

ЭФФЕКТЫ ЭКРАНИРОВАНИЯ ЦВЕТА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ АДРОНОВ И ЯДЕР

Б. Э. Копелиович

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Обсуждается возможность изучения динамики цвета в сильных взаимодействиях при высоких энергиях в процессах рассеяния адронов на ядрах. Рассмотрены различные проявления эффекта «цветовой» прозрачности ядер, т. е. уменьшения поглощения в ядерной среде сжатых адронных конфигураций. Цветовая структура померона в случае адрон-ядерного рассеяния приводит к новым поправкам к глауберовскому приближению, а также к возможности образования индуцированных цветовых диполей в ядрах. Пространственно-временная картина процесса экранирования цветовых зарядов, т. е. адронизации, приводит к нетривиальному ядерному экранированию как жестких процессов (рождение J/Ψ , адронов с большими p_T), так и мягких (инклюзивное рождение адронов с $x_F \rightarrow 1$). Обнаружен эффект ослабления поглощения частиц при туннелировании из вакуума в присутствии ядерной среды. Предложен механизм подпорогового рождения адронов на многокварковых конфигурациях в ядрах.

The colour dynamics of strong interactions is investigated by means of analyses of hadron-nucleus reactions at high energies. Some consequences of the nuclear «colour transparency», i.e. the phenomenon of decreased absorption of the point-like hadronic configurations in the nuclear matter, are considered in details. The pomeron colour structure leads to new corrections to the Glauber approximation and to possibility of the induced colour dipoles production inside a nucleus. The space-time pattern of the process of colour charge screening, i.e. hadronization, causes a nontrivial nuclear shadowing of some hard reactions (production of J/Ψ and high p_T particles) and soft processes (inclusive production of hadrons on nucleus at $x_F \rightarrow 1$). A new effect of decreased absorption of particles in nuclear matter during tunnelling from vacuum is discovered. The mechanism of subthreshold particle production on multi-quark configurations in nucleus is proposed.

ВВЕДЕНИЕ

Процессы взаимодействия адронов высокой энергии с ядрами традиционно используются для получения информации о пространственно-временной структуре взаимодействия адронов, природе ядерных сил. Часто эта информация является уникальной. В адрон-адронных взаимодействиях продукты реакций регистрируются на асимптотически больших расстояниях, значительно превышающих размеры, характерные для сильных взаимодействий. По-видимому,

единственный способ изучения свойств несформировавшихся адронных состояний — это рассеяние на второй мишени. Поскольку второе рассеяние должно произойти через характерное для сильных взаимодействий время порядка 1 фм, необходимо использовать ядро, рассматриваемое здесь как совокупность нуклонных мишеней.

К сожалению, о динамике процесса обычно приходится судить лишь по весьма косвенным признакам. Экспериментальная информация, как правило, имеется в форме зависимости от атомного номера ядра A . Поэтому эту область исследований часто называют A^α -физикой.

Хотя попытки строгого описания периферических или, как их называют, «мягких» адронных процессов в квантовой хромодинамике (КХД) наталкиваются на нерешенную проблему больших расстояний, существуют различные феноменологические модели, использующие идеи КХД, которые при определенных упрощениях позволяют понять основные закономерности этих процессов. Так, волновые функции адронов описываются в потенциальных моделях, модели мешка, струнной модели и т.п. Для дальнейшего важно то, что во всех этих моделях адрон является бесцветным объектом со скрытым цветом. Взаимное экранирование цвета различных конstituентов адрона приводит к существенной зависимости сечения взаимодействия от среднеквадратичного радиуса адрона [1]. Точечные бесцветные состояния вообще не должны взаимодействовать. Это одно из основных и безмодельных следствий КХД. Что касается экспериментальной проверки этого утверждения, то модельные расчеты [1] подтверждают весьма точное соответствие иерархий радиусов адронов и сечений их взаимодействия. Эти результаты, тем не менее, не могут считаться убедительным подтверждением предсказаний КХД, так как адроны, имеющие разные радиусы, имеют и разный кварковый состав. Последнее обстоятельство позволяет воспроизвести значения сечений и в «бесцветной» модели составляющих кварков, введя различные сечений взаимодействия разных сортов кварков. По-видимому, только используя ядерные мишени, можно поставить критический эксперимент и получить убедительные доказательства малости сечений взаимодействия сжатых адронных конфигураций. Ниже этот вопрос подробно рассмотрен.

Проблема конфайнмента или невылетания цвета решается в моделях как результат нестабильности вакуума и экранирования удаленных цветовых зарядов благодаря туннельному образованию кварк-антикварковых или глюонных пар из вакуума. Наиболее распространенным вариантом этого подхода является модель хромозлектрической трубки [2, 3] или струны, которая строится по аналогии с моделью мешков. Предположим, что плотность энергии вакуума испытывает скачок B на границе области, внутри которой локализовано поле цветовых зарядов, подавляющее вакуумные флуктуации. Исходя из требования минимума полной энергии, легко убедиться, что поле между двумя удаленными цветовыми зарядами (образующи-

ми синглет по цвету) принимает равновесную форму трубки постоянного сечения. Радиус трубки $R^4 = g^2/(8\pi^2 B)$, а плотность энергии поля на единицу длины трубки составляет $\kappa = g(B/8)^{1/2}$, где g — цветовой заряд на концах трубки. Если продольный размер трубки значительно превышает поперечный, трубку можно рассматривать как одномерную струну. Такая конфигурация поля отвечает линейно растущему потенциалу $V = \kappa r$, который, в свою очередь, обеспечивает линейность траекторий Редже. При этом величина κ связана с универсальным параметром наклона $\alpha'_R \approx 0,9 \text{ ГэВ}^2$ реджевских траекторий:

$$\kappa = (2\pi\alpha'_R)^{-1} \approx 1 \text{ ГэВ/фм.}$$

Нужно заметить, что струна очень неустойчива: она легко «рвется» из-за того, что под действием поля из вакуума рождаются кварк-антикварковые пары, полностью экранирующие поле струны. Механизм возникновения пар аналогичен явлению Швингера в электродинамике, рождению электрон-позитронных пар во внешнем электрическом поле. Его легко понять как туннельный эффект, поскольку рождение пары кварков становится энергетически выгодным, если они возникают на относительном расстоянии $l > 2m_q/\kappa$, где m_q — масса кварка. Мы не будем пользоваться формулой Швингера для оценки вероятности рождения пары, поскольку условия ее применимости в случае цветной струны существенно нарушены (например, поле рожденных кварков сильно возмущает внешнее поле). Вместо этого введем параметр W — плотность вероятности образования пары за единицу времени на единице длины струны. Из анализа данных по e^+e^- -аннигиляции следует, что $W \approx 2 \text{ фм}^{-2}$. Это означает, что струну трудно растянуть до размера значительно большего, чем 1 фм, — она рвется*.

Именно разрывы струны являются в этой модели главным источником адронизации. Энергия, необходимая на образование адронов, появляется благодаря торможению цветového заряда на конце струны за счет натяжения струны: $\dot{p} = -\kappa$. Следует заметить, что коэффициент натяжения струны, возникающей в результате цветовой перезарядки и последующей адронизации, может отличаться (превышать) от статического решения, например, из-за тормозного излучения мягких глюонов. Поэтому величину κ_{eff} также следует считать неизвестной.

Ниже приводятся примеры того, как в адрон-ядерных процессах можно проверить наши представления о пространственно-временной картине процесса адронизации, хронологии образования адронов, найти эффективные параметры цветовой струны из анализа экспери-

* Отсюда видна наивность попыток, встречающихся в литературе, получить свободные цветové заряды путем понижения потенциального барьера на больших расстояниях. Вероятность развести заряды на такие расстояния, не родив пар, т. е. не заэкранировав заряды, ничтожно мала. Это утверждение есть общий результат квантовой механики, а не только модели струн.

ментальных данных. Появляется также дополнительная информация об экзотических компонентах волновых функций ядер — многокварковых конфигурациях.

Содержание обзора изложено следующим образом.

В разд. 1 дается введение в теорию неупругих поправок (НП) к приближению Глаубера-Ситенко (ГСП). Схема расчета и физическая природа НП излагаются как в базисе физических состояний, т. е. собственных состояний свободного гамильтониана, так и в базисе собственных состояний взаимодействия.

Раздел 2 посвящен реализации метода собственных состояний (МСС) вычисления НП в квантовой хромодинамике (КХД). Наиболее ярким следствием этого рассмотрения является наличие у адронов пассивных компонент, для которых ядерная среда является прозрачной. Это сжатые адронные конфигурации, обладающие малым дипольным цветовым моментом. Рассмотрен ряд конкретных примеров: когерентная регенерация K_s -мезонов на ядрах, квазиупругое рассеяние и квазисвободная перезарядка адронов на ядрах, инклюзивное рождение частиц в трехреджеонной области. Наиболее определенным проявлением экранирования цвета является значительное увеличение прозрачности ядра, обнаруженное в процессе перезарядки $\pi^- \rightarrow \pi^0$ на ядрах.

В разд. 3 рассмотрены эффекты многократных цветовых перезарядок в ядре, принципиально отличающихся от обычных бесцветных многократных перерасеяний, характерных для ГСП. Из сравнения с данными об упругом pd -рассеянии получены ограничения на радиус шестикваркового мешка в S^6 -состоянии. Многократные цветовые перезарядки индуцируют в ядре цветовые диполи, являющиеся дибарионными резонансами. Найдены спектр масс и ширины распадов резонансов, сечение их рождения, вклад в процесс кумулятивного образования протонов.

Раздел 4 посвящен традиционной области применения ядерных мишеней — изучению пространственно-временной структуры сильных взаимодействий. Показано, что «жесткие» процессы, такие, как образование J/ψ -мезонов, вблизи кинематической границы экранируются в ядре мягкими взаимодействиями.

Рассмотрен процесс экранирования цвета при адронизации партона в ядерной среде. Показано, что в противоположность распространенной точке зрения длина фрагментации партона стремится к нулю для адронов, рожденных с максимальным импульсом. Проявление этого эффекта рассмотрено в процессах рождения на ядрах симметричных пар адронов с большими x_T и мягкого рождения адронов с $x_F \rightarrow 1$.

Показано, что при подбарьерном туннелировании в присутствии ядерной среды поглощение значительно ослаблено. Этот эффект, возможно, объясняет повышенный выход медленных антипротонов на ядерных мишенях.

В заключение раздела рассмотрен процесс подпорогового рождения адронов на многокварковых конфигурациях в ядрах. Из сравнения с данными по рождению K^+ -мезонов найдены верхние границы на примесь многокварковых кластеров.

1. НЕУПРУГИЕ ПОПРАВКИ К ЭЙКОНАЛЬНОМУ ПРИБЛИЖЕНИЮ

1.1. Неупругие промежуточные состояния. Основой для описания ядерных реакций при высоких энергиях является приближение Глаубера [4] — Ситенко [5] (ГСП). Именно по отклонению результатов

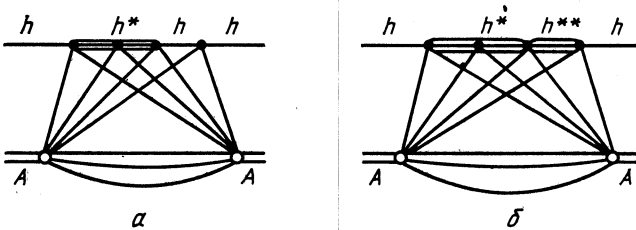


Рис. 1. Графики, отвечающие неупругим поправкам

измерений от расчетов в ГСП судят обычно о существовании каких-либо новых физических эффектов. Неупругим поправкам (НП) к ГСП для амплитуды адрон-ядерного рассеяния посвящена обширная литература [6—10]. Формально эти поправки выглядят как учет неупругих промежуточных состояний в диаграммах, показанных на рис. 1. Выражение для оценки НП для произвольных ядер, отвечающее диаграммам типа рис. 1, *a*, было получено В. А. Кармановым и Л. А. Кондратюком [10]:

$$\Delta_{in} \sigma_{tot}^{hA} = 4\pi \int d^2\mathbf{b} \int dM^2 \frac{d^2\sigma}{dM^2 d\mathbf{q}_T^2} \Big|_{\mathbf{q}_T^2=0} e^{-\frac{1}{2} \sigma_{tot}^{hN} T(\mathbf{b})} |F(q_L, \mathbf{b})|^2. \quad (1)$$

Здесь σ_{tot}^{hA} , σ_{tot}^{hN} — полные сечения взаимодействия адрона с ядром и нуклоном; $d^2\sigma/dM^2 d\mathbf{q}_T^2$ — сечение дифракционной диссоциации [8, 9] с образованием массы M и поперечным переданным импульсом \mathbf{q}_T ; $F(q_L, \mathbf{b})$ — формфактор ядра

$$F(q_L, \mathbf{b}) = \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho(\mathbf{b}, z) e^{iq_L z}, \quad (2)$$

где \mathbf{b} , z — прицельный параметр и продольная координата; $\rho(\mathbf{b}, z)$ — функция распределения ядерной плотности; $q_L = (M^2 - m_h^2)/2E$; E — начальная энергия; $T(\mathbf{b})$ — функция профиля ядра; $T(\mathbf{b}) = F(0, \mathbf{b})$ [более точное выражение (10)]. В (1) предполагается, что сечения рассеяния основного состояния адрона и возбужденных равны.

С ростом энергии НП (1) растет, поскольку уменьшается q_L . НП входит в полное сечение с отрицательным знаком. Это соответствует увеличению прозрачности ядра, что легко понять. Действительно, учет обратных переходов из возбужденных состояний в начальное увеличивает вероятность прохождения через ядро. Ниже будет показано, что в некоторых ядерных реакциях НП, наоборот, уменьшают прозрачность ядра.

В системе отсчета, где ядро налетает на покоящийся адрон, НП выглядит как учет слияния партонных облаков нуклонов [11], находящихся на одном прицельном параметре, в мягкой части импульсного спектра. Уменьшение числа медленных партонов приводит, естественно, к уменьшению σ_{tot}^{hA} .

Хотя учет НП с помощью выражения (1) удовлетворительно описывает экспериментальные данные [12, 13] для σ_{tot}^{hA} , связано это с тем, что сами НП малы — несколько процентов. При увеличении точности данных и расчетов [14, 15] необходимо учитывать НП более высокого порядка, соответствующие, например, графику на рис. 1, б. Та же проблема возникает и в конкретных каналах ядерных реакций, где, как будет показано ниже, НП достигает сотен процентов.

1.2. Метод собственных состояний. Метод собственных состояний (МСС), предложенный в работах [16, 17], сыграл большую роль в понимании динамики дифракционных процессов [18, 19]. В работах [20, 21] МСС был применен для расчета НП в адрон-ядерных реакциях.

Тот факт, что адроны при дифракционном рассеянии могут возбуждаться, т. е. существуют недиагональные переходы, говорит о том, что базис физических состояний $|h\rangle$ неудобен для задач о взаимодействии адронов и ядер. Выберем базис собственных состояний взаимодействия $|k\rangle$, переходящих в себя по действию оператора амплитуды рассеяния

$$\hat{f}|k\rangle = f_k|k\rangle. \quad (3)$$

Здесь f_k — собственные значения оператора \hat{f} .

Считая базис $|k\rangle$ ортонормированным, разложим по нему состояния

$$|h\rangle = \sum_k C_k^h |k\rangle. \quad (4)$$

Коэффициенты C_k^h удовлетворяют соотношениям

$$\sum_k C_k^h (C_k^g)^* = \delta_{hg}; \quad \sum_h C_k^h (C_i^h)^* = \delta_{ik}. \quad (5)$$

Амплитуда дифракционного перехода $h \rightarrow g$ имеет вид

$$f_{gh} = \sum_k C_k^h (C_k^g)^* f_k. \quad (6)$$

Отсюда видно, что недиагональные дифракционные переходы возникают лишь тогда, когда существует различие между амплитудами f_k .

Неупругое дифракционное сечение, просуммированное по конечным состояниям, равно

$$\sigma_{DD} = \langle f_k^2 \rangle - \langle f_k \rangle^2, \quad (7)$$

где усреднение по k проводится с весом $|C_k|^2$.

Зная спектр собственных состояний $|k\rangle$ и амплитуды f_k упругого рассеяния на нуклоне, легко вычислить парциальную амплитуду рассеяния на ядре. Пусть начальная энергия E достаточно высока

$$E/\mu^2 \gg R_A, \quad (8)$$

где μ — массовый параметр; R_A — радиус ядра. Тогда адронные флуктуации можно считать «замороженными», т. е. различные собственные компоненты $|k\rangle$ волновой функции адрона не перемешиваются за время взаимодействия с ядром. Собственная амплитуда взаимодействия с ядром состояния $|k\rangle$ может быть вычислена в ГСП, поскольку отсутствуют недиагональные переходы.

Таким образом, парциальная амплитуда рассеяния адрона на ядре $f_{ei}^{hA}(\mathbf{b})$ при данном прицельном параметре b имеет вид

$$f_{ei}^{hA}(\mathbf{b}) = 1 - \langle \exp[-f_k T(\mathbf{b})] \rangle. \quad (9)$$

Здесь $T(\mathbf{b})$ — функция профиля адра:

$$T(\mathbf{b}) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\rho}(\mathbf{b}, z) dz, \quad (10)$$

$$\tilde{\rho}(\mathbf{b}, z) = \frac{1}{2\pi B} \int d^2\mathbf{b}' \rho(\mathbf{b}', z) \exp\left[-\frac{(\mathbf{b}-\mathbf{b}')^2}{2B}\right],$$

где B — параметр наклона сечения упругого hN -рассеяния; $\rho(\mathbf{b}, z)$ — функция плотности нуклонов в ядре, используемая далее в параметризации Вудса — Саксона [22]. Отметим, что оптическое приближение в (9) служит для наглядности. В расчетах далее используются более точные формулы с заменой $\exp(-\sigma T) \rightarrow (1 - \sigma T/A)^A$.

Отличие формулы (9) от ГСП состоит в том, что усредняется по k вся экспонента, а не только ее показатель. Разница двух выражений есть НП к парциальной амплитуде

$$\Delta_{in}(\mathbf{b}) = \langle \exp[-f_k T(\mathbf{b})] \rangle - \exp[-\langle f_k \rangle T(\mathbf{b})]. \quad (11)$$

Это выражение эквивалентно учету всех возможных промежуточных состояний в адронном базисе [20, 21]. Однако этот результат достигается ценой того, что расчет стал модельным, в отличие от формулы (1). Результаты зависят от выбора спектра собственных состояний и собственных значений амплитуды рассеяния. Это делает расчет

менее надежным, но, с другой стороны, дает возможность проверить теоретические модели.

1.3. Смешивание собственных состояний. Серьезной проблемой в МСС является учет смешивания различных компонент волновой функции (ВФ) за время прохождения через ядро. В адронном базисе это эквивалентно учету продольной передачи импульса ядру при образовании промежуточных струй. Рассмотрим связь двух подходов на примере двухкомпонентного приближения и выясним, к каким наблюдаемым эффектам приводит смешивание [23].

Пусть адронные состояния $|\alpha\rangle$ и $|\beta\rangle$ сопряжены собственным состояниям $|1\rangle$ и $|2\rangle$. Уравнение, описывающее перемешивание собственных состояний при прохождении через ядро, имеет вид

$$\frac{d|k\rangle}{dl} = \sum_i Q_{ki} |i\rangle, \quad (12)$$

где l — продольная координата; матрица \hat{Q} имеет вид

$$\hat{Q} = \begin{pmatrix} q + |C_2|^2 q_L - f_1 \rho & -C_1 C_2^* q_L \\ -C_1^* C_2 q_L & q + |C_1|^2 q_L - f_2 \rho \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Здесь $q_L = (m_\beta^2 - m_\alpha^2)/2E$; f_k — собственные значения амплитуды рассеяния (мнимая часть) на нуклоне; ρ — ядерная плотность, которая здесь считается постоянной.

