенствование модели и уточнение эксперимента по глубоконеупругому кумулятивному Δ -рассеянию, возможно, приведет к новой информации о несинглетных по цвету состояниях нуклонов в ядрах, а также позволит уточнить структурную функцию глюонов в нуклоне /параметр "а" в /27/ /, данные о которой, полученные из элементарных процессов, пока весьма грубы.

В заключение отметим, что из неадиабатического характера связи между ферми-движением и внутренними степенями свободы ядерных нуклонов вытекают два важных следствия и для некумулятивной области в рассмотренных процессах.

Первое из них указывает направление качественного изменения структурной функции нуклонов в ядрах. В соответствии с общими положениями квантовой механики сложных систем такой характер связи должен привести к возбуждению нуклона. Это может проявиться в:

- увеличении среднего числа конститuentов нуклона,
- увеличении размеров нуклона в ядре по сравнению с размерами свободного нуклона,
- присутствию в ядрах некоторой доли нуклонов, находящихся в нижних возбужденных состояниях Δ -изобары и т.д./.

Очевидно, что все эти факторы приводят к смягчению структурной функции нуклона, помещенного в ядерную среду.

Таким образом, учет влияния временных факторов уже на качественном уровне приводит к выводу, диаметрально противоположному тому, который основан на использовании выражений типа /14/: ферми-движение нуклонов отнюдь не делает их структурную функцию более полой. Напротив, с ростом x ее падение должно стать относительно более сильным. Наблюдаемым проявлением такой динамики является EMC-эффект ^{20/} обнаруженный в глубоконеупругом рассеянии мюонов на ядрах D и Fe при $x < 1$ и подтвержденный экспериментами по рассеянию электронов ^{21/}. Не удивительно поэтому, что многочисленные попытки объяснить EMC-эффекты, основанные на предположении о реализации какой-либо из перечисленных выше особенностей в свойствах некоторой доли ядерных нуклонов /см., например, обзор ^{15/}, оказались успешными. Как мы видели, каждое из этих предположений, взятое в качестве основы для интерпретации EMC-эффекта, в действительности может быть оправдано как частное проявление неадиабатического характера связи между ферми-движением нуклона в ядре и его партонными степенями свободы.

Принимая во внимание сказанное, приходим ко второму следствию. Смягчение импульсного спектра кварков ядерного нуклона

должно проявиться и в адронных процессах, когда рождающийся адрон является продуктом фрагментации нуклона ядра-мишени. Следовательно, в спектре адронов при $x < 1$, вылетающих под углами, близкими к 180° , должна наблюдаться картина, качественно аналогичная /с точностью до учета поглощения/ ЕМС-эффекту. Этот факт отмечен и интерпретирован в [22].

Авторы признательны Д.В.Ширкову, В.А.Мещерякову, С.Б.Герасимову, В.Г.Гришину, А.В.Ефремову, А.Б.Кайдалову, Г.А.Лексину, И.А.Савину, а также участникам семинаров в ЛТФ и ЛВЭ ОИЯИ, ИТЭФ АН СССР, ИФВЭ АН КазССР за обсуждение рассмотренных вопросов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kalinkin B.N., Cherbu A.V., Shmonin V.L. Fortschritte der Physik, 1980 28, p.797; Golubyatnikova E.S., Shakhanova G.A., Shmonin V.L. Acta Phys.Pol., 1984, B15, p.585.
2. Ефремов А.В. Физика ЭЧАЯ, 1982, 13, с.613.
3. Стрикман М.И., Франкфурт Л.Л. Физика ЭЧАЯ, 1980, 11, с.571.
4. Лукьянов В.К., Титов А.И. Физика ЭЧАЯ, 1979, 10, с.815; Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. Физика ЭЧАЯ, 1984, 15, с.1249.
5. Ефремов А.В., Bondarchenko E.A. JINR, E2-84-124, Dubna, 1984.
6. Vary J.P. В кн.: VII Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ Д1,2-84-599, Дубна, с.186-194.
7. Шехтер В.И. ЯФ, 1981, 33, с.817.
8. Kogut J., Susskind P. Phys.Rev., 1974, D10, p.732; Low F. Phys.Rev., 1975, D12, p.163; Nussinov S. Phys.Rev.Lett., 1975, 34, p.1286; Casher A., Neuberger H., Nussinov S. Phys.Rev., 1979, D20, p.179; Matsuama S., Miyazawa H. Progr. Theor. Phys., 1976, 61, p.942; Копелиович Б.З., Липидус Л.И., Нидермайер Ф. В кн.: VII Международный семинар по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ, Д1-2-84-599, Дубна, 1984, с.241.
9. Андреев И.В. Хромодинамика и жесткие процессы при высоких энергиях. "Наука", М., 1981.
10. Грибов В.Н. В кн.: VIII Зимняя школа ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Изд. ЛИЯФ, Л., 1973, ч. II, стр.5.
11. Балдин А.М., Диденко Л.А. Краткие сообщения ОИЯИ № 3-84, Дубна, 1984, с.5.
12. Савин И.А. В кн.: VI Международный семинар по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ, Д1-2-81-728, Дубна, 1981, с.223.
13. Bollini D. et al. Phys. Lett., 1981, 104B, p.403.

14. Clark A.R., Johnson K.J., Kerth L.T. Fermilab-Conf-83/56-exr, Batavia, 1983.
15. Савин И.А. В кн.: VII Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-84-599, Дубна, 1984, с.90.
16. Smirnov A.Yu. ИФВЭ 84-206, ОТФ, Serpukhov, 1984.
17. Воробьев Г.Г. и др. В кн.: VII Международный семинар по проблемам высоких энергий. Д1,2-84-599, Дубна, 1984, с.222-226.
18. West G.V. Phys., Rept, C1975, vol.18, p.264.
19. Слив Л.А., Стрикман М.И., Франкфурт Л.Л. УФН, 1985, 4, с.3.
20. Aubert J.J. et al. Phys. Lett., 1983, 123D, p.275.
21. Arnold R.G. et al. Phys.Rev. Lett., 1984, vol.52, p.727.
22. Baladin A.M., CERN, Courier, 1984, 24, p.19.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 июня 1985 года