Амплитуда упругого рассеяния адрона $|\alpha\rangle$ на слое ядерного вещества толщиной l равна

$$\begin{aligned} -if_{e1}(l) = 1 - \exp \left[\frac{f_1 + f_2}{2} \rho l + i l \frac{q_L}{2} \right] \left\{ \cos \left(\frac{\lambda l}{2} \right) - \right. \\ \left. - \frac{i q_L + (|C_2|^2 - |C_1|^2) \rho (f_1 - f_2)}{\lambda} \sin \left(\frac{\lambda l}{2} \right) \right\}, \quad (14) \end{aligned}$$

где $\lambda = \{ (|C_2|^2 - |C_1|^2) q_L + (f_2 - f_1) \rho \}^2 + 4 |C_1|^2 |C_2|^2 q_L^2 \}^{1/2}$.

При больших энергиях, когда смешиванием можно пренебречь, из (14) получаем известное выражение (9). При невысоких энергиях в пределе $q_L/f\rho \gg 1$, когда смешивание состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$ велико, выражение (14) можно разложить по параметру $f\rho/q_L$ и получить

$$\begin{aligned} \text{Im } f_{e1}(l) = 1 - \exp [- (|C_1|^2 f_1 + |C_2|^2 f_2) \rho l] - \\ - \frac{\rho^2}{q_L^2} [|C_1|^2 (1 - |C_1|^2) f_1^2 + |C_2|^2 (1 - |C_2|^2) f_2^2 - \\ - 2 |C_1|^2 |C_2|^2 f_1 f_2] \exp [- (|C_1|^2 f_1 + |C_2|^2 f_2) \rho l] \times \\ \times \{ 1 - \exp [- (|C_2|^2 - |C_1|^2) (f_2 - f_1) \rho l] \cos(q_L l) \}. \end{aligned}$$

Первые два слагаемых здесь отвечают ГСП. Третье слагаемое — это поправка на неупругое экранирование, вычисленная в первом порядке по сечению неупругой дифракции. Эта поправка совпадает с формулой (1), если предположить, как и в [10], что $f_{e1}^\alpha = f_{e1}^\beta$, т.е. $|C_1|^2 =$

$= |C_2|^2 = 0,5$. В этом легко убедиться, воспользовавшись соотношением (7).

Из (13), (14) видно, что характерное время смешивания собственных состояний характеризуется величиной $1/q_L$. Это важное заключение, оно означает, что при вычислении амплитуды рассеяния адрона $|\alpha\rangle$ поправки на смешивание определяются лоренц-фактором, зависящим не от массы m_α , а от щели в спектре масс $m_\beta - m_\alpha$. Действительно, собственные состояния взаимодействия $|k\rangle$ не имеют определенной массы. Таким образом, время смешивания при рассеянии, например, пиона содержит лоренц-фактор E/m_{α_1} , а не E/m_π .

Далее заметим, что из (14) следует, что ядерная амплитуда $f_{el}^\alpha(l)$ имеет реальную часть даже в том случае, когда нуклонная амплитуда мнимая. Причину появления реальной части легко понять в адронном базисе — образование промежуточных состояний с другой массой приводит к сдвигу фазы. Нетрудно получить выражение для реальной части амплитуды h^A -рассеяния в тех же предположениях, что и формула (1):

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} f_{el}^{h^A} = & -4\pi \int d^2\mathbf{b} \int dM^2 \frac{d\sigma_{DD}^{hN}}{dM^2 d\mathbf{q}_T^2} \Big|_{q_T^2=0} \times \\ & \times \exp \left[-\frac{1}{2} \sigma_{\text{tot}}^{hNT}(\mathbf{b}) \right] \int_{-\infty}^{\infty} dl_1 \int_{-\infty}^{\infty} dl_2 \rho(\mathbf{b}, l_1) \rho(\mathbf{b}, l_2) \times \\ & \times \sin [q_L(l_2 - l_1)] \exp [iq_L(l_2 - l_1)]. \end{aligned} \quad (15)$$

Результаты численных расчетов можно найти в [23].

2. ЭФФЕКТЫ ЭКРАНИРОВАНИЯ ЦВЕТА

Изучение периферического взаимодействия адронов при высоких энергиях наталкивается на нерешенную в КХД проблему больших расстояний. Можно, тем не менее, сформулировать некоторые общие следствия того, что в КХД взаимодействие цветное. Адроны, состоящие из цветных объектов, сами бесцветны. Их взаимодействие напоминает взаимодействие нейтральных систем (позитроний [24], атомы ...) в КЭД. Цвет внутри адронов пространственно распределен, и взаимодействие имеет дипольный характер. Поэтому следует ожидать, что если поперечный размер адрона $\tau \rightarrow 0$, то сечение взаимодействия $\sigma(\tau) \propto \tau^2$. Простейшее выражение для $\sigma(\tau)$, обладающее таким поведением, имеет вид

$$\sigma(\tau) = \frac{\tau^2}{\langle \tau^2 \rangle} \sigma_{\text{tot}}. \quad (16)$$

Здесь $\langle \tau^2 \rangle = \int |\Psi(\boldsymbol{\tau})|^2 \tau^2 d^2\boldsymbol{\tau}$; $\Psi(\boldsymbol{\tau})$ — волновая функция адрона.

Начиная с работ Лоу [25] и Нуссинова [26], упругое рассеяние адронов части описывают [1, 27] в двухглюонном приближении (ДГП).

Соответствующие графики показаны на рис. 2, а, б для мезон-нуклонного рассеяния. Подразумевается суммирование по всем способам присоединения глюонов к кваркам нуклона. Естественно, что применимость борновского приближения не может быть мотивирована в духе теории возмущений, так как константа связи $\alpha_s \approx 1$ здесь велика. Причина хорошего соответствия ДГП экспериментальным данным

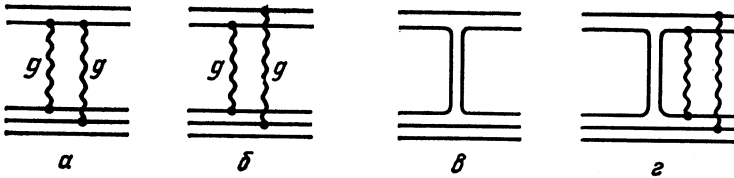


Рис. 2. Графики, описывающие упругое рассеяние (а, б) и перезарядку (в, г)

по полным сечениям заключается в том, что оно правильно воспроизводит зависимость сечения взаимодействия от размера адрона. Действительно, вклад в $\sigma(\tau)$ суммы графиков на рис. 2, а, б имеет вид

$$\sigma(\tau) = \frac{32}{3} \pi \alpha_s \int \frac{d^2 \mathbf{k}}{(2\pi)^2 \mathbf{k}^4} (1 - e^{i\mathbf{k}\tau}) (1 - f_N(\mathbf{k}^2)). \quad (17)$$

Двухкварковый формфактор нуклона выберем в гауссовой форме: $f_N(\mathbf{k}^2) \equiv \langle \exp[i\mathbf{k}(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)] \rangle_N = \exp(-\mathbf{k}^2/\lambda^2)$, где $\lambda^2 \approx 3,2 \text{ фм}^{-2}$. Здесь ρ_i ($i = 1, 2, 3$) — прицельные параметры кварков в нуклоне, по которым производится усреднение. Выражение (17) приводится к виду [29]

$$\sigma(\tau) = \frac{16\pi\alpha_s^2}{3\lambda^2 \ln 2} [1 + C - e^{-\gamma} + \ln \gamma - (1 + \gamma) \text{Ei}(-\gamma)], \quad (18)$$

где $\gamma = \lambda^2 \tau^2 / 4$. Константа α_s фиксируется условием

$$\sigma_{\text{tot}}^{\pi N} = (16/3) \pi \alpha_s^2 / \lambda^2.$$

Из (18) видно, что при $\tau \rightarrow 0$ сечение действительно падает как $\tau^2 \ln \tau$. Дополнительный по сравнению с выражением (16) фактор $\ln \tau$ обязан вкладу дипольного дальнего действия в формуле (17).

Малость сечения взаимодействия адронов малого радиуса, состоящих из тяжелых кварков, действительно подтверждается экспериментально. Однако это не является серьезным аргументом в пользу цветовой динамики, поскольку более тяжелые составляющие кварки могут иметь другое сечение взаимодействия, что и предполагается в модели составляющих кварков. Ниже будет показано, что использование ядерных мишеней позволяет получить уникальную информацию о зависимости $\sigma(\tau)$.

2.1. Поглощение адронов ядерной средой. Рассмотрим задачу о поглощении адронов высокой энергии при прохождении через ядро. Сечение адрон-адронного взаимодействия, как было показано, зави-

сит от поперечного размера τ налетающего адрона. Поэтому собственными состояниями взаимодействия можно считать конфигурации с данным поперечным размером τ . Весовым коэффициентом при усреднении по τ является квадрат ВФ адрона $|\psi(\tau)|^2$. Если энергия адрона E достаточно велика, $E \gg \mu^2 R_A$, то кварки налетающего адрона можно считать «замороженными» на время прохождения через ядро. Поэтому вероятность адрону пройти через ядро без взаимодействия равна

$$W(T) = \int d^2\tau |\Psi_h(\tau)|^2 e^{-\sigma(\tau)T} \equiv \langle \exp[-\sigma_h^*(\tau)T] \rangle. \quad (19)$$

Если $\sigma(\tau)$ подставить в (19) в форме (16), а волновую функцию адрона $\Psi_h(\tau)$ — в гауссовой форме, то

$$W(T) = (1 + \sigma_{\text{tot}}^{hN} T)^{-1}. \quad (20)$$

Таким образом, вместо экспоненциального затухания пучка в ядерной среде имеет место лишь степенное падение [28—30].

Столь значительное увеличение прозрачности ядра тем не менее приводит к небольшим ($\sim 10\%$) неупругим поправкам к полному сечению адрон-ядерного взаимодействия даже для тяжелых ядер. Действительно, наиболее существенное отличие от ГСП можно ожидать в области $\sigma_{\text{tot}}^{hN} T \gg 1$, где, однако, относительный вклад второго слагаемого в (9) мал.

Зная амплитуду упругого рассеяния, легко вычислить сечение когерентной дифракционной диссоциации (ДД) адрона на ядре, просуммированное по конечным состояниям [28]:

$$\sigma_{\text{ДД}}^{hA} = \int d^2\mathbf{b} [\langle f_{e1}^2(\mathbf{b}, \tau) \rangle - \langle f_{e1}(\mathbf{b}, \tau) \rangle^2]. \quad (21)$$

Здесь $f_{e1}(\mathbf{b}, \tau) = 1 - \exp\left[-\frac{1}{2}\sigma(\tau)T(\mathbf{b})\right]$.

Выражение (21) не содержит неизвестных параметров, результаты расчета [29] хорошо соответствуют экспериментальным данным.

Процесс когерентной ДД на ядрах в течение многих лет использовался как способ получения информации о сечении взаимодействия рожденных в этом процессе нестабильных адронов, которое, как правило, оказывалось аномально малым. Ошибочность этого можно продемонстрировать на следующем «теоретическом эксперименте» [31]. Вычислим сечение когерентной ДД пиона на ядре по формуле (21) и сравним результат с соответствующим выражением в ГСП [32]. Найденная таким образом величина σ_x падает с ростом атомного номера ядра и становится даже меньше $\sigma_{\text{tot}}^{\pi N}$. Ясно, однако, что малость σ_x есть следствие неучета НП, значительно увеличивающих сечение. Параметр σ_x не является сечением взаимодействия рожденных адронов, поскольку при высоких энергиях они формируются вне ядра.

2.2. Когерентная регенерация K_s -мезонов на ядрах. Наиболее подходящими для проверки соотношений (16), (18) являются процес-

сы, в которых регистрируется прошедшая через ядро волна. Примером этого является когерентная регенерация K_S -мезонов на ядрах [33]. Этот процесс замечателен еще тем, что обмен ω -реджеоном, ответственный за CP -перезарядку $K_L \rightarrow K_S$, выбирает в падающем пучке K_L флуктуации с увеличенным размером

$$R^2(E) = R_0^2 + 4\alpha'_\omega \ln(s/s_0). \quad (22)$$

Здесь $\alpha'_\omega \approx 0,75$ (ГэВ/с) $^{-2}$ — параметр наклона ω -траектории; $R_0^2 \approx 0,26$ фм 2 — средний квадрат радиуса K -мезона. Благодаря большой величине α'_ω , величина $R^2(E)$ быстро растет с энергией и значительно превышает R_0^2 . Поэтому можно ожидать усиленное поглощение K -мезонов ядром. Амплитуда когерентной регенерации K_S -мезонов на ядре имеет вид

$$f_{LS}^A = f_{LS}^N \int d^2b T(\mathbf{b}) \left\langle \exp \left[-\frac{1}{2} \sigma(\tau) T(\mathbf{b}) \right] \right\rangle. \quad (23)$$

При усреднении по τ в (23) учтено увеличение с энергией радиуса взаимодействия (22).

Результаты расчета сравниваются с данными [34] на рис. 3. Видно, что расчет хорошо соответствует данным. Отметим, что учет неупругих поправок по формуле (1) привел к значительному расхождению с данными [34].

Поскольку выполненные расчеты не содержат свободных параметров, результаты являются существенным подтверждением правильности рассматриваемого подхода. Тем не менее проведенное сравнение не может считаться критическим, так как аналогичный расчет

в модели составляющих кварков [35] также привел к хорошему согласию.

2.3. Квазиупругое рассеяние адронов на ядрах. Обсудим возможность проверки предсказаний КХД в процессе квазиупругого рассеяния адронов на ядрах. Можно ожидать, что в адрон-нуклонном рассеянии с переданным импульсом q формфактор «выбирает» в адроне флуктуации малого поперечного размера $\tau \sim 1/q$. Поэтому если рассеяние происходит в присутствии ядерной среды, то поглощение адрона в соответствии с (16) будет сильно зависеть от q и с ростом q

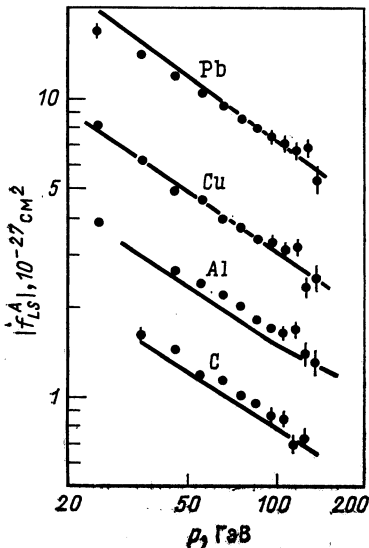


Рис. 3. Амплитуда когерентной регенерации $K_L \rightarrow K_S$ на различных ядрах. Кривые — расчет с сечением $\sigma(\tau)$, полученным в ДГП. Данные из работы [34]

должно исчезнуть. Величина $A_{\text{eff}}(q^2) = (d\sigma^{hA}/dq^2)/(d\sigma^{hN}/dq^2)$ должна резко возрастать от $A^{1/3}$ при $q^2 \ll \langle \tau^2 \rangle^{-1}$ до $\sim A$ при $q^2 \gg \langle \tau^2 \rangle^{-1}$.

Сечение однократного квазиупругого рассеяния на ядре можно записать в виде [36, 37]

$$\frac{d\sigma_{Q^2}^{(1)}(q^2)}{dq^2} = \frac{1}{4\pi} \int d^2\mathbf{b} T(\mathbf{b}) \left| \left\langle f_{el}(q, \tau) \exp \left[-\frac{1}{2} \sigma(\tau) T(\mathbf{b}) \right] \right\rangle \right|^2. \quad (24)$$

Амплитуду упругого мезон-нуклонного рассеяния $f_{el}(q, \tau)$ и полное сечение вычислим в ДГП.

Результаты расчета $A_{\text{eff}}^{(1)}(q^2)$ для ряда ядер, выполненного по формуле (24), показаны на рис. 4 штриховыми линиями. Там же пунктиром показан расчет в ГСП. Видно, что $A_{\text{eff}}(q^2)$ растет гораздо медленнее, чем ожидалось. Величина эффекта того же порядка, что и в

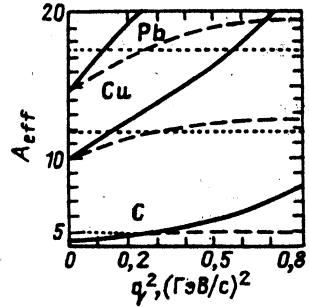


Рис. 4. Предсказания для $A_{\text{eff}}(q^2)$ в квазиупругом рассеянии:

штриховые линии отвечают вкладу однократного рассеяния, вычисленному в ДГП; сплошные — расчет с добавлением многократных перерассеяний; пунктир соответствует ГСП

модели составляющих кварков [38]. Причина этого, как легко понять, в том, что при $q^2 \gg \langle \tau^2 \rangle^{-1}$ в упругом рассеянии доминирует график на рис. 2, б, который не содержит формфактор мезона и не выделяет малые размеры.

На рис. 4 видно также, что при малых q^2 ГСП завышает сечение, т.е. неупругие поправки в этом процессе делают ядро менее прозрачным. Причины этого, а также некоторые следствия будут рассмотрены в п. 2.6.

Заметим, что при значительном увеличении $q^2 \gg (2\alpha'_P \ln(s/s_0))^{-1}$ ядерное экранирование в квазиупругом рассеянии все же должно исчезнуть [39]. Действительно, для того, чтобы рассеяние кварков с большим переданным импульсом не сопровождалось тормозным излучением глюонов, нужно, чтобы и кварки, и их цветное поле были локализованы в малой области τ . Экспериментальная проверка требует обязательной регистрации нуклона отдачи и восстановления квазиупругой кинематики для того, чтобы исключить вклад многократных перерассеяний. В противном случае последний должен быть вычислен. Вклад двухкратного перерассеяния имеет вид

[36, 37]

$$\frac{d\sigma_{el}^{(2)}}{dq^2} = \frac{1}{8\pi} \int d^2b T^2(\mathbf{b}) \int \frac{d^2\mathbf{k}}{(2\pi)^2} \times \\ \times \left| \left\langle f_{el}(\mathbf{k}, \boldsymbol{\tau}) f_{el}(\mathbf{q} - \mathbf{k}, \boldsymbol{\tau}) \exp \left[-\frac{1}{2} \sigma(\boldsymbol{\tau}) T(\mathbf{b}) \right] \right\rangle \right|^2. \quad (25)$$

При небольших значениях $q^2 \lesssim 1$ ГэВ/ c^2 это выражение можно оценить в ГСП, поскольку неупругие поправки здесь невелики и переданный импульс делится между двумя рассеяниями в среднем пополам. Величина $A_{eff}(q^2)$ с учетом (25) показана на рис. 4 сплошной линией. Вклад трехкратного перерассеяния, как показал расчет, пренебрежимо мал в этой области q^2 .

2.4. Квазисвободная перезарядка адронов на ядрах. В отличие от квазиупругого рассеяния в реакции перезарядки можно ожидать значительный рост $A_{eff}(q^2)$, поскольку график на рис. 2, *в*, отвечающий реджеонному обмену, содержит формфактор адрона. Следовательно, в той области значений q^2 , где можно пренебречь вкладом ветвлений, в реакции перезарядки усилен вклад сжатых мезонных конфигураций [31, 37].

Рассмотрим сначала реакцию $\pi^- p \rightarrow \eta^0 n$, где при $q^2 \lesssim 1$ ГэВ² доминирует вклад полюса A_2 . Сечение однократной перезарядки без перерассеяний имеет вид [37]

$$\frac{d\sigma^{(1)}(\pi^- A \rightarrow \eta^0 X)}{dq^2} = \frac{1}{8\pi} \frac{Z}{A} \int d^2b T(\mathbf{b}) \text{Sp} \{ \langle \hat{f}_{cex}^+(\mathbf{q}, \boldsymbol{\tau}) e^{-\frac{1}{2}\sigma(\boldsymbol{\tau})T(\mathbf{b})} \rangle \times \\ \times \langle \hat{f}_{cex}(\mathbf{q}, \boldsymbol{\tau}) e^{-\frac{1}{2}\sigma(\boldsymbol{\tau})T(\mathbf{b})} \rangle \}. \quad (26)$$

Усреднение по $\boldsymbol{\tau}$ проводится здесь с весовым фактором $\Psi_\pi(\boldsymbol{\tau}) \Psi_\eta^*(\boldsymbol{\tau})$. Далее будем предполагать, что пространственные части ВФл и η совпадают (в соответствии с SU_3), т.е. $\sigma_{tot}^{\pi N} = \sigma_{tot}^{\eta N}$.

Амплитуда $\hat{f}_{cex}(\mathbf{q}, \boldsymbol{\tau})$ есть матрица 2×2 в пространстве спина нуклона. Она может быть записана в виде

$$\hat{f}_{cex}(\mathbf{q}, \boldsymbol{\tau}) = C [A(\mathbf{q}, \boldsymbol{\tau}) + i |\mathbf{q}| (\boldsymbol{\sigma} n) B(\mathbf{q}, \boldsymbol{\tau})]. \quad (27)$$

Здесь C включает все независимые от \mathbf{q} и $\boldsymbol{\tau}$ факторы; \mathbf{n} — единичный вектор нормали к плоскости реакции; $\boldsymbol{\sigma}$ — матрицы Паули. Амплитуды A и B могут быть записаны в виде

$$\left. \begin{aligned} A(\mathbf{q}, \boldsymbol{\tau}) &= \exp(i\mathbf{q}\boldsymbol{\tau}/2 - \lambda q^2); \\ B(\mathbf{q}, \boldsymbol{\tau}) &= \beta A(\mathbf{q}, \boldsymbol{\tau}). \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

Фит экспериментальных данных [40, 41] при 40 ГэВ дает $\beta = 6,1$ ГэВ⁻¹, $\lambda = 3,4$ (ГэВ/ c)⁻².

Расчет $Z_{eff}(q^2)$ выполним для двух вариантов зависимости $\sigma(\boldsymbol{\tau})$: 1 — $\sigma(\boldsymbol{\tau})$ вычисляется по формуле (16); 2 — $\sigma(\boldsymbol{\tau})$ вычисляется в ДГП по формуле (18). Результаты расчета $Z_{eff}^{(1)}(q^2)$ по формуле

(26) для ядра ^{12}C приведены на рис. 5 тонкими сплошной и штриховой линиями. Пунктиром показан результат ГСП. Видно, что $Z_{\text{eff}}^{(1)}(q^2)$ действительно растет с q^2 гораздо быстрее, чем в квазиупругом рассеянии.

В случае, если нуклон отдачи не регистрируется, необходимо учитывать многократные перерассеяния. Вклад перезарядки с дополнительным упругим перерассеянием имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{(2)}(\pi^-A \rightarrow \eta^0 X)}{dq^2} = & \frac{1}{8\pi} \frac{Z(A-1)}{A^2} \int d^2b T^2(\mathbf{b}) \times \\ & \times \int \frac{d^2\mathbf{k}}{(2\pi)^2} \text{Sp} \{ \langle \hat{f}_{\text{сех}}^+(\mathbf{k}, \boldsymbol{\tau}) \hat{f}_{\text{el}}^*(\mathbf{q}-\mathbf{k}, \boldsymbol{\tau}) e^{-\frac{1}{2}\sigma(\boldsymbol{\tau})T(\mathbf{b})} \rangle \times \\ & \times \langle \hat{f}_{\text{сех}}(\mathbf{k}, \boldsymbol{\tau}) \hat{f}_{\text{el}}(\mathbf{q}-\mathbf{k}, \boldsymbol{\tau}) e^{-\frac{1}{2}\sigma(\boldsymbol{\tau})T(\mathbf{b})} \rangle \}. \end{aligned} \quad (29)$$

Это выражение, так же как и (25), можно оценить в ГСП, а перерассеяниями более высокого порядка пренебречь. Результат сумми-

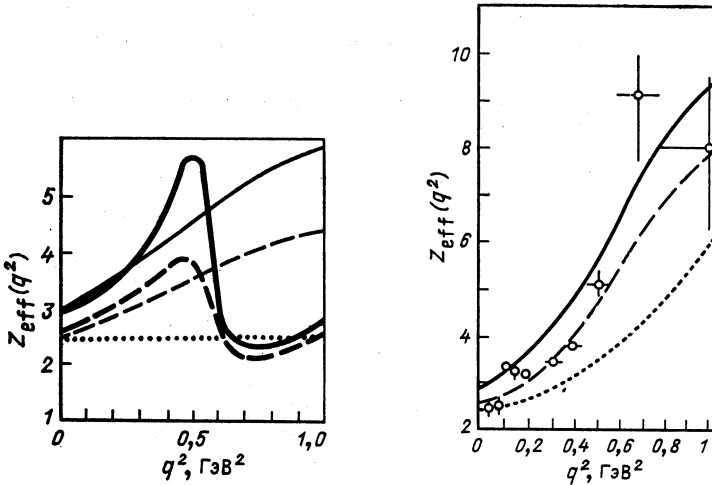


Рис. 5. $Z_{\text{eff}}^{(1)}(q^2)$ для перезарядки на ядре ^{12}C :

сплошные и штриховые кривые отвечают вариантам расчета 1 и 2 соответственно. Тонкие линии относятся к реакции $\pi^- \rightarrow \eta^0$ и доминированию реджевских полюсов в реакции $\pi^- \rightarrow \pi^0$; жирные кривые соответствуют реакции перезарядки $\pi^- \rightarrow \pi^0$ с учетом ветвлений; пунктир — расчет в ГСП

Рис. 6. $Z_{\text{eff}}(q^2)$ для реакции перезарядки $\pi^-C \rightarrow \eta^0 X$. Данные из работы [41]: расчеты выполнены с учетом перерассеяний в варианте 1 (сплошная кривая), в варианте 2 (штриховая кривая) и в ГСП (пунктир)

рования (26) и (29) сравнивается на рис. 6 с данными [41]. Видно, что имеется хорошее согласие. В то же время ГСП существенно занижает значение сечения.

Спецификой реакции $\pi^-p \rightarrow \pi^0 n$ является минимум в дифференци-

альном сечении при $q^2 \approx 0,6 \text{ ГэВ}^2$. Известны два объяснения этого явления. Одно [42] связывает минимум с обращением в нуль вычета ρ -полюса в точке с «неправильной» сигнатурой. Другая возможная причина — деструктивная интерференция вкладов ρ -полюса и ρ — P -ветвления в амплитуде с переворотом спина [42]. Обе интерпретации имеют свои трудности, и вопрос о том, какая правильная, пока не имеет ответа.

Изучение квазисвободной перезарядки $\pi^- \rightarrow \pi^0$ на ядрах открывает новые возможности для дискриминации механизма перезарядки на нуклонах. В первом случае поведение $Z_{\text{eff}}(q^2)$ практически не отличается от расчетов для реакции $\pi^- p \rightarrow \eta^0 n$, показанных на рис. 5. Во втором случае интерференция полюса и ветвления на ядре происходит по-иному чем на водороде. Действительно, в районе минимума полюсный график, показанный на рис. 2, в, усилен на ядре фактором $Z_{\text{eff}}^{\text{pole}} \approx Z$. В графике на рис. 2, г, отвечающем ρ — P -ветвлению, импульс передается обоим кваркам мезона, формфактор отсутствует, и этот вклад усилен на ядре лишь фактором $Z_{\text{eff}}^{\text{cut}} \approx Z^{1/3}$. Поэтому минимум в сечении однократной перезарядки на ядре должен сместиться в сторону больших значений q^2 , а на тяжелых ядрах совсем исчезнуть [31, 36].

Спиновые амплитуды $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ перезарядки с учетом ветвлений отличаются от (28) и имеют вид

$$\left. \begin{aligned} A(q, \tau) &= \exp(iq\tau/2 - \lambda q^2) - \gamma/2a \exp(-aq^2/2 - \tau^2/8a); \\ B(q, \tau) &= \beta \exp(iq\tau/2 - \lambda q^2) - \beta\gamma/4a \exp(-aq^2/2 - \tau^2/8a). \end{aligned} \right\} (30)$$

Параметры γ , β , λ , a находились из сравнения с данными [40, 41]: $\gamma = 5,95 \text{ ГэВ}^{-2}$, $|\beta| = 3,7 \text{ ГэВ}^{-1}$, $\lambda = 4,5 \text{ ГэВ}^{-2}$, $a = 6 \text{ ГэВ}^{-2}$.

Результаты расчета $Z_{\text{eff}}^{(1)}(q^2)$ показаны на рис. 5 толстыми кривыми сплошной и штриховой. Сложная форма кривых объясняется смещением положения минимума в сечении перезарядки на ядре по сравнению с водородной мишенью. Видно, что q^2 -зависимость $Z_{\text{eff}}^{(1)}(q^2)$ существенно определяется ролью ветвлений в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$.

Существующие данные [41], к сожалению, не выделяют вклада однократной перезарядки, поэтому следует учесть поправку на дополнительное перерассеяние, вычисленную по формуле (29), где $\hat{f}_{\text{сех}}$ дается выражениями (27), (30).

Результаты расчета сравниваются с данными [41] на рис. 7. Видно, что данным резко противоречит ГСП и лучше других соответствует расчет в варианте 1 с амплитудой $\hat{f}_{\text{сех}}$, содержащий вклад ветвлений.

Заметим, что в модели составляющих кварков Z_{eff} зависит от q^2 так же, как и в квазиупругом рассеянии [38], т.е. значительно слабее, чем на опыте. Это относится и к варианту модели [43].

В работе [44] получены данные для реакции перезарядки $\pi^+ C \rightarrow K^+ YX$. Точным измерением недостающей массы был подавлен

вклад многократных перерассеяний. Таким образом данные, показанные на рис. 8, относятся к $A_{eff}^{(1)}$. Сравнение с расчетами в варианте 1 подтверждает предсказание КХД. Важно, что эффект здесь — уже качественный.

Таким образом, данные по квазисвободной перезарядке на ядрах обладают высокой чувствительностью к зависимости $\sigma(\tau)$. Они интересны также тем, что учет НП изменяет сечение в несколько раз.

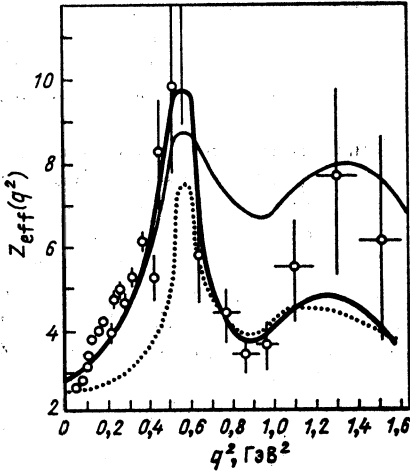


Рис. 7. То же, что на рис. 6, но для реакции $\pi^+A \rightarrow \pi^0A'$:

жирная и тонкая кривые получены в варианте 1 с учетом и без учета вклада ветвлений; пунктир — расчет в ГСП

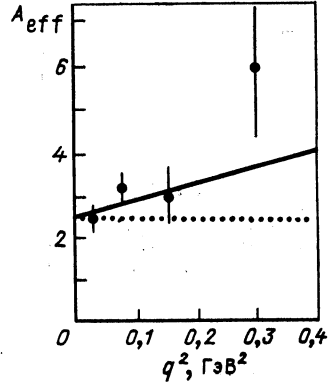


Рис. 8. $A_{eff}(q^2)$ для реакции $\pi^+C \rightarrow K^+YX$:

сплошная кривая — расчет в варианте 1; пунктир отвечает ГСП

2.5. Поляризация в квазиупругом рассеянии. Поляризация в упругом рассеянии при высоких энергиях обусловлена интерференцией померонной амплитуды с реджеонной, которая мала. Как было показано, в однократном квазиупругом рассеянии при $q^2 \gg \langle \tau^2 \rangle^{-1}$ реджеонная амплитуда не экранируется и усилена фактором A . В то же время померонный вклад усилен лишь фактором $A^{1/3}$. Таким образом, соотношение между амплитудами без переворота и с переворотом спина на ядре изменится и поляризация должна будет возрасти [31, 36, 37].

Параметр поляризации $P_0^A(q^2)$ может быть вычислен по формуле

$$P_0^A(q^2) \frac{d\sigma_{el}^{hA}}{dq^2} = \frac{Z}{4\pi A} \int d^2b T(b) \times \\ \times \text{Sp} \{ (\sigma n) \langle \hat{f}_{el}^+(\mathbf{q}, \boldsymbol{\tau}) e^{-\frac{1}{2}\sigma(\boldsymbol{\tau})T(b)} \rangle \langle \hat{f}_{el}(\mathbf{q}, \boldsymbol{\tau}) e^{-\frac{1}{2}\sigma(\boldsymbol{\tau})T(b)} \rangle \}. \quad (31)$$

Сечение $d\sigma_{el}^{hA}/dq^2$ дается выражением (26). Амплитуда рассеяния есть сумма померонного и реджеонного вкладов: $\hat{f}_{el}(\mathbf{q}, \boldsymbol{\tau}) = \hat{f}_{el}^P(\mathbf{q}, \boldsymbol{\tau}) +$

$+ \hat{f}_{el}^R(q, \tau)$. Амплитуды $\hat{f}_{el}^{P,R}$ имеют вид (27). Положим $B^P(q, \tau) = 0$, а $B^p(q, \tau)$ возьмем в форме (30), т.е. учтем вклад ветвлений.

Результаты расчета [37]

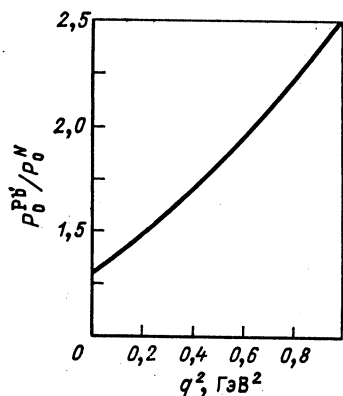


Рис. 9. Предсказание для отношения поляризаций в квазиупругом рассеянии на Pb и нуклоне

для отношения поляризации протонов отдачи в квазиупругом рассеянии на ядре ^{208}Pb к поляризации в упругом p -рассеянии показаны на рис. 9. Видно, что при $q^2 \approx 1 \text{ ГэВ}^2$ фактор ядерного усиления превышает 2.

Заметим, что эффект того же порядка ожидается для пучка протонов, квазиупруго рассеянных на ядерной мишени.

2.6. Инклюзивное рождение адронов на ядрах в трехрежеонной области.

Рассмотрим инклюзивную перезарядку $a + b \rightarrow c + X$ в трехрежеонной области кинематических переменных: $s/M_x^2 \gg 1$, $M_x^2 \gg 1 \text{ ГэВ}^2$. В сечении этого процесса можно выделить вклады трехрежеонных графиков двух типов: RRR и RRP , показанных на рис. 10 и 11. Пунктирная линия обозначает взятие абсорбционной части. Зависимость вкладов этих графиков от фейнмановской переменной x_F дается выражениями [45]

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dx_F dq^2} \right)_{RRR} = \frac{1}{\sqrt{s/s_0}} \frac{G_{RRR}(0)}{\sqrt{1-x_F}} \exp \{ -q^2 [R_{RRR}^2 - 2\alpha'_R \ln(1-x_F)] \}; \quad (32)$$

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dx_F dq^2} \right)_{RRP} = G_{RRP}(0) \exp \{ -q^2 [R_{RRP}^2 - 2\alpha'_R \ln(1-x_F)] \}. \quad (33)$$

Здесь $G(q^2) = G(0) \exp(-q^2 R^2)$ — соответствующие эффективные трехрежеонные вершины.

Диаграмме на рис. 10, а отвечают планарные графики, показанные на рис. 10, б, и в. Процесс происходит следующим образом. Кварки

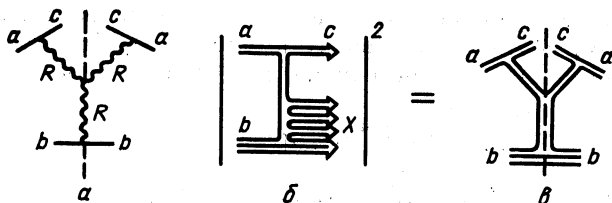


Рис. 10. Структура трехрежеонного графика RRR

налетающего адрона находятся в сильноасимметричной по импульсам конфигурации: один из кварков несет весь импульс. Вероятность такой конфигурации подавлена фактором $1/\sqrt{s}$. После того как мед-

ленный кварк (антикварк) проаннигилировал, начинается фрагментация быстрого кварка, например, путем разрывов цветной триплетной струны, образовавшейся между быстрым кварком и дикварком мишени (пусть для определенности $b \equiv N$). Фрагментация происходит лишь до импульсов $p \approx (1 - x_F) s / (2m_N)$, после чего антикварк с этим импульсом сразу подхватывается лидирующим кварком. Вероятность такого подхвата есть $dx_F / \sqrt{1 - x_F}$. Все эти факторы действительно содержатся в выражении (32).

Интерпретация графика RRP на рис. 11, а менее тривиальна. Налетающий мезон, как показано на рис. 11, б, находится в конфигу-

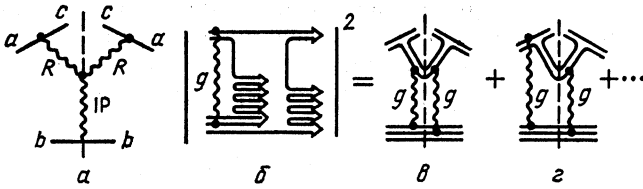


Рис. 11. Структура трехреджеонного графика RRP

рации, когда быстрый кварк несет долю импульса x_1 , а медленный $1 - x_1$. Вероятность этого равна $1/\sqrt{1 - x_1}$. После обмена глюоном между одним из кварков и мишенью медленный кварк полностью фрагментирует в струю с массой $M_1 = \sqrt{s(1 - x_1)}$, а быстрый кварк фрагментирует до массы $M_2 = \sqrt{s(1 - x_F)/x_1}$ и затем подхватывает кварк с импульсом $p \approx (1 - x_F/x_1) s / 2m_N$. Вероятность такого подхвата равна $1/\sqrt{1 - x_F/x_1}$. Произведение структурной функции налетающего мезона и функции фрагментации следует проинтегрировать по x_1 , что дает

$$\int dx_1 dx_2 \delta(x_1 x_2 - x_F) \frac{1}{\sqrt{1 - x_1} \sqrt{1 - x_2}} = \int_{x_F}^1 dx_1 \frac{1}{\sqrt{x_1(1 - x_1)(x_1 - x_F)}}. \quad (34)$$

Нетрудно видеть, что при $1 - x_F \ll 1$ этот интеграл не зависит от x_F . Это как раз соответствует выражению (33) и является следствием непланарной (цилиндрической) формы графика на рис. 11.

Хотя кварковые диаграммы на рис. 11, б, в приводят к x_F -зависимости, соответствующей трехреджеонной феноменологии (33), тем не менее имеется принципиальное различие между графиками на рис. 11, а и 11, в, г. Обычная интерпретация графика на рис. 11, а состоит в том, что реджеон R упруго рассеивается на мишени путем обмена помероном. Видно, однако, что график на рис. 11, в не имеет аналогичного графика, экранирующего цвет в реджеоне (ср. с рис. 2, а, б). Более того, график на рис. 11, г вообще не допускает трехред-

жеонной интерпретации. Причина такого несоответствия состоит в том, что в теории возмущений КХД понятие трехреджеонной вершины, локализованной в шкале быстрот, имеет смысл лишь для вершины RRR , как на рис. 10. В отличие от скалярной теории $\lambda\phi^3$, обычно использовавшейся ранее для интерпретации реджеонных графиков, в КХД возможно взаимодействие с большим интервалом быстроты путем обмена глюоном. Поэтому использование графиков RRP , PPP и т.п. возможно лишь для целей феноменологии, поскольку они дают правильную x_F -зависимость.

Рассмотрим вопрос о ядерном усилении трехреджеонных графиков [46]. Поскольку параметры наклона, определяющие q^2 -зависимость сечения на ядерной и водородной мишенях, отличаются слабо [44], для оценки ограничимся вычислением A_{eff} при $q^2 = 0$, где расчеты значительно упрощаются. Поскольку реджеонная амплитуда (27) при $q^2 = 0$ не зависит от τ , то выражение (26) в варианте (16) приводится к виду

$$A_{eff}^R = \int \frac{d^2bT(b)}{\left[1 + \frac{1}{2} \sigma_{tot}^{hN} T(b)\right]^2}. \quad (35)$$

С другой стороны, в графике RRP цвета кварков налетающего адрона взаимно экранируются, как видно из рис. 11, *в, г*. По этой причине амплитуда реакции на нуклоне при $q^2 = 0$ пропорциональна τ^2 , т.е. результат для A_{eff}^P должен быть такой же, как в квазиупругом рассеянии:

$$A_{eff}^P = \int \frac{d^2bT(b)}{\left[1 + \frac{1}{2} \sigma_{tot}^{hN} T(b)\right]^4}. \quad (36)$$

Хотя зависимость от T подынтегральных выражений в (35) и (36) — степенная, асимптотически более слабая, чем экспоненциальная, тем не менее для реальных ядер, как видно из табл. 1,

$$A_{eff}^R > A_{eff}^{ГСП}, \text{ но } A_{eff}^P < A_{eff}^{ГСП}.$$

Другими словами, неупругие поправки, как уже говорилось, могут «просветлить», но могут и «затемнить» ядро. Это зависит от процесса.

Таблица 1. Эффективные ядерные числа, вычисленные в ГСП, а также для графиков RRP и RRR

| Ядро мишени | $A_{eff}^{ГСП}$ | A_{eff}^P | A_{eff}^R |
|-------------|-----------------|-------------|-------------|
| Be | 4,9 | 3,5 | 5,4 |
| Al | 9,1 | 5,8 | 11,4 |
| Cu | 15,0 | 9,0 | 21,1 |
| Pb | 23,4 | 13,2 | 44,0 |

Поскольку графикам RRR и RRP согласно (32), (33) отвечает разная зависимость от x_E и их вклад в сечение реакции на ядерной мишени усиливается по-разному, следует ожидать нетривиальной x_F -зависимости $A_{\text{eff}}(x_F)$. Вклад графика RRR убывает с энергией как $1/\sqrt{s}$, поэтому выберем данные [47] для реакции $\pi^+A \rightarrow \eta^0 X$ при 10,5 ГэВ. Правда, при столь невысокой энергии и $x_F \approx 1$ следует ввести неасимптотические поправки к формуле (33), в которой не учтен относительный фазовый объем двух струй (см. рис. 11, б). При $x_F \rightarrow 1$ каждая струя переходит в резонанс и вблизи порога образования двух адронов $M_0 = m_1 + m_2$ появляется подавляющий фактор Ω , obligatory двухчастичному фазовому объему

$$\Omega = \sqrt{M_X^2 - (m_1 + m_2)^2} / M_X. \quad (37)$$

Этот фактор сказывается лишь при $1 - x_F \approx (m_1 + m_2)^2/s$, т.е. при высоких энергиях может быть опущен.

Минимальные массы, которые можно подставить в (37), — это $m_1 = m_\pi$, $m_2 = m_N$. Однако вероятность рекомбинации кварков в пион подавлена фактором $1/3$ по сравнению с ρ -мезоном. Сравнение данных по сечениям реакций $\pi^-p \rightarrow \eta n$ и $\pi^+p \rightarrow \eta \Delta^{++}(1236)$ показывает, что изотопические амплитуды этих процессов с $I = 3/2$ и $I = 1/2$ примерно равны.

Это означает, что при взаимодействии с дейтроном (и тяжелыми ядрами) дикварк мишени фрагментирует в $\Delta(1236)$ с вероятностью, в 2 раза большей, чем в нуклон.

Таким образом, зафиксируем для оценки в факторе (37) $m_1 = m_\rho$, $m_2 = m_\Delta$.

Пренебрегая поправками на перерасеяние в дейтроне, запишем для отношения $R_{A/d}(x_F) = \frac{d\sigma}{dx_F}(\pi^+A \rightarrow \eta^0 X) / \frac{d\sigma}{dx_F}(\pi^+d \rightarrow \eta^0 X)$:

$$R_{A/d}(x_F) = \frac{1}{2} \left(\frac{A_{\text{eff}}^R / \sqrt{s/s_0} + \lambda A_{\text{eff}}^P \sqrt{x_0 - x_F}}{1 / \sqrt{s/s_0} + \lambda \sqrt{x_0 - x_F}} \right). \quad (38)$$

Здесь использованы выражения (32) и (33), где считается, что $R_{RRR}^2 = R_{RRP}^2$; $\lambda = G_{RRP}(0)/G_{RRR}(0) \approx 1$, что хорошо соответствует данным по бинарным реакциям; в (33) добавлен фактор (37); $x_0 = 1 - (m_\rho + m_\Delta)^2/s$; при $x > x_0$ вклад графика RRP равен нулю; считается, что зависимость сечения от q^2 одинакова для всех ядер.

Результаты расчета сравниваются с данными [47] для ядра ^{64}Cu на рис. 12.

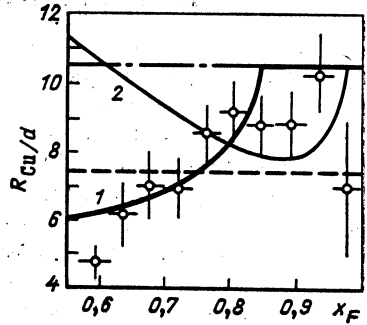


Рис. 12. Данные [47] для отношения $R_{\text{Cu}/d}$:

штриховая линия отвечает расчету в ГСП; 1 — расчет по формуле (38); 2 — предсказание для энергии 40 ГэВ, с учетом времени адронизации кварков; штрихпунктир — расчет для $\frac{1}{2} \frac{R}{A_{\text{eff}}}$

Естественно, что с ростом энергии соотношение между графиками RRP и RRR меняется, как видно из (32), (33). Область доминирования графика RRR смещается в область больших $x_F \rightarrow 1$. Кроме того, становятся заметными эффекты длины фрагментации (см. п. 4.4), приводящие к росту A_{eff} при увеличении $1 - x_F$. Соответствующие предсказания для $R_{Cu/d}$ при энергии 40 ГэВ показаны на рис. 12.

3. МНОГОКРАТНЫЕ ЦВЕТОВЫЕ ПЕРЕЗАРЯДКИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ АДРОНОВ С ЯДРАМИ

Распространенная точка зрения на механизм неупругого взаимодействия адронов при высоких энергиях состоит в том, что адроны обмениваются цветом (в простейшем случае — глюоном), а затем цветные объекты, разлетающиеся с большим относительным импульсом, фрагментируют в адроны, причем адронизация длится большое время $\sim \sqrt{s}$ (в с.д.и.). Отсюда следует, что вклад померонного обмена в упругую амплитуду имеет цветовую структуру (в простейшем случае — двухглюонный обмен). При взаимодействии адрона с ядром появляется возможность «расщепить» померон, т.е. осуществить двойную цветовую перезарядку на двух нуклонах. Можно также рассмотреть случай многократных цветовых перезарядок адрона на нуклонах ядра.

3.1. Справедливость ГСП при учете цветовой структуры померона. Прежде всего описанную выше картину следует проверить, рассмотрев поправки [48, 49] к сечению упругого адрон-ядерного рассеяния, вычисленному в ГСП (с учетом НП). Известно, что эти поправки должны быть малы, поскольку стандартная схема* описывает данные по полным сечениям pd -рассеяния с хорошей точностью. Поэтому обсуждаемая здесь поправка $\Delta_Q \sigma_{tot}$ к полному сечению не может быть большой [51]:

$$\Delta_Q \sigma_{tot}(pd) \lesssim 0,4 \cdot 10^{-27} \text{см}^2. \quad (39)$$

Из этого условия должны следовать какие-то ограничения на шестикварковую компоненту ВФ дейтрона. Последняя может быть записана с помощью метода резонирующих групп в виде (при учете одного NN -канала)

$$\Psi_{NN}(1, \dots, 6) = A_{NN}^{-1} \left(1 - \sum_{\alpha=1}^3 \sum_{\beta=4}^6 \hat{P}_{\alpha\beta} \right) \Psi_N(1, 2, 3) \Psi_N(4, 5, 6) F(R). \quad (40)$$

Здесь $P_{\alpha\beta}$ — оператор перестановки кварков; Ψ_N — кварковая ВФ нуклона; A_{NN} — нормировочный фактор.

* В работе [50] были рассмотрены поправки к сечению pd -рассеяния в модели составляющих кварков, без учета цветовой структуры померона. Поправки оказались малы.

ВФ более общего вида может, кроме того, включать примесь возбужденного состояния типа шестикваркового мешка $\Psi_{S^6}(1, \dots, 6)$, которому будем приписывать S^6 -конфигурацию

$$\Psi_d(1, \dots, 6) = \alpha \Psi_{NN}(1, \dots, 6) + \beta \Psi_{S^6}(1, \dots, 6); \quad (41)$$

$$\alpha^2 + 2\alpha\beta \langle \Psi_{S^6} | \Psi_{NN} \rangle + \beta^2 = 1.$$

Пространственную часть ВФ нуклона и $6q$ -мешка запишем в форме, даваемой осцилляторной моделью

$$\Phi_n(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_n) = A_n^{-1} \exp \left[-\frac{1}{2nR_n^2} \sum_{i>j} (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2 \right]; \quad (42)$$

$$A_n = (\pi R_n^2)^{\frac{3}{4}(A-1)} n^{3/4},$$

где n — число кварков. Для радиуса нуклона используем значение $R_N = R_3 = 0,8$ фм, а R_6 — радиус S^6 -состояния, будем считать свободным параметром.

Для S^6 -конфигурации существует только одно $6q$ -состояние с квантовыми числами дейтрона [52]. Его волновую функцию в STC -пространстве (спин, изоспин, цвет) можно записать в виде

$$\Psi_{S^6}^{STC}(1, \dots, 6) = A_6^{STC} \left(1 - \sum_{\alpha=1}^3 \sum_{\beta=4}^6 P_{\alpha\beta} \right) \Psi_N^{STC}(1, 2, 3) \times$$

$$\times \Psi_N^{STC}(4, 5, 6) F_d^{ST}; \quad (43)$$

$$A_6^{STC} = 10/3,$$

где Ψ_N^{STC} — ВФ нуклона в STC -пространстве; F_d^{ST} — нуклонная ВФ дейтрона в ST -пространстве. Изучаемую поправку к полному сечению $\Delta\sigma_{\text{tot}}^{pd}$ вычислим по формуле

$$\Delta\sigma_{\text{tot}}^{pd} = \sigma_{\text{tot}}^{2g}(pd) - 2\sigma_{\text{tot}}^{2g}(pN), \quad (44)$$

где σ_{tot}^{2g} — сечение, вычисленное в ДГП.

Амплитуда упругого рассеяния адронов h_1 и h_2 , состоящих соответственно из n_1 и n_2 кварков, описываемых нерелятивистскими ВФ, имеет вид

$$T_{h_1 h_2}^{2g}(\mathbf{q}) = \frac{18\alpha_s n_1 n_2}{9} \int d^2\mathbf{k} \frac{V_1(\mathbf{q}, \mathbf{k}) V_2(\mathbf{q}, \mathbf{k})}{\left[\left(\frac{\mathbf{q}}{2} + \mathbf{k} \right)^2 + m_g^2 \right] \left[\left(\frac{\mathbf{q}}{2} - \mathbf{k} \right)^2 + m_g^2 \right]}. \quad (45)$$

Здесь использованы обозначения

$$V_j(\mathbf{q}, \mathbf{k}) = F_j(\mathbf{q}) - G_j(\mathbf{q}, \mathbf{k}), \quad (46)$$

где $F_j(\mathbf{q}) = \langle \Psi_j | e^{i\mathbf{q}\mathbf{k}} | \Psi_j \rangle$; $G_j(\mathbf{q}, \mathbf{k}) = \langle \Psi_j | \hat{\Lambda}_j(\mathbf{q}, \mathbf{k}) | \Psi_j \rangle$;

$$\hat{\Lambda}_j(\mathbf{q}, \mathbf{k}) = \frac{3}{16} (1 - n_j) \lambda_1^\alpha \lambda_2^\alpha \exp \left[i \left(\frac{\mathbf{q}}{2} + \mathbf{k} \right) \mathbf{r}_1 + i \left(\frac{\mathbf{q}}{2} - \mathbf{k} \right) \mathbf{r}_2 \right]. \quad (47)$$

Поправку к полному сечению $\Delta_Q \sigma_{tot}(pd)$ вычислим по формулам (44) — (46) с ВФ дейтрона (40). Пространственную часть функции $F(R)$ [обозначим ее $f(R)$], описывающую относительное движение кластеров в ВФ (40), возьмем в форме, отвечающей потенциалу Рейда с мягким кором. Получаем $\Delta_Q \sigma_{tot}(pd) = -0,023 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$. Таким образом, кварковые поправки к $\sigma_{tot}(pd)$ для ВФ (40) оказываются малы, слабо зависят от вида функции $f(R)$.

Результаты расчетов $\Delta_Q \sigma_{tot}(pd)$ для ВФ (41) в зависимости от R_6 и β приведены на рис. 13. Как видно, при некоторых значениях R_6

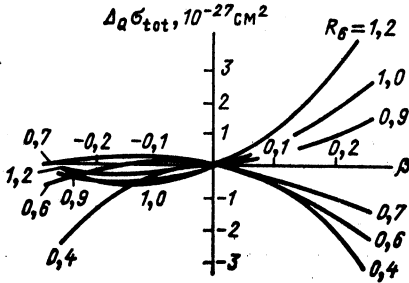


Рис. 13. Зависимость $\Delta_Q \sigma_{tot}(pd)$ от β при разных значениях R_6 (числа у кривых)

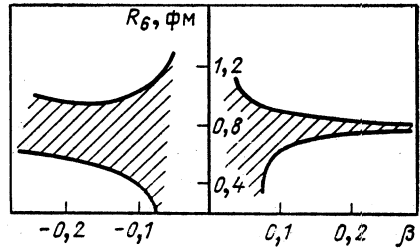


Рис. 14. Область значений β и R_6 , для которых $|\Delta_Q \sigma_{tot}(pd)| < 0,4 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$

и β поправка $\Delta_Q \sigma_{tot}(pd)$ может быть весьма значительна. Интересно, что $\Delta_Q \sigma_{tot}$ при $R_6 = R_N$ мало и почти не зависит от β . На рис. 14 показана область значений параметров β и R_6 , для которых $|\Delta_Q \sigma_{tot}(pd)| < 0,4 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$. Видно, что при $\beta^2 \geq 0,02$ можно получить оценки [48]

$$R_6 \approx \begin{cases} 0,7 \div 0,9 \text{ фм}, & \beta > 0; \\ 0,5 \div 0,95 \text{ фм}, & \beta < 0. \end{cases} \quad (48)$$

Отметим, что полученные оценки размера S^6 -состояния согласуются с размером S^6 -состояния, вычисленным в модели MIT [53]. Действительно, легко показать, что среднеквадратичный радиус S^6 -состояния в модели MIT (при $R_S^{\text{BAG}} = 1,32 \text{ фм}$) совпадает со среднеквадратичным радиусом нерелятивистского S^6 -состояния при $R_6 \approx 0,87 \text{ фм}$.

Расчеты $T_{pd}^{2g}(q^2)$ для $q^2 \neq 0$ в случае ВФ (40) с рейдовской ВФ $f(R)$ показали, что при $q^2 \leq 0,2 \text{ ГэВ}^2$ отличие этой амплитуды от результата импульсного приближения, полученного с той же ВФ $f(R)$, не превышает 5 %.

При расчете $T_{pd}^{2g}(q^2)$ для $q^2 \neq 0$ с ВФ (41) мы положили $R_6 = 0,8 \text{ фм}$, учитывая оценки (48) для радиуса S^6 -состояния и расчеты в модели MIT. Расчеты показывают, что включение S^6 -состояния может привести к существенному отличию $T_{pd}^{2g}(q^2)$ от результата импульсного приближения с той же функцией $f(R)$. Однако при этом

существенно меняется и $F_d(q^2)$, в формулах же ГСП естественно использовать нуклонную ВФ, описывающую данные по ed -рассеянию. Поэтому представляет интерес не отличие $T_{pd}^{2g}(q^2)$ от результата импульсного приближения, полученного с той же ВФ $f(R)$, а отклонение отношения $\xi = T_{pd}^{2g}(q^2)/F_d(q^2)$ от $\xi_0 = T_{pN}(q^2)/F_p(q^2)$. Ясно, что $\xi = \xi_0$, если рассматривать дейтрон как pn -систему.

Расчеты показывают, что $|\xi - \xi_0|/\xi_0 \lesssim 0,01$ при $q^2 \lesssim 0,2$ ГэВ² и $\beta^2 \lesssim 0,1$ как для рейдовской ВФ дейтрона с мягким кором, так и для гауссовой ВФ дейтрона, вообще не учитывающей NN -кор. Таким образом, если использовать в формулах ГСП нуклонную ВФ дейтрона, описывающую данные по ed -рассеянию, то эта ВФ должна давать правильные результаты для амплитуды hd -рассеяния, вычисленной в ГСП.

Таким образом, в целом можно сделать вывод, что хорошее согласие ГСП с экспериментом находит естественное объяснение, если только в кварковой ВФ дейтрона не присутствует с заметной вероятностью состояние типа шестикваркового мешка со среднеквадратичным радиусом, существенно отличным от среднеквадратичного радиуса S^6 -состояния $R_6 \approx 0,8$ фм.

В данной работе в качестве ВФ шестикваркового мешка использовались ВФ S^6 -состояния. Имеются указания, что важную роль во взаимодействии нуклонов на малых расстояниях играют также состояния с конфигурацией S^4P^2 [54]. Однако ситуация с включением в ВФ дейтрона состояний шестикваркового мешка в настоящее время далеко не ясна, так как динамических расчетов ВФ дейтрона с учетом S^6 - и S^4P^2 -состояний не проводилось.

3.2. Двойная цветовая перезарядка. Классическое рассмотрение. В предыдущем разделе были рассмотрены эффекты цветовой структуры померона в упругом pd -рассеянии. Поправки оказались невелики. Ясно, что вклад того же типа существует и в процессе дифракционной диссоциации дейтрона $h + d \rightarrow h + X$. Ниже показано, что нуклон, образовавшийся в этой реакции, может вылететь в заднюю полусферу в л.с. [55]. Вклад стандартных механизмов в этой области мал, поэтому есть надежда, что интересующий нас вклад относительно усилен.

Рассмотрим двукратную цветовую перезарядку налетающего адрона на нуклонах дейтрона. Если после первой цветовой перезарядки система кварков налетающего адрона перешла в состояние цветового октета, то при следующей цветовой перезарядке она может обесцветиться с вероятностью порядка $1/8$. Это соответствует тому, что померон присоединен сразу к двум нуклонам. Дейтрон, оставшись в целом бесцветным, перейдет в состояние с раздельным цветом — цветовой диполь. Классические траектории адрона и нуклонов в такой реакции показаны на рис. 15 в координатах z (продольная координата) — t (время). Распад цветового диполя здесь происходит благодаря цветовой перезарядке «цветовых нуклонов» — в белые ($N_c N_c \rightarrow NN$).

Сечение образования кумулятивного протона может быть записано в виде [55—58]

$$\frac{d^3\sigma}{dp_L d^2p_T} = \beta \frac{\alpha_s^2 B}{8\pi} e^{-Bp_T^2} (\sigma_{in}^{hN})^2 D(L) \left(\frac{dL}{dp_L} \right) |\Psi_d(L)|^2. \quad (49)$$

Здесь L — продольное расстояние между нуклонами дейтрона; $\Psi_d(L)$ — волновая функция дейтрона; p_L, p_T — продольная и поперечная составляющие импульса кумулятивного протона, зависящего от L следующим образом:

$$\frac{2(E - m_N)}{2m_N - p_L - E} = \frac{\kappa L}{m_N}, \quad (50)$$

где $E = (m_N^2 + p_L^2 + p_T^2)^{1/2}$. Параметр κ — коэффициент натяжения цветной струны. Для триплетной по цвету струны κ можно оценить из спектра масс мезонов [2]

$$\kappa = (2\pi\alpha'_R)^{-1} \approx 1 \text{ ГэВ/фм}. \quad (51)$$

Значение κ в интересующем случае октетной струны неизвестно. В дальнейшем для оценок будем пользоваться значением (51), хотя можно ожидать большего значения [31].

Фактор $D(L)$ есть вероятность того, что за время $t = L$ струна не «порвется»,

т. е. не родятся кварк-антикварковые пары, экранирующие цвет, не излучаются глюоны и т.п. $D(L)$ имеет вид

$$D(L) = \exp \left[-W \int_0^L d\tau l(\tau) \right], \quad (52)$$

где $l(\tau)$ — длина струны в момент времени τ .

Значение W может быть оценено по формуле Швингера [2] (которая, строго говоря, здесь неприменима), из ширин мезонных резонансов [2, 3] или из данных по множественному рождению адронов в e^+e^- -аннигиляции [59] при невысоких энергиях (где струна, правда, не является статической).

Параметр W можно также оценить из импульсного спектра протонов в реакции $pp \rightarrow pX$. В области фрагментации мишени протон отдачи имеет импульс, равный по порядку величины $p \approx \kappa\tau$, где τ — время от момента цветовой перезарядки до первого разрыва струны. Величина τ определяется условием $W\tau^2/2 \approx 1$, если считать, что длина цветной струны $l \approx \tau$ (это верно лишь для малых значений τ , наоборот, при $\tau \rightarrow \infty$ $l \rightarrow m/\kappa$). С другой стороны, импульс p связан с фейнмановской переменной x_F соотношением $p = m_N(1 - x_F^2)/2x_F$. Поскольку коэффициент неупругости $1 -$

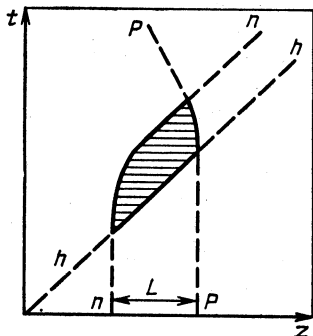


Рис. 15. Диаграмма, описывающая связь продольной координаты z и времени t : сплошные линии показывают траектории цветных объектов; штриховые — бесцветных

— $\langle x_F \rangle = 0,5$, то $\langle p \rangle \approx 1$ ГэВ. Отсюда находим $W \approx 2/\tau^2 \approx 2\kappa^2/p^2 \approx 2$ фм⁻².

Величина W определяет радиус конфайнмента — расстояние, на которое могут разойтись цветные заряды. Средняя длина струны согласно (52) равна $\langle l \rangle \approx \sqrt{2/W} \approx 1$ фм, т.е. того же порядка, что и поперечный размер. Поэтому понятие трубки и тем более струны с линейным потенциалом весьма условно.

Для того чтобы оценить параметры β и B в (49), рассмотрим фейнмановскую диаграмму на рис. 16. Эта диаграмма не отражает эффекты

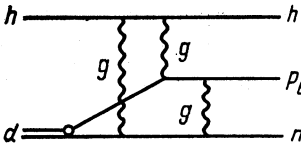
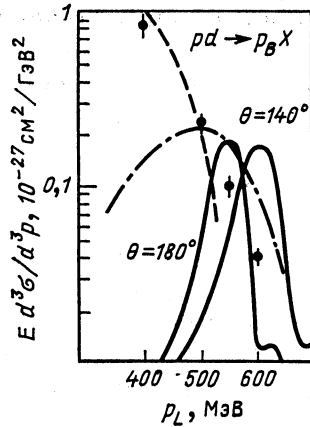


Рис. 16. Трехглюонная фейнмановская диаграмма для процесса $hd \rightarrow p_B hn$

Рис. 17. Инвариантное сечение реакции $pd \rightarrow p_B X$. Экспериментальные точки — данные из работы [63]:

сплошные кривые отвечают вкладам ДР при рассеянии на углы 180° и 140° ; штрихпунктирная — результат классического рассеяния; штриховая кривая отвечает вкладу спектаторного механизма [62]



сил конфайнмента. Однако естественно считать, что стадия адронизации не влияет на полное сечение реакции, а только меняет импульсы частиц в конечном состоянии. Поэтому вклад диаграммы на рис. 16 в сечение реакции $hd \rightarrow hpn$ следует сравнить с интегралом по p_L от выражения (49) [без фактора $D(L)$], с тем чтобы зафиксировать параметры β , B . В результате расчета [55, 56] найдено: $\beta = 0,17$; $B = 12,8$ ГэВ⁻².

Импульсный спектр кумулятивных протонов в реакции $pd \rightarrow p_B pn$ при 180° показан на рис. 17. Видно, что спектр имеет максимум при $p_B \approx 0,5$ ГэВ.

Заметим, что сюда следует добавить вклады других механизмов, например, изобарного [60], важного при невысоких начальных энергиях. При небольших импульсах p_B важны вклады спектаторных механизмов, из которых можно отметить модель малонуклонных корреляций [61] и роль высокоимпульсной компоненты структурной функции ядра [62].

На рис. 17 показаны также единственные пока данные [63] для реакции $pd \rightarrow p_B X$ при импульсе 8,9 ГэВ. Чтобы в (49) учесть возможность дифракционной диссоциации налетающего адрона, следует ввести фактор $C_h = 1 + \sigma_{DD}^{hN} / \sigma_{e1}^{hN}$. Для протонов $C_p \approx 1,4$, для пионов $C_\pi \approx 1,6$.

Сравнение с данными показывает, что вклад рассмотренного механизма важен при $p_B \gtrsim 0,5$ ГэВ.

Главным дефектом классического рассмотрения является то, что вблизи кинематической границы, $p_L \rightarrow 3m_N/4$, величина межнуклонного расстояния L , однозначно связанная с p_L , неограниченно растет. Ясно, что в квантовомеханическом подходе однозначная связь между p_L и L отсутствует. Однако прежде чем переходить к обобщению рассмотренной модели в квантовой механике, изучим свойства цветковых диполей в системе $N_c - N_c$.

3.3. Дибарионные резонансы с разделенным цветом. Дуальные свойства амплитуды рассеяния. Сначала упростим задачу и рассмотрим систему двух частиц, каждая из которых может находиться в двух состояниях — «белом» $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ и «цветном» $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$. Одномерный гамильтониан такой системы запишем в виде

$$H = \frac{p_1^2}{2m} + \frac{p_2^2}{2m} + \Pi_1 \Pi_2 V(x_1 - x_2) + \sigma_1 \sigma_2 v(x_1 - x_2). \quad (53)$$

Здесь p_1 и p_2 — операторы импульсов частиц, $\Pi_i = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}_i$ — проекционный оператор на цветное состояние i -й частицы, $V(x)$ — потенциал конфайнмента для цветных частиц с относительным расстоянием x . Заметим, что для цветной струны $V(x) = \kappa |x|$. Оператор $\sigma_i = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}_i$ меняет цветное состояние частицы. Последнее слагаемое в (53) соответствует цветовой перезарядке частиц.

Исследуя амплитуду рассеяния двух бесцветных частиц NN , можно показать [56, 57], что система двух частиц имеет одно связанное состояние с отрицательной энергией (результат одномерного рассмотрения) и множество дибарионных резонансов (ДР) в системе $N_c N_c$ с энергией $E = E_n - i\Gamma_n^{\text{el}}/2$, где

$$\Gamma_n^{\text{el}} = \alpha^2 |\varphi_n(0)|^2 \frac{m}{\kappa}. \quad (54)$$

Ширина Γ_n^{el} обусловлена возможностью перезарядки и распада резонанса на NN .

В случае линейного потенциала $V(x) = \kappa |x|$ волновые функции резонансов имеют вид

$$\varphi_n(x) = \sqrt{\frac{\varepsilon}{2a'_n}} \text{Ai}(\varepsilon |x| - a'_n) / \text{Ai}(-a'_n), \quad (55)$$

где $\varepsilon = (2\mu\kappa)^{1/3}$; $\text{Ai}(z)$ — функция Эйри; $-a'_n$ — положения нулей производной от функции Эйри: $\text{Ai}'(-a'_n) = 0$.

Энергетический спектр ДР имеет вид

$$E_n = a'_n \left(\frac{\kappa^2}{2\mu} \right)^{1/3}. \quad (56)$$

Разрывы струны можно учесть введением мнимой части потенциала с помощью замены $\kappa \rightarrow \kappa - \frac{iW}{2}$, где W — плотность вероятности образования qq -пар, введенная выше. Произведя эту замену в выражении (56), найдем суммарную ширину многочастичных распадов

$$\Gamma_n^{\text{in}} = \frac{2W}{3\kappa} E_n. \quad (57)$$

С учетом этого в выражении (56) следует произвести замену $E_n \rightarrow E_n - i\Gamma_n^t/2$, где $\Gamma_n^t = \Gamma_n^{\text{el}} + \Gamma_n^{\text{in}}$. Такое приближение справедливо лишь при условии $\Gamma_n^t \ll E_n - E_{n-1}$, что для больших значений n не выполняется. Для тяжелых ДР время жизни становится меньше времени обращения по классической орбите $T_{\text{кл}} = 2\pi (dE_n/dn)^{-1}$, и понятие резонанса теряет смысл.

В случае линейного потенциала можно получить точное выражение для функции Грина [56, 57]:

$$g_c(E; x, 0) = \frac{\mu}{\varepsilon} \text{Ai}\left(\varepsilon |x| - \frac{\varepsilon E}{\kappa}\right) / \text{Ai}'\left(-\frac{\varepsilon E}{\kappa}\right). \quad (58)$$

Эта функция обладает свойством дуальности. При высоких энергиях можно воспользоваться асимптотической функцией Эйри с комплексным аргументом, и выражение (58) приобретает вид свободной функции Грина, что в амплитуде рассеяния соответствует обмену помером. При малых энергиях выражение (58) с $\kappa \rightarrow \kappa - iW/2$ имеет резонансное поведение. Интересно, что дуальность померон — ДР выполняется и в среднем [56].

Обобщим полученные результаты на реалистичский случай [56, 57]. Волновая функция ДР в S -состоянии модифицируется следующим образом:

$$\varphi_n^{ab}(r) = \frac{\delta_{ab}}{\sqrt{8}} \varphi_n(r) = \frac{\delta_{ab}}{\sqrt{8}} \sqrt{\frac{\varepsilon}{4\pi}} \frac{\text{Ai}(\varepsilon r - a_n)}{\text{Ai}'(-a_n)}. \quad (59)$$

Здесь учтена только возможность перезарядки нуклона в состояние цветового октета ($a, b = 1, \dots, 8$); $a_n = 2, 3, 4, 1, 5, 5 \dots$ — нули функции Эйри: $\text{Ai}(-a_n) = 0$.

Массы соответствующих ДР равны

$$M_n \approx 2m + a_n \left(\frac{\kappa^2}{2m}\right)^{1/3}. \quad (60)$$

Ширина распада в многочастичные каналы по-прежнему дается формулой (57). Значения M_n и Γ_n^{in} , приведенные в табл. 2, вычислены при значениях параметров $\kappa = 1$ ГэВ/фм, $W = 2$ фм⁻², поэтому их следует воспринимать лишь как оценку. В добавление к этому отметим, что линейная форма потенциала $V(r)$ заведомо нарушена при $r < R_0$ — радиуса нуклонного кора. Модификация потенциала в этой области, рассматриваемая как возмущение, приводит к сдвигу уровней на величину порядка κR_0 .

Таблица 2. Массы и ширины низших ДР

| n | 1 | 2 | 3 |
|------------------------|-----|------|-----|
| $M_n, \text{ГэВ}$ | 2,6 | 3,1 | 3,5 |
| $\Gamma_n, \text{ГэВ}$ | 0,2 | 0,35 | 0,5 |

Выражение (54) для ширины распада ДР в два нуклона заменяется

$$\Gamma_n^{\text{el}} = \frac{mQ_n}{2\pi} \left[\int d^3r v(r) \varphi_n(r) \exp(iQ_n r) \right]^2. \quad (61)$$

Здесь $Q_n = (M_n^2/4 - m^2)^{1/2}$ — импульс нуклонов с. ц. и. Оценим величину Γ_n^{el} . Нелокальный потенциал перезарядки $v(r)$ выберем в форме

$$v(r) = v(0) \exp(-r^2/4B_{\text{el}}). \quad (62)$$

Величины $v(0)$ и B фиксируются сечением NN -рассеяния: $B = B_{\text{el}} \approx 10 \text{ ГэВ}^{-2}$; $v(0) = \sqrt{2\sigma_{\text{in}}^{NN}/(4\pi B)} \approx 0,1 \text{ ГэВ}$.

Подставив эти значения параметров и выражение (59) в (61), найдем для первого ДР $\Gamma_1^{\text{el}} \approx 10 \text{ МэВ}$. Нужно подчеркнуть, что эта оценка наименее надежна, так как в перезарядке, происходящей при низких энергиях, важны кварковые обмены, а, кроме того, величина Γ_1^{el} экспоненциально зависит от κ , так что при увеличении κ в 2 раза Γ_1^{el} возрастает почти на порядок.

Заметим, что поиск ДР с разделенным цветом в упругом NN -рассеянии затруднен малостью сечения их образования. Действительно, вклад в сечение ДР при $E_{\text{с.ц.и}} = E_n$ равен $(4\pi/k^2) \Gamma_n^{\text{el}}/\Gamma_n^t$, что составляет примерно 1% σ_{tot}^{NN} . Процесс, рассмотренный в следующем пункте является, видимо, оптимальным для поиска ДР с разделенным цветом.

3.4. Кумулятивный процесс на дейтроне. Вначале вернемся к одномерному нерелятивистскому случаю и обобщим гамильтониан (53) на случай нескольких частиц:

$$H = \sum_i \frac{p_i^2}{2m} + \sum_{i < j} \Pi_i \Pi_j V(x_i - x_j) + \sum_{i < j} \sigma_i \sigma_j v(x_i - x_j). \quad (63)$$

Рассмотрим амплитуду рассеяния трех белых частиц $1 + 2 + 3 \rightarrow 1 + 2 + 3$. Гамильтониан H_0 , не содержащий перезарядки, не перемешивает ортогональные подпространства состояний, когда все частицы 1, 2, 3 — белые и когда частица 3 — белая и свободная,

а 1 и 2 — цветные и взаимодействуют с потенциалом $V(x_1 - x_2)$. Последний член в (63) опять рассмотрим как возмущение.

В низшем порядке амплитуда рассеяния трех частиц показана на рис. 18.

Амплитуда рассеяния частицы 1 на покоящемся «дейтроне» — связанном состоянии частиц 2 и 3, в координатном представлении имеет вид [56] (в приближении высокой энергии налетающей частицы 1):

$$A_d = -\frac{im\alpha^3}{p_1} \int_0^{\infty} dx \Psi_d(x) g_c(E_{23}; 0, x) \exp\left(-\frac{Wm}{8p_1} x^2\right). \quad (64)$$

Здесь E_{23} — энергия относительного движения частиц 2 и 3. Последний фактор в этом выражении возник из асимптотики функции Эйри с комплексным аргументом и учитывает запрет на образование $q\bar{q}$ -пар во время реакции.

Физический смысл формулы (64) ясен: потенциал V ускоряет и сближает частицы 2 и 3 после того, как частица 1 превратила их в цветовой диполь путем двух цветовых перезарядок. Расстояние между частицами 2 и 3 меняется от первоначального x до нуля, и они получают импульсы $\pm p_B$.

Если импульс p_B достаточно велик, то в (64) можно перейти к квазиклассическому приближению и взять интеграл методом стационарной фазы [56]. В результате возникает выражение, совпадающее с классическим [49] для одномерной нерелятивистской задачи. В этом случае продольные существенные расстояния растут с увеличением импульса, однако, в отличие от классического рассмотрения, этот рост в формуле (64) ограничен размером дейтрона [фактор $\Psi_d(x)$] и экспоненциальным фактором. При больших значениях x приближение стационарной фазы перестает работать.

При дальнейшем увеличении p_B смысл формулы (64) можно интерпретировать следующим образом. Энергия возбуждения цветового диполя E'_{23} складывается из работы цветных сил κL и кинетической энергии нуклонов, «приготовленной» в дейтроне. Однако, если последняя становится слишком большой, двухнуклонное описание волновой функции дейтрона теряет смысл.

Заметим, что в спектаторном механизме [61] весь кумулятивный импульс должен быть заранее приготовлен в дейтроне. Поэтому область применимости настоящего механизма простирается до гораздо больших энергий E'_{23} , чем спектаторного.

Выражение (64) модифицируется в реалистической задаче, аналогично предыдущему пункту, и для сечения кумулятивного процесса

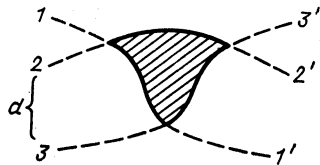


Рис. 18. Амплитуда рассеяния трех частиц $1 + 2 + 3 \rightarrow 1' + 2' + 3'$ в низшем порядке по α

$hd \rightarrow p_B hn$ получаем [56]

$$E_B \frac{d^3\sigma}{dp_B^3} = \frac{2B (\sigma_{in}^{hN})^2}{\pi Q} \left| \sum_n \frac{\sqrt{\Gamma_n^{el}}}{M - M_n + i\Gamma_n^t/2} \int_0^\infty dz \Psi_d(z) \Phi_n(z) e^{-\frac{Wz^2}{4}} \right|^2. \tag{65}$$

Здесь $Q = m \frac{\alpha - 1}{\sqrt{\alpha(2 - \alpha)}}$ — относительный импульс нуклонов в их с. п. и., $M = 2 m / \sqrt{\alpha(2 - \alpha)}$ — эффективная масса пары, $\alpha = (E_B + p_B^E)/m$ — переменная светового конуса.

Результаты вычислений по формуле (65) показаны на рис. 17 для углов вылета протонов 180 и 140°. Видно, что кривая для 180° хорошо соответствует экспериментальным данным [63] и результату классического подхода [55]. Видно также, что угловая зависимость сильно меняется с увеличением p_B . Вообще говоря, имеет место следующий скейлинг: при фиксированном значении α сечение не зависит от угла.

Наблюдение ДР в кумулятивном процессе при больших значениях p_B кажется оптимальным с точки зрения возможного физического фона, поскольку трудно указать механизм, дающий заметный вклад в этой области кумулятивных импульсов. Вклад спектаторного механизма, если таковой имеется, можно подавить, выделяя дифракционный процесс или просто изучая реакцию $hd \rightarrow p_B hn$.

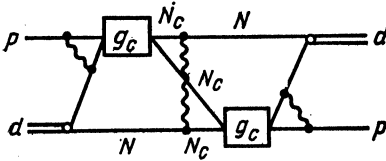


Рис. 19. Фейнмановский график для процесса упругого pd -рассеяния назад

Хотя вклад настоящего механизма при высоких энергиях не зависит от энергии, при промежуточных энергиях имеется специфическая зависимость. Функция Грина системы из налетающего протона и нуклона мишени имеет резонансную зависимость от $E_{12} = (2mT_{кин}^{протон} + 4m^2)^{1/2} - 2m$, где $T_{кин}$ — кинетическая энергия налетающего протона. Если принять, что масса первого ДР равна 3 ГэВ, то первый максимум в энергетической зависимости должен быть при $T_{кин} \approx 2,6$ ГэВ. Фактически, только начиная с этой энергии рассмотренный механизм дает заметный вклад в сечение кумулятивного процесса.

Заметим также, что если налетающая частица есть пион, то резонансы в функции $g_c(E_{12})$ являются пион-нуклонными пятикварковыми резонансами с разделенным цветом. Спектр возбуждений этих резонансов близок к дибарионному.

3.5. Упругое pd -рассеяние назад. При промежуточных энергиях в реакции $pd \rightarrow p_B pn$ протон и нейтрон, вылетевшие вперед, могут иметь импульсы, сравнимые по величине, и образовать связанное состояние — дейтрон. Соответствующий график показан на рис. 19. Если функцию Грина представить в виде суммы по резонансам и пре-

небредь импульсным распределением нуклонов в дейтроне, то можно получить следующее выражение для сечения [56, 57]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{25}{18} \frac{|\Psi_d(0)|^2}{Q^2} \times \left| \sum_{n, n'} \frac{V \sqrt{\Gamma_n^{el} \Gamma_{n'}^{el}} F_{nn'}(\mathbf{p}, \mathbf{p}')}{(M - M_n + i\Gamma_n^t/2)(M - M_{n'} + i\Gamma_{n'}^t/2)} \right|^2, \quad (66)$$

$F_{nn'}(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ — амплитуда рассеяния назад ДР $n \rightarrow n'$ на нуклоне,

$$F_{nn'}(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = \int d^3\mathbf{r} d^3\mathbf{r}' \varphi_n(\mathbf{r}) V(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \varphi_{n'}(\mathbf{r}') \times \exp \left[i \frac{\mathbf{r}}{2} \left(\mathbf{p}' + \frac{\mathbf{p}}{2} \right) - i \frac{\mathbf{r}'}{2} \left(\mathbf{p} + \frac{\mathbf{p}'}{2} \right) \right].$$

Формула (66) имеет наглядную интерпретацию (рис. 19). При соударении налетающего протона с нуклоном мишени образуется ДР с вероятностью, пропорциональной Γ_n^{el} . Затем ДР рассеивается

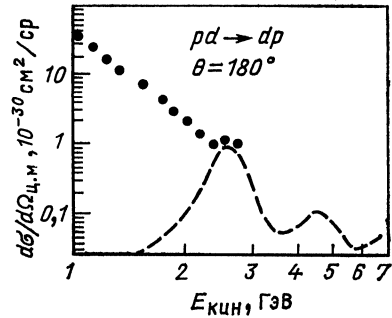


Рис. 20. Дифференциальное сечение упругого pd -рассеяния назад в зависимости от кинематической энергии протонов в с. ц. м.:

экспериментальные данные из работы [64]; штриховая кривая демонстрирует расчет по формуле (66) (см. текст)

на угол 180° на втором нуклоне дейтрона путем стриппинга цветного нуклона. Интересно, что этот процесс происходит при меньшем импульсе в с. ц. и., равном $\sim p/2$.

Для оценки сечения пренебрежем в (66) членами с $n \neq n'$ и зависимостью F_{nn} от n , вычислив только F_{11} . Результат расчета показан на рис. 20. Общая нормировка сечения квадратично зависит от Γ_n^{el} и в пределах неопределенности в значении Γ_n^{el} , отмеченной выше, выбрана в соответствии с экспериментальными данными [64]. Как видно из рис. 20, наблюдаемое на опыте изменение энергетического хода кривой при $T_{кин} \approx 2,5$ ГэВ может быть связано с вкладом ДР с массой около 3 ГэВ. Вклад этого механизма при меньших энергиях, как видно из рисунка, пренебрежимо мал.

Подчеркнем еще раз, что значения масс ДР, приведенные в табл. 2, — оценочные. Они существенным образом зависят от величины κ_8 для октетной струны и получены для случая $\kappa_8 = \kappa_3 =$

$= 1$ ГэВ/фм. В модели MIT [65], например,

$$\kappa_8 = (3/2) \kappa_3,$$

что для низшего ДР дает $M_1 = 2,8$ ГэВ.

Здесь, однако, предполагается универсальность параметра B — скачка на поверхности мешка плотности энергии вакуума, что для октетных струн (вытянутых мешков), видимо, неверно [66]. Величину κ_8 можно оценить из [31] соотношения (51), заменив в нем $\alpha'_R \approx \approx 0,9$ ГэВ⁻² на $\alpha'_P \approx 0,15 \div 0,25$ ГэВ⁻², что дает $\kappa_8 \approx (4 \div 6) \kappa_3$ и соответственно $M_1 \approx 3,5 \div 4$ ГэВ.

Другим источником неопределенности в массах ДР является то, что трехкварковый кластер — цветовой октет, образовавшийся из нуклона при одноглюонном обмене, не может находиться в S -состоянии. Поэтому его масса m в формуле (60) может быть больше нуклонной.

Следует заметить, что у ДР имеется еще один канал распада, не рассмотренный выше. Октетная трубка может разорваться не только «поперек», но и расщепиться «вдоль», распавшись на две триплетные трубки. Этот канал распада увеличивает Γ_n^t , однако оценить его вклад не представляется возможным. В моделях дуальной топологической унитаризации для простоты считается, что вместо октетной струны всегда образуются две триплетные, что соответствует $\Gamma_n^t/\Delta E_n \gg 1$, т. е. в таких моделях ДР не возникают. Интегральный вклад в сечение кумулятивного процесса при этом не меняется. Изменяется только форма импульсного спектра на рис. 17, которая в этом пределе близка к результату классического рассмотрения.

4. СЛЕДСТВИЯ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ПРОЦЕССОВ ОБРАЗОВАНИЯ АДРОНОВ

4.1. Образование J/Ψ -мезонов и лептонных пар на ядрах. Принято считать, что жесткие процессы в адрон-ядерных столкновениях не экранируются, поскольку их сечение мало, а мягкие неупругие соударения в ядре не влияют на жесткую партонную компоненту налетающего адрона. Это, однако, справедливо лишь вдали от кинематической границы. Действительно, средний импульс лидирующего адрона в мягком неупругом взаимодействии составляет около половины начального, и такой адрон не смог бы во вторичном соударении (жестком) родить частицу вблизи кинематической границы. Следовательно, возникает экранирование жесткого процесса мягким [67]. Этот вывод, однако, относится к макроскопически большим расстояниям между двумя мишенями. На расстоянии нескольких ферми после неупругого взаимодействия спектр лидирующих адронов может быть вычислен лишь в конкретной модели.

Пусть κ_{eff} — параметр, характеризующий «скорость» фрагментации: на интервале Δz от точки цветовой перезарядки образуются адроны с импульсами $p \lesssim \kappa_{\text{eff}} \Delta z$. Более жесткая часть партонной

волновой функции налетающего адрона, сохранившая когерентность, имеет импульс на $\kappa_{\text{eff}}\Delta z$, меньше импульса налетающего адрона p_0 , т. е. может в дальнейшем фрагментировать только в адроны с импульсами $p < p_0 - \kappa_{\text{eff}}\Delta z$. Учитывая это, легко вычислить степень экранирования глубинных нуклонов ядра.

Рассмотрим образование J/Ψ в hA -взаимодействии [68]. Обозначим E — энергию адрона h , $x_F \approx 2p_L^\Psi/\sqrt{s}$ — фейнмановскую переменную J/Ψ -мезона для hN -соударения. Сечение σ_{Ψ}^{hA} представим в виде суммы $\sigma_{\Psi}^{hA} = \sigma_1^{hA}(E, x_F) + \sigma_2^{hA}(E, x_F)$. Первое слагаемое отвечает тому, что налетающий адрон образовал J/Ψ на одном из нуклонов ядра, не испытав до этого ни одного неупругого взаимодействия. Такие события происходят на поверхности ядра и их вклад равен

$$\begin{aligned} \sigma_1^{hA}(E, x_F) = & \int d^2\mathbf{b} \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho(\mathbf{b}, z) e^{-\sigma_{\text{in}}^{hN} T(\mathbf{b}, -\infty, z)} \times \\ & \times \frac{1}{2} \{ \sigma_{\Psi}^{hp}(E, x_F) [1 - \delta(\mathbf{b}, z)] + \sigma_{\Psi}^{hn}(E, x_F) [1 + \delta(\mathbf{b}, z)] \} \times \\ & \times e^{-\sigma_{\text{in}}^{\Psi N} T(\mathbf{b}, z, \infty)}. \end{aligned} \quad (67)$$

Здесь $\delta(\mathbf{b}, z) = (\rho_n - \rho_p)/2\rho$ — относительная разница плотностей нейтронов и протонов; σ_{in}^{hN} — неупругое сечение hN -взаимодействия, $\sigma_{\text{in}}^{\Psi N} \approx 2,2 \cdot 10^{-27}$ см² связано в основном с каналом $\Psi N \rightarrow D\bar{D}X$. Вклад процесса $\Psi N \rightarrow \Psi X$ мал — около $0,08 \cdot 10^{-27}$ см².

Второе слагаемое $\sigma_2^{hA}(E, x_F)$ отвечает тому, что налетающий адрон испытал одну или более цветовых перезарядок и уменьшил энергию до \tilde{E} :

$$\begin{aligned} \sigma_2^{hA}(E, x_F) = & \int d^2\mathbf{b} \int_{-\infty}^{\infty} dz_1 \rho(\mathbf{b}, z_1) e^{-\sigma_{\text{in}}^{hN} T(\mathbf{b}, -\infty, z_1)} \int_{z_1}^{z_1 + \frac{E}{\kappa}(1-x_F)} dz_2 \times \\ & \times \rho(\mathbf{b}, z_2) \frac{1}{2} \{ \sigma_{\Psi}^{hp}(\tilde{E}, \tilde{x}_F) [1 - \delta(\mathbf{b}, z_2)] + \\ & + \sigma_{\Psi}^{hn}(\tilde{E}, \tilde{x}_F) [1 + \delta(\mathbf{b}, z_2)] \} e^{-\sigma_{\text{in}}^{\Psi N} T(\mathbf{b}, z_2, \infty)}. \end{aligned} \quad (68)$$

Здесь учтена сдвигка по энергии $\tilde{E} = E - \kappa\Delta z$ и по фейнмановской переменной $\tilde{x}_F = x_F (1 - \kappa\Delta z/E)^{-1}$; $\Delta z = z_2 - z_1$.

Поскольку зависимость сечения σ_{Ψ}^{hN} от поперечного размера адрона неизвестна, мы оценили сечение в ГСП, пренебрегая НП.

Вклад $\sigma_2^{hA}(E, x_F)$ растет почти как A при малых x_F и как $A^{2/3}$ при $x_F \rightarrow 1$. Это подтверждается экспериментальными данными [69—

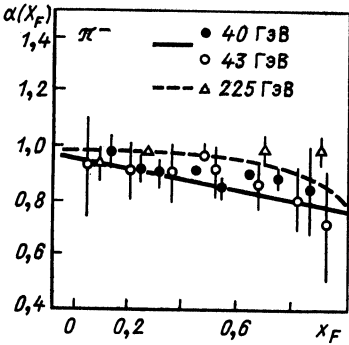


Рис. 21. Показатель степени α , характеризующий A -зависимость сечения (A^α) образования J/Ψ на ядрах, как функция фейнмановской переменной x_F

$\sigma_{\Psi}^{\pi^{\pm}p}$, составившим несколько процентов [72], пренебрегалось. Энергетическая зависимость $\sigma_{\Psi}^{hN}(E)$ представлялась в виде [71] $\sigma_{\Psi}^{hN}(E) \propto \exp(-\beta/\sqrt{E})$, где $\beta \approx 20$ ГэВ. Зависимость σ_{Ψ}^{hp} от x_F — в форме $\sigma_{\Psi}^{\pi p}(x_F) \propto (1 - x_E)^2$, $\sigma_{\Psi}^{pp}(x_F) \propto (1 - x_F)^5$. Величина $\kappa \equiv \kappa_{\text{eff}}$ варьировалась, наилучшее согласие достигнуто при $\kappa \approx 3$ ГэВ/фм.

Учет ферми-движения в ядре частично компенсирует влияние торможения. Оценки, выполненные при 40 ГэВ, показали, что возник-

—71] для показателя степени $\alpha(x_F)$, приведенными на рис. 21, а также данными [71, 72] для x_F -зависимости отношения $A\sigma_{\Psi}^{hp}(E, x_F)/\sigma_{\Psi}^{hA}(E, x_F)$, приведенными на рис. 22. Там же показаны результаты расчетов по формулам (67), (68). Различием в сечениях

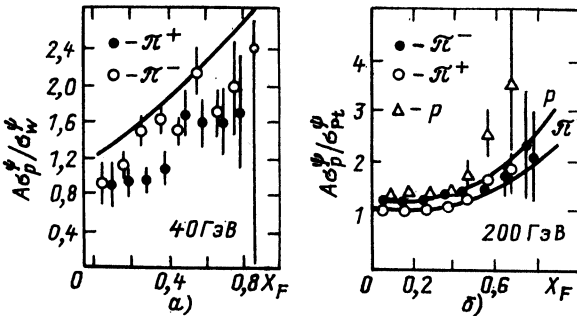
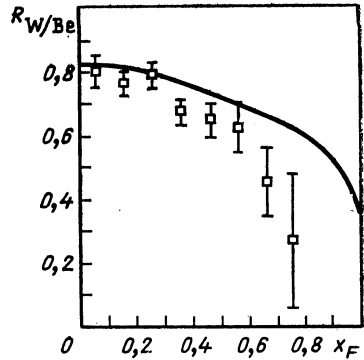


Рис. 22. Нормированное отношение сечений рождения J/Ψ на водороде и вольфраме на пучках π^+ и π^- при 40 ГэВ (а) и для ядра платины при энергии 200 ГэВ на пучках π^+ , π^- и p (б)

кающие поправки невелики [71] и с ростом энергии быстро уменьшаются.

Заметим, что различие в x_F -зависимости данных на рис. 22, б для пучков протонов и пионов подтверждает то, что эффект связан с торможением адрона в ядре, поскольку x_F -зависимость σ_{Ψ}^{pp} более крутая, чем $\sigma_{\Psi}^{\pi p}$. Это подтверждается также сравнением данных на рис. 22, а и б, из которого видно, что с ростом энергии ядерное экранирование происходит при больших значениях x_F .

Рис. 23. Отношение сечений $R = \frac{d\sigma_W}{dx_F} / \frac{d\sigma_{Be}}{dx_F}$ образования J/Ψ на ядрах W и Be в пучке π^- с энергией 125 ГэВ. Данные из [73]



В [73] был также наблюден эффект ядерного экранирования при образовании J/Ψ в пучке \bar{p} с энергией 125 ГэВ. Авторы, рассмотрев различные возможные объяснения этого эффекта, пришли к выводу, что только расчет, выполненный в настоящем подходе, согласуется с данными. Соответствующее сравнение приведено на рис. 23.

В заключение этого раздела заметим, что график, отвечающий рассмотренному механизму, есть планарный трехреджеонный график [74]. Его следует отличать от непланарных мандельштамовских графиков, содержащих трехпомеронную вершину. Этим графикам соответствует дополнительное экранирование, имеющее ту же природу, что и неупругое экранирование полных адрон-ядерных сечений. В системе отсчета, где ядро — быстрое, происходит продольное перекрытие и слияние партонных облаков [11] разных нуклонов, что приводит к уменьшению числа медленных партонов, т. е. к экранированию.

Вклад планарных трехреджеонных графиков при данном значении x_F велик лишь в ограниченной области энергий $E \leq nx_F$ ($1 - x_F$) $^{-1} \chi R_A$, где $n \approx 2$ для падающих пионов, $n \approx 5$ для нуклонов. При увеличении энергии эта поправка смещается в область больших значений $x_F \rightarrow 1$ и исчезает.

Экранирование, обусловленное непланарными графиками, наоборот, появляется лишь при достаточно больших энергиях $E \gg \gg M_{\Psi}^2/mx_F$. С ростом энергии область значений x_F , где эта поправка важна, расширяется в сторону меньших x_F , и в асимптотике сечение $\sigma_{\Psi}^{hA}(E \rightarrow \infty) \propto A^{2/3}$ при всех значениях x_F .

4.2. Время фрагментации у границы кинематической области. В старой партонной модели [74] (построенной в духе полевой теории $\lambda\phi^3$) считается, что рожденные адроны не способны взаимодействовать до тех пор, пока они не сформируют партонное облако, содержащее медленные партоны. На это требуется время

$$l_f \approx p/\mu^2, \quad (69)$$

где p — импульс адрона; μ — массовый параметр порядка m_p . Учет времени формирования ВФ адрона, в течение которого он пассивен, существенно сказывается на процессе генерации адронов на ядерных мишенях [74].

В КХД любые рожденные объекты сразу могут взаимодействовать путем обмена кулоновским глюоном. Однако при фрагментации

цветового заряда адрон с импульсом p образуется не сразу, а лишь на расстоянии $l_f \approx p/\kappa$, что соответствует результату партонной модели (69), поскольку, как было показано в предыдущем разделе, $\kappa_{\text{eff}} \approx m_p^2$. Важно при этом, что хотя цветовой заряд способен взаимодействовать на интервале l_f , это слабо сказывается на спектре лидирующих адронов [75].

Отличие от зависимости (69) возникает для лидирующих адронов при $\beta > \bar{\beta}$, где β — доля начального импульса цветового заряда, уносимая адроном. Адрон с $\beta > \bar{\beta}$ должен образоваться на расстоянии [75, 36]

$$l_f \approx \frac{p_0}{\kappa_{\text{eff}}} (1 - \beta). \quad (70)$$

Действительно, на больших расстояниях $\Delta z > l_f$ цветовой заряд, потерявший импульс $\Delta p = \kappa_{\text{eff}} \Delta z$ на образование адронов, не способен фрагментировать в адрон с импульсом βp_0 .

Таким образом, вблизи кинематической границы при $\beta \rightarrow 1$ длина фрагментации лидирующего адрона не растет, а падает с увеличением импульса в соответствии с (70). Следует подчеркнуть, что это не есть время формирования ВФ адрона, которое, конечно, растет в соответствии с (69). Время фрагментации (70) — это время, за которое происходит процесс экранирования цветового заряда. Образовавшийся бесцветный кластер ($q\bar{q}$, например) — это еще не адрон, но этот кластер уже может неупруго взаимодействовать с сечением порядка адронного.

4.3. Образование симметричных пар адронов с большими p_T на ядрах. При инклюзивном образовании адронов с большими p_T на ядрах наблюдается значительное антиэкранирование, получившее название эффекта Кронина [76]. Основной причиной этого, видимо, является многократное перерассеяние в ядре жестких партонов. Проверить это можно, выделив однократный жесткий процесс путем регистрации симметричной пары адронов с большими p_T [77]. В такой постановке действительно наблюдалась [78] линейная A -зависимость. Однако в эксперименте [79] при энергии 70 ГэВ обнаружено, что с увеличением p_T симметричных мезонных пар показатель степени $\alpha(p_T)$, описывающий A -зависимость $A^\alpha(p_T)$, резко упал. Это видно из рис. 24.

Причина появления сильного экранирования в однократном процессе при больших p_T аналогична рассмотренной в предыдущем пункте. Только в отличие от рождения J/Ψ в данном случае существенный вклад вносит возможность поглощения в ядре рожденных адронов. Под поглощением понимается неупругое взаимодействие, т. е. цветовая перезарядка образовавшегося бесцветного адронного состояния, в результате чего вновь начинается адронизация и адрон теряет значительную часть импульса. Адрон с большим p_T образуется в результате адронизации кварка, который рассеялся с большой

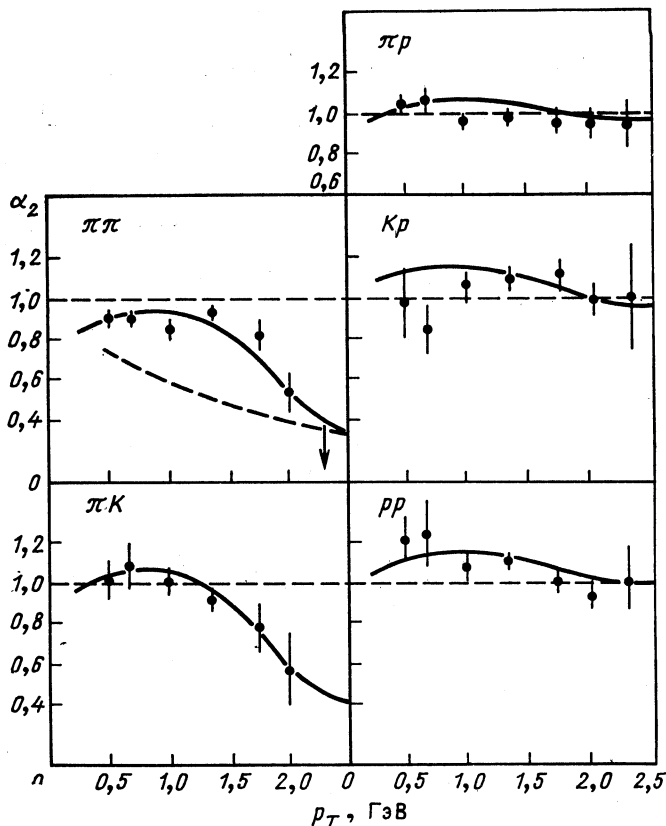


Рис. 24. Зависимость показателя степени α от p_T в процессах образования симметричных пар адронов на ядрах при 70 ГэВ

поперечной передачей импульса. Длина фрагментации l_f кварка в адрон дается выражением (70). Возможной зависимостью κ_{eff} от p_T мы пренебрежем.

При $x_T \rightarrow 1$ ($x_T \approx 2p_T/\sqrt{s}$) также $\beta \rightarrow 1$, т. е. $l_f \rightarrow 0$. Следовательно, адрон образуется сразу после жесткого рассеяния кварка и может поглотиться ядром. Отсюда и из предыдущего пункта следует, что сечение рождения адрона с большим p_T на ядре (при однократном жестком рассеянии) зависит от A как $A^{1/3}$ при $x_T \rightarrow 1$.

Напишем выражение для сечения $\sigma_{\text{inv}}(x_T) \equiv E_1 E_2 d\sigma/d^3p_1 d^3p_2$ образования симметричной пары адронов, рожденных под углом 90° в с. ц. и. нуклон-нуклонного соударения. Обозначим α_1 и α_2 — доли импульсов начальных нуклонов, приходящиеся на рассеянные кварки, а β_1, β_2 — доли импульсов этих кварков, уносимых после их

фрагментации лидирующими адронами. Тогда в NN -соударении

$$\sigma_{\text{inv}}(x_T) = C \int d\alpha_1 d\alpha_2 d\beta_1 d\beta_2 F(\alpha_1) F(\alpha_2) \times \\ \times D(\beta_1) D(\beta_2) \sigma_{qq}(\alpha_1 \alpha_2 s) \delta(x_T - \alpha_1 \beta_1) \delta(x_T - \alpha_2 \beta_2).$$

Здесь $F(\alpha)$ — функция импульсного распределения кварков в нуклоне, которую возьмем в виде $F(\alpha) \propto (1 - \alpha)^3 / \sqrt{\alpha}$. Функцию фрагментации кварка используем в виде $D(\beta) \propto (1 - \beta)^2 / \beta$. Сечение упругого рассеяния кварков запишем в форме, соответствующей одноглюонному обмену $\sigma_{qq}(Q) \propto 1/Q^4$; C — константа, несущественная далее. Если пренебречь поперечными импульсами кварков в начальных нуклонах и адронах в конечных струях, то $\alpha_1 \approx \alpha_2 \equiv \alpha$, $\beta_1 \approx \beta_2 \equiv \beta$, $x_T \approx \alpha\beta$.

В случае ядерной мишени выделим, как и в случае J/Ψ , два вклада в сечение рождения симметричной пары адронов: $\sigma_1^{\text{inv}}(x_T)$ отвечает тому, что налетающий адрон не испытал ни одного неупругого соударения до жесткого рассеяния; $\sigma_2^{\text{inv}}(x_T)$ включает одну или более мягких цветовых перезарядок начального адрона:

$$\sigma_1^{\text{inv}}(x_T) = C \int d^2\mathbf{b} \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho(\mathbf{b}, z) e^{-\sigma_{\text{in}}^{NN} T(\mathbf{b}, -\infty, z)} \times \\ \times \int_{x_T}^1 d\alpha F^2(\alpha) D^2\left(\frac{x_T}{\alpha}\right) \alpha^{-2} \sigma_{qq}(\alpha^2 s) e^{-(\sigma_{\text{in}}^{h_1 N} + \sigma_{\text{in}}^{h_2 N}) T(\mathbf{b}, z + l_f, \infty)}, \quad (71)$$

$$\sigma_2^{\text{inv}}(x_T) = C \int d^2\mathbf{b} \int_{-\infty}^{\infty} dz_1 \sigma_{\text{in}}^{NN} \rho(\mathbf{b}, z_1) e^{-\sigma_{\text{in}}^{NN} T(\mathbf{b}, -\infty, z_1)} \int_{z_1}^{\infty} dz_2 \rho(\mathbf{b}, z_2) \times \\ \times \int_{\tilde{x}_T}^1 d\alpha F^2(\alpha) D^2\left(\frac{\tilde{x}_T}{\alpha}\right) \alpha^{-2} \sigma_{qq}(\alpha^2 \tilde{s}) e^{-(\sigma_{\text{in}}^{h_1 N} + \sigma_{\text{in}}^{h_2 N}) T(\mathbf{b}, z + \tilde{l}_f, \infty)}. \quad (72)$$

Здесь обозначено $s = 2m_N^2 + 2m_N \tilde{E}$; $\tilde{E} = E - \kappa(z_2 - z_1)$; $\tilde{x}_T = = 2p_T / \sqrt{\tilde{s}}$; $l_f = E(\alpha - x_T) / 2\kappa$; $\tilde{l}_f = \tilde{E}(\alpha - \tilde{x}_T) / 2\kappa$.

Результат расчета по формулам (71), (72) показателя степени $\alpha_{12}(x_T) = d \ln [\sigma_1^{\text{inv}}(x_T) + \sigma_2^{\text{inv}}(x_T)] / d \ln A$ для $A = 100$, $E = = 70$ ГэВ, $\kappa = 3$ ГэВ/фм показан на рис. 24 пунктирной линией. Видно, что с ростом p_T показатель $\alpha_{12}(x_T)$ падает до $1/2$.

Возможен также другой механизм образования пары адронов — статистический, когда адроны образуются независимо и случайно попадают в соответствующие области фазового пространства. Вклад в сечение этого механизма равен:

$$\sigma_3^{\text{inv}}(x_T) = E_1 \frac{d^3\sigma}{d^3p_1} E_2 \frac{d^3\sigma}{d^3p_2} / \sigma_{\text{in}}^{NA}. \quad (73)$$

A -зависимость $\sigma_3^{\text{inv}}(x_T)$ характеризуется показателем степени $\alpha_3(x_T) = d \ln [\sigma_3^{\text{inv}}(x_T)] / d \ln A \approx \alpha_{h_1}(x_T) + \alpha_{h_2}(x_T) - 2/3$. Здесь $\alpha_h(x_T)$ — показатель степени в A -зависимости инклюзивного рождения адрона h на ядре. Величины $\alpha_h(x_T)$ для различных адронов измерялись в специальном эксперименте [80].

Ясно, что статистический механизм дает заметный вклад при не очень больших значениях p_T . Это подтверждается результатами измерения [81] корреляционной функции, которая постоянна и порядка единицы при $p_T \leq 0,7$ ГэВ/с и резко возрастает при больших p_T . Вклад статистического механизма проявляется также в зависимости сечения образования пары от p_T , которая аппроксимируется двумя экспонентами [81]

$$\sigma_{NN}^{\text{inv}}(x_T) = h e^{-H p_T} + r e^{-R p_T}. \quad (74)$$

Значения параметров h , H , r , R , используемые далее в расчетах, считаются независимыми от сорта рожденных адронов и фиксированы в соответствии с данными [81] значениями $r/h = 0,006$ и $R - H = 6$ (ГэВ/с) $^{-1}$.

Первое слагаемое в (74) отвечает жесткому механизму образования пары, второе — статистическому. Соответственно

$$\alpha_{\text{eff}}(x_T) = \frac{\alpha_{12} A^{\alpha_{12}} + (r/h) \alpha_3 A^{\alpha_3} e^{(H-R)p_T}}{A^{\alpha_{12}} + (r/h) A^{\alpha_3} e^{(H-R)p_T}}.$$

Результаты расчета $\alpha_{\text{eff}}(x_T)$ для пар $\pi^+\pi^+$ и π^+K^+ показаны на рис. 24 сплошными линиями. Видно, что столь резкое падение величины $\alpha_{\text{eff}}(x_T)$ при $p_T \geq 1$ ГэВ вызвано переходом от статистического к жесткому механизму образования адронов.

Важно, что экспериментальные данные хорошо согласуются с $\alpha_{\text{eff}} = 3$ ГэВ/фм. Отметим, что ферми-движение и коллективные механизмы взаимодействия, которые в инклюзивной постановке могут сильно увеличить $\alpha(x_T)$ при $x_T \rightarrow 1$, в случае образования симметричной пары сильно подавлены кинематикой этих событий.

С ростом энергии область ядерного экранирования смещается в сторону больших значений p_T . На рис. 25 показаны результаты измерений [82—84] при энергиях 400 и 800 ГэВ и расчеты, выполненные в [85] в настоящем подходе. Видно, что имеется хорошее согласие.

Особого обсуждения заслуживают события с образованием нуклонных или мезон-нуклонных пар. Из данных [79], показанных на рис. 24, видно, что в этих событиях $\alpha_{\text{eff}}(x_T)$ в пределах погрешностей не отклоняется от единицы.

Чтобы понять причину этого, вспомним, что при энергии 70 ГэВ протоны с большими p_T рождаются в инклюзивной постановке с заметно большим сечением, чем пионы [80, 81].

Этот факт можно интерпретировать как то, что протоны образуются не как пионы в результате фрагментации, а путем рассеяния систе-

мы трех валентных кварков начальных нуклонов (пучка или ядра).

Причина отсутствия ядерного экранирования при рождении pp -пары в этом случае понятна. Одноглюонный обмен в рассеянии системы $3q$ выбирает малые размеры $\tau \approx 1/q$, а такая конфигурация слабо поглощается в ядре. Вследствие этого в формуле (75) следует подставить $\alpha_{12} = 1$. Результат расчета для pp -пары показан на рис. 24.

Тем не менее существующие данные не позволяют пока сделать вывод о доминировании рассмотренного механизма рождения протон-

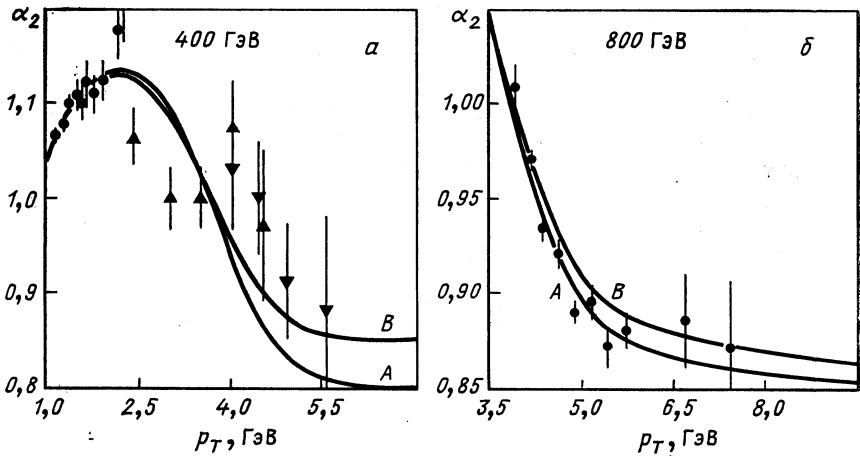


Рис. 25. То же, что на рис. 24, при энергиях 400 ГэВ (а) и 800 ГэВ (б): кривая А — $\kappa = 3$ ГэВ/фм; В — $\kappa = 2$ ГэВ/фм

ных пар. Вклад от рассеяния дикварков малого размера $r_D \sim 0,3$ фм, рассмотренный в работе [85], также позволяет объяснить данные [79].

В заключение заметим, что при $x_T \ll m_\pi/m_N$ имеется дополнительное неупругое экранирование в структурной функции ядра, рассмотренное в предыдущем пункте. Оно приводит к уменьшению α_{eff} до $2/3$ при малых x_T . Из-за вклада статистического механизма этот эффект может проявиться лишь при очень высоких энергиях.

4.4. Время фрагментации и ядерное экранирование инклюзивных реакций в трехреджеонной области. При высоких энергиях ограничимся вкладом в сечение инклюзивных реакций скейлинговых трехреджеонных графиков RRP и PPP . Первый из них уже обсуждался в п. 2.6 и изображен на рис. 11. Ядерное экранирование вклада этого графика вычислялось по формуле (38), где пренебрегалось эффектами времени фрагментации. Это было оправдано малостью энергии (10 ГэВ), что в трехреджеонной области соответствует временам фрагментации менее 1 фм. При высоких энергиях l_f растет

и ее следует учесть при вычислении A_{eff} :

$$A_{\text{eff}}(x_F) = \int d^2\mathbf{b} \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho(\mathbf{b}, z) \left| \left\langle \frac{f(q, \tau)}{\langle f(q, \tau) \rangle} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \exp \left\{ -\frac{1}{2} \sigma(\tau) \left[T(\mathbf{b}) - \int_z^{z+l_f} dz' \rho(\mathbf{b}, z') \right] \right\} \right\rangle \right|^2. \quad (75)$$

Положив, как и в (38), $f(\tau) \propto \tau^2$, $\sigma(\tau) \propto \tau^2$, ВФ адрона — в гауссовой форме, получим

$$A_{\text{eff}}(x_F) = \int d^2\mathbf{b} \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho(\mathbf{b}, z) \left[1 + \frac{1}{2} \sigma_{\text{tot}}^{hN} T(\mathbf{b}) - \right. \\ \left. - \frac{1}{2} \sigma_{\text{tot}}^{hN} \int_z^{z+l_f} dz' \rho(\mathbf{b}, z') \right]^{-4}. \quad (76)$$

Аналогичным образом модифицируется формула (37). На рис. 12 показаны предсказания для отношения $R_{\text{Cu}/d}(x_E)$ при энергии

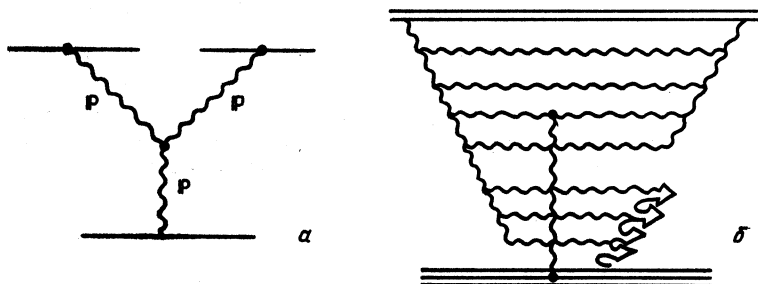


Рис. 26. Структура трехмерного графика

40 ГэВ. Видно, что уменьшение вклада графика RRR и влияние времени адронизации существенно изменили зависимость $R_{\text{Cu}/d}(x_F)$.

Рассмотрим теперь трехмерный график. Его пространственно-временная структура изображена схематически на рис. 26. Налетающая на мишень адронная флуктуация представляет собой когерентную систему кварков и глюонов, упорядоченных по быстроте. В результате обмена цветом с мишенью быстрая часть кварков и глюонов, несущая долю импульса x_F налетающего адрона, обесцвечивается и собирается в адрон. Оставшиеся глюоны в мягкой части спектра фрагментируют в адроны [86].

Если этот процесс происходит на нуклоне в ядре в точке с продольной координатой z_1 , то неупругие взаимодействия налетающего адрона с нуклонами при $z < z_1$ не обязательно его экранируют.

Действительно, если $\Delta z < (1 - x_F)p_0/\kappa$, то на этом интервале нарушится когерентность глюонов в мягкой части спектра, а система кварков и глюонов с импульсами $p > p_0(1 - x_F)$ останется когерентной и может, обесцветившись, перейти в адрон.

С учетом отсутствия экранирования до взаимодействия на интервале Δz , совпадающем с (70), A_{eff} для трехмеронного графика следует вычислять по тем же формулам (75), (76), что для графика RRP .

Таким образом, в дифракционном процессе $hA \rightarrow hX$, где кварковый состав адрона не меняется, экранирование в ядре ослаблено в той же степени, что и в процессе с перезарядкой, хотя причины

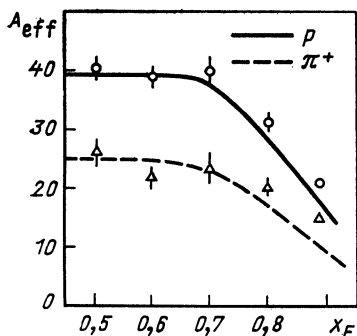


Рис. 27. $A_{eff}(x_F)$ для сечений реакций $pA \rightarrow pX$ и $\pi A \rightarrow \pi X$, проинтегрированных по p_T , при энергии 100 ГэВ

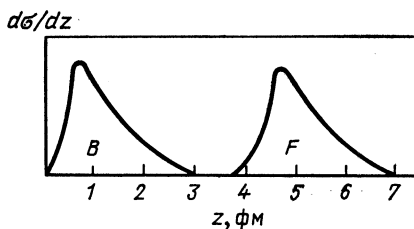


Рис. 28. Распределение по продольной координате в л. с. рожденных p при начальном импульсе 10 ГэВ

этого разные. При этом, конечно, в процессе дифракционной диссоциации налетающего адрона никакого ослабления ядерного экранирования (кроме НП) нет.

Сильная зависимость l_f от x_F в формулах (75), (76) должна приводить к падению $A_{eff}(x_F)$ с ростом x_F в трехрежеонной области [36, 75]. Этот эффект действительно наблюдался [87] в реакциях типа $\pi^+A \rightarrow \pi^+X$ и $pA \rightarrow pX$ при 100 ГэВ. На рис. 27 результаты расчета A_{eff} по формуле (76) с $\kappa_{eff} = 3$ ГэВ/фм сравниваются с данными [87].

4.5. Поглощение адронов ядерной средой при туннелировании из вакуума. Предполагается [2, 3], что в мягких процессах частицы рождаются из вакуума благодаря работе сил внешнего поля. Чем больше масса рожденных частиц, тем более длинный подбарьерный переход они должны пройти. Пара частица — античастица, рожденная во внешнем поле из вакуума, выходит на массовую поверхность на относительном расстоянии $\Delta z = 2m/\kappa$, где m — масса частицы, κ — работа, совершаемая внешним полем на единице длины. В случае струны κ — коэффициент натяжения. Для дальнейших оценок примем $\kappa = 1$ ГэВ/фм, поскольку этот случай близок к стационарной

задаче. В этом случае рожденная из вакуума пара $N\bar{N}$ появляется на относительном расстоянии в с. ц. и. $\Delta z \approx 2$ фм. Если перейти в л. с., то p и \bar{p} появляются в разные моменты времени и на разных расстояниях от мишени [88]. Первая по времени частица появляется на расстоянии ~ 1 фм, а вторая — на расстоянии ~ 5 фм. Если энергия налетающего нуклона выше пороговой, то появляется распределение по расстояниям, на которых возникают p и \bar{p} . Пример такого распределения при начальном импульсе 10 ГэВ показан на рис. 28, где F и B обозначены частицы (неважно, p или \bar{p}), родившиеся в с. ц. и. впереди или позади по направлению пучка.

Этот вывод можно проверить на опыте с помощью интерференционного метода [89]. Поскольку импульсы p и \bar{p} близки по значению, то можно измерить продольное расстояние между точками рождения. В случае, если туннелирование происходит в поглощающей среде (ядро), возникает вопрос: как влияет поглощение на вероятность туннелирования. Оказывается, очень слабо.

Рассмотрим туннелирование в одномерном нерелятивистском случае в квазиклассическом приближении. Квазиклассическая экспонента $\exp\left[i/h \int^z dz' p(z')\right]$, где $p^2(z) = 2m[E - v(z)]$, убывает с ростом z в подбарьерной области, где $E < v(z)$, т. е. импульс $p(z)$ — мнимый. Учтем поглощение, введя мнимую часть в потенциал $V(z) = v(z) - i\omega(z)$. Если под барьером $\omega(z) \ll v(z)$, то показатель экспоненты можно разложить:

$$i \sqrt{2m[E - V(z)]} = -|p(z)| + i \frac{m\omega(z)}{|p(z)|} - \frac{m^2\omega^2(z)}{2|p(z)|^3} + \dots \quad (77)$$

Первый член этого разложения, как обычно, приводит к фазовому сдвигу вне барьера и экспоненциальному затуханию под барьером. Второй член в (77) вызывает экспоненциальное затухание (поглощение) вне барьера, но всего лишь сдвиг фазы под барьером [88]. Следовательно, под барьером поглощение возникает только во втором порядке по $\omega(z)$. Этот вывод, очевидно, следует из интерпретации туннелирования как движения в мнимом времени.

Этот квантовомеханический эффект может проявляться в различных явлениях, например, при туннелировании пучка света через щель между стеклами при полном внутреннем отражении, эффекте Джозефсона и т. д.

При образовании пары $p\bar{p}$ из вакуума в ядерной среде квадратичный по ω член в (77) приводит к небольшому подавлению вероятности рождения фактором [88] $\exp(\omega^2\gamma/\kappa)$. Здесь $\omega = \sigma\rho/2$, где $\sigma \approx 60 \times 10^{-27}$ см² — сечение аннигиляции; $\rho \approx 0,15$ фм⁻³ — средняя ядерная плотность; $\gamma \approx 2,5$ — лоренц-фактор при начальном импульсе 10 ГэВ. Таким образом, подавление не превышает 10 %.

Из рис. 28 видно, что в половине случаев \bar{p} рождаются за пределами ядра. Поэтому для A_{eff} можем написать

$$A_{\text{eff}} \approx \frac{1}{2} \int d^2\mathbf{b} \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho(\mathbf{b}, z) e^{-\sigma_{\text{in}}^{pN} T(\mathbf{b}, -\infty, z)} \times \\ \times \{1 + e^{-\sigma_{\text{in}}^{\bar{p}N} T(\mathbf{b}, z, \infty)}\} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{\sigma_{\text{in}}^{\bar{p}A} - \sigma_{\text{in}}^{pA}}{\sigma_{\text{in}}^{\bar{p}N} - \sigma_{\text{in}}^{pN}} + \frac{\sigma_{\text{in}}^{pA}}{\sigma_{\text{in}}^{pN}} \right). \quad (78)$$

Здесь первое слагаемое имеет A -зависимость $A^{1/3}$, второе — $A^{2/3}$. Расчет A -зависимости сечения по формуле (78) сравнивается на рис. 29 с экспериментальными данными [90], полученными в ИТЭФ при импульсе 10 ГэВ. Данные действительно демонстрируют крутую

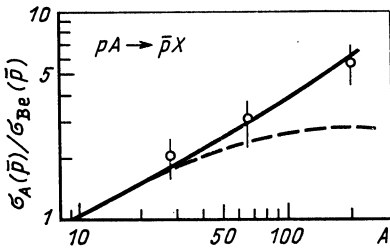


Рис. 29. Сечение рождения \bar{p} на ядрах, нормированное на ${}^9\text{Be}$: сплошная кривая — расчет согласно (78); штриховая кривая отвечает расчету [90] с $l_f = 0$. Данные из работы [90]

A -зависимость $\sim A^{0,6}$. Однако для проверки специфической зависимости (78) необходимы измерения с более высокой точностью, а также на водородной мишени.

4.6. Подпороговое рождение K^+ -мезонов на многокварковых конфигурациях в ядрах. Образование адронов на ядрах при энергиях ниже пороговой для нуклонной мишени возможно благодаря, например, ферми-движению ядерных нуклонов. Однако при уменьшении энергии должна возрасти роль кооперативных эффектов — взаимодействия налетающего адрона с группой ядерных нуклонов. Вблизи абсолютного кинематического порога для ядра в процессе рождения должны участвовать все ядерные нуклоны.

Одна из возможностей кооперативного явления при рождении адронов на ядрах — это взаимодействие налетающего адрона с группой нуклонов, образующих единую многокварковую систему [91]. Ниже показано, что подпороговое рождение адронов на ядрах чувствительно к малым примесям многокварковых кластеров (МКК) в ядрах [92, 93].

Пусть в легком ядре с атомным номером n существует примесь МКК из $3n$ кварков, которая является квазистационарным состоянием с большой массой (например, многокварковый мешок). Состояние ядра можно описать в виде суперпозиции

$$\Psi_n = \alpha_n \Psi_N + \beta_n \Psi_q. \quad (78')$$

Здесь пока пренебрегаем примесью более легких МКК. Величина $\beta_n = U_{Nq}/\Delta E \ll 1$, где $U_{Nq} = \langle \Psi_q | \hat{H} | \Psi_N \rangle$ — матричный элемент части гамильтониана, смешивающей состояния (78'); ΔE — разность энергий этих состояний. В дальнейшем будем считать, что ΔE значительно превышает энергию связи легких ядер, на что указывают расчеты в модели мешков MIT.

Рассмотрим подпороговое образование K^+ -мезонов на МКК. Обсудим две возможности, показанные на рис. 30. В первом случае ядро не разваливается (рис. 30, а). Сечение этого процесса запишем в виде

$$\sigma_n^a(T) = \beta_n^4 J_n^a(T), \quad (79)$$

где

$$J_n^a(T) = \frac{1}{v} |F_n|^2 \tau_3(W_n; m_K, m_\Lambda, M_n).$$

Здесь T и v — кинетическая энергия и скорость налетающего адрона; F_n — матричный элемент рождения пары $K^+\Lambda$ при столкновении

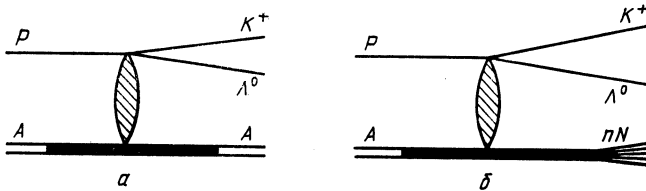


Рис. 30. Процесс рождения $K^+\Lambda^0$ на МКК, происходящий без развала ядра (а) и с развалом ядра (б)

протона с МКК из $3n$ кварков; τ_3 — трехчастичный фазовый объем, зависящий от W_n — суммарной кинетической энергии продуктов реакции в с.ц.м. и масс K^+ , Λ и ядра-остатка.

Сделаем следующие предположения относительно амплитуды F_n :

1) Будем считать, что

$$|F_n|^2 \approx \frac{\sigma_{\text{in}}^{pMKK}}{\sigma_{\text{in}}^{pN}} |F_1|^2 \approx n^{2/3} |F_1|^2. \quad (80)$$

где F_1 — амплитуда рождения K^+ на нуклоне; $\sigma_{\text{in}}^{pMKK}$ — сечение неупругого соударения протона с МКК. Это соотношение можно обосновать в модели цветных трубок.

Для рождения пары кварков необходимо, чтобы трубка имела достаточную длину в с.ц. м. $l \geq 2m_q$, где m_q — масса составляющего кварка, $\kappa \approx 1$ ГэВ/фм — плотность энергии на единицу длины трубки. Считается, что вероятность образования ss -пары определяется лишь длиной трубки $l(t)$ и не зависит от сорта взаимодействующих адронов. Максимальная длина, до которой может растянуться цветная трубка, зависит только от полного энергвыделе-

ния W . Поэтому отношение сечений образования $\bar{s}\bar{s}$ -пары на МКК и нуклоне при одинаковых значениях W равно отношению сечений цветовой перезарядки $\sigma_{\text{in}}^p \text{МКК} / \sigma_{\text{in}}^{pN}$. Вся зависимость сечения от начальной энергии определяется фазовым объемом.

2) Понятие цветной трубки имеет смысл, если внутренние импульсы кварков в адронах значительно меньше начального импульса сталкивающихся адронов. В данном случае это условие выполняется.

3) В процессе рождения K^+ -мезона ядро отдачи получает продольный импульс около 1 ГэВ. Если бы этот импульс передавался небольшой части кварков из МКК, то следовало еще учесть формфактор. Однако в модели цветной трубки импульс передается «мягко», за большое время. Цветные силы ускоряют МКК, действуя на все кварки. Поэтому формфактор, по-видимому, не появляется. Для более строгого обоснования этого предположения необходима конкретная динамическая модель.

Таким образом, $|F_n|^2$ может быть найдено с помощью выражения (80) из данных по реакции $pp \rightarrow K^+ \Lambda_p$ при энергиях выше порога. С достаточной точностью можно положить

$$J_n^a(T) = n^{2/3} \sigma_N^{K\Lambda}(T') \frac{\tau_3(W_n; m_K, m_\Lambda, M_n)}{\tau_3(W'_1; m_K, m_\Lambda, m_N)}. \quad (81)$$

Здесь T' — произвольная энергия pp -соударения вблизи порога, при которой имеются данные по $\sigma_N^{K\Lambda}(T')$.

Расчет сечения процесса с развалом ядра, который показан на рис. 30, б, проводится аналогично. Относительный вклад процесса с развалом ядра подавлен на три порядка [93]. Это объясняется малостью энерговыделения $W_4 \approx 0,075$ ГэВ.

Для ядра с $A = n$ вклад рассмотренного механизма подпорогового рождения на МКК, содержащем $3n$ кварков, конечно, не является единственным. Существуют вклады более легких МКК (если энергия не слишком мала), вклад нуклонной части волновой функции ядра, обвязанный ферми-движению нуклонов, и других возможных механизмов. Поэтому из сравнения выражения (79) с экспериментальными данными можно получить лишь верхнюю границу на значение β_n^2 :

$$\beta_n^4 < \sigma_n^{\text{exp}}(T) / J_n^a(T). \quad (82)$$

К сожалению, для легчайших ядер необходимые данные отсутствуют. Для оценки можно, однако, использовать данные [94] для более тяжелых ядер.

Вероятность того, что в ядре с атомным номером A группа из n нуклонов сблизится на малые относительные расстояния порядка $\gamma^{-1/2}$, равна [92, 93]

$$P_{A, n}(\mathbf{r}) = \binom{A}{n} \left(1 + \frac{\gamma_n}{\delta}\right)^{-\frac{3}{2}(n-1)} \left(\frac{nA\delta}{\pi(A-n)}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{nA}{A-n} \delta r^2\right). \quad (83)$$

В случае легкого ядра с $A = n$ вероятность всем нуклонам сблизиться равна

$$P_n = (1 + \gamma n / \delta)^{-\frac{3}{2}(n-1)}. \quad (84)$$

Следует учесть также матричный элемент перехода системы n бесцветных нуклонов в МКК. Естественно, однако, считать, что все эти факторы сказываются независимо от того, входят n нуклонов в состав более тяжелого ядра или нет. Другими словами,

$$\beta_{A, n}^2(\mathbf{r}) = \beta_n^2 P_{A, n}(\mathbf{r}) / P_n. \quad (85)$$

Здесь $\beta_{A, n}^2(\mathbf{r})$ — вероятность найти МКК из $3n$ кварков в точке с координатой \mathbf{r} в ядре A .

Заметим, что $\gamma n / \delta \gg 1$, поскольку среднеквадратичный радиус ядра $\langle r_A^2 \rangle = \frac{3}{2} \delta^{-1}$, $\gamma \approx r_0^2$, где $r_0 \approx 0,5$ фм — радиус нуклонного кора. С учетом этого зависимость от γ в (85) исчезает:

$$\frac{P_{A, n}(r)}{P_n} \approx \binom{A}{n} \left(\frac{\delta_A}{\delta_n} \right)^{\frac{3}{2}(n-1)} \rho^n(r) \left[\int d^3r \rho^n(r) \right]^{-1}. \quad (86)$$

Здесь $\rho(r)$ — одночастичная плотность нуклонов в ядре. Заметим, что (86) допускает наглядную геометрическую интерпретацию (ср. с [95]).

Сечение рождения K^+ на МКК в тяжелом ядре A связано с сечением $\sigma_n(T)$ рождения K^+ на ядре с $A = n$ выражением

$$\sigma_{A, n}(T) = \beta_n^4 J_n(T) \binom{A}{n} \left(\frac{n}{A} \right)^{n-1} I_{A, n}; \quad (87)$$

$$I_{A, n} = \int d^2b \int_{-\infty}^{\infty} dz \exp \left[-\sigma_{\text{in}}^{NN} \int_{-\infty}^{\infty} dz' \rho(b, z') \right] \times \\ \times \rho^n(b, z) \left[\int d^3\mathbf{r} \rho^n(\mathbf{r}) \right]^{-1},$$

$J_n(T)$ определено в (79).

Если предположить, что сечение рождения K^+ на ядре полностью определяется вкладом МКК с данным n , то из сравнения выражения (87) с экспериментальными данными можно найти верхнюю границу $(\beta_n^2)^{\text{max}}$ на примесь МКК. Результаты такого сравнения приведены в табл. 3.

Из (79) и (87) видно, что энергетическая зависимость сечения $\sigma_{A, n}(T)$ полностью определяется величиной W_n^2 . Значения W_n^2 , вычисленные при различных энергиях для $n = 3, 4$, приведены на рис. 31. Видно, что W_n^2 падает с уменьшением T слишком быстро по сравнению с энергетической зависимостью данных [94]. Это не удивительно, поскольку мы не учли ферми-движение и энергию связи МКК, роль которых возрастает при уменьшении начальной энергии.

Таблица 3. Верхние границы на β_n^2 -примесь МКК из n кварков в ядре с $A = n$

| n | 2 | 3 | 4 |
|------------------------|------|-------|-------|
| $(\beta_n^2)^{\max}$ | — | 0,076 | 0,014 |
| $(\beta_n^2)_F^{\max}$ | 0,06 | 0,015 | 0,008 |

Пусть МКК в тяжелом ядре образован из n нуклонов, имеющих энергии связи ε_i и ферми-импульсы \mathbf{k}_i . Учет ферми-движения МКК сводится к замене в выражении (87) величины W_n^2 на $\langle W_n^2 \rangle_F$, где

$$\langle W_n^2 \rangle_F = \binom{A}{n}^{-1} \sum \int d\varepsilon d^3\mathbf{k} \prod_{i=1}^n \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3} |\Psi_i(\mathbf{k}_i)|^2 \times \\ \times \delta\left(\varepsilon - \sum_{i=1}^n \varepsilon_i\right) \delta\left(\mathbf{k} - \sum_{i=1}^n \mathbf{k}_i\right) W_n^2(\varepsilon, \mathbf{k}). \quad (88)$$

Здесь суммирование проводится по различным способам выбора n нуклонов; $\Psi_i(\mathbf{k}_i)$ — волновая функция соответствующего урвня.

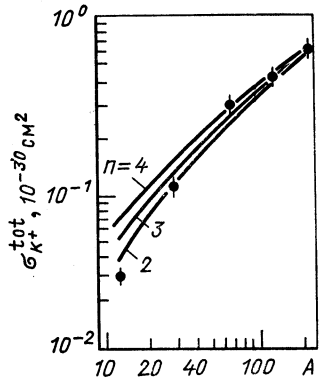
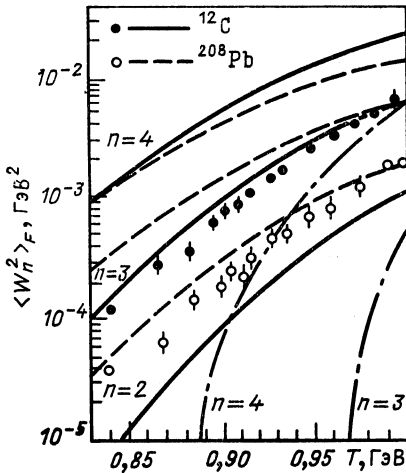


Рис. 31. Энергетическая зависимость величины $\langle W_n^2 \rangle_F$ для разных значений n . Точки из работы [94], взятые в произвольной нормировке

Рис. 32. A -зависимость сечения подпорогового рождения K^+ при $E_{\text{кин}} = 1 \text{ ГэВ}$: экспериментальные точки — данные работы [94], кривые — вклады МК с разными значениями n , нормированные на ядро Pb

Результаты [92, 93] усреднения $\langle W_n^2 \rangle_F$ для ядер C и Pb при различных значениях n и начальных энергиях приведены на рис. 31.

Сравнение с экспериментальными данными [94], отнормированными для удобства при $T = 1$ ГэВ, показывает, что вклады МКК с n , равным 2, 3, 4, имеют энергетическую зависимость, близкую к экспериментальной. A -зависимость сечения рождения K^+ при энергии $T = 1$ ГэВ показана на рис. 32 при n , равном 2, 3, 4. При этом вклады МКК с различными n нормировались на экспериментальное значение сечения для ядра Pb путем подбора фактора β_n^2 в выражении (87). Заметим, что эти величины $\beta_n^2 = (\beta_n^2)_F^{\max}$ являются, как уже отмечалось, верхней оценкой на примесь МКК. Соответствующие значения приведены в табл. 3. Видно, что учет ферми-движения и энергии связи нуклона заметно повлиял на величину $(\beta_n^2)^{\max}$.

К сожалению, интервал энергий $0,84 \leq T \leq 1$ ГэВ не позволяет сделать вывод о доминирующем вкладе МКК с каким-либо n . В связи с этим желательно получение данных при меньших энергиях, где роль тяжелых МКК должна возрасти.

Несмотря на хорошее описание экспериментальных данных, вопрос о роли МКК в подпороговом рождении остается открытым. Тем не менее найденные верхние границы на β_n^2 — примесь МКК по порядку соответствуют оценкам, полученным из других процессов. Поэтому можно думать, что вклад МКК важен.

Поскольку вероятность образования МКК с $I = 0$ ($1/2$), $S = 0$ ($1/2$) в тяжелых ядрах подавлена, желательно получение данных о подпороговом рождении на легчайших ядрах с $A = n$, где, кроме того, нет проблемы учета ферми-движения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Распространено мнение о том, что неупругие поправки к сечениям адрон-ядерных реакций малы, легко вычисляемы и потому неинтересны. Возможно, это так, когда речь идет о полных сечениях. Однако в процессах с недиагональными переходами НП становятся велики и увеличивают иногда сечение процесса в несколько раз. В таких случаях ограничиться НП первого порядка уже нельзя и расчеты становятся существенно модельно зависимыми. Однако именно это делает проблему интересной: появляется возможность критической проверки моделей. С этой точки зрения в обзоре рассмотрены различные процессы, в которых НП велики и чувствительны к предсказаниям КХД. Наиболее ярким проявлением этих эффектов является резкое увеличение прозрачности ядер для сжатых адронных конфигураций, доказывающее наличие в адронах скрытого цвета. Экспериментальная проверка этого утверждения требует еще значительных усилий. Хотя сравнение с данными по квазисвободной перезарядке, проведенное в разд. 2 продемонстрировало статистически значимый эффект, результат основан на количественном сравнении, поскольку в эксперименте не выделялась квазибинарная кинематика и необходимо было учитывать вклад многократных перерассеяний. Выделение однократного квазисвободного рассеяния на нуклоне ядра и наблюдение

качественного эффекта было сделано лишь в реакции $\pi^+N \rightarrow K^+Y$, где, к сожалению, мала статистика (см. рис 8), а также в недавнем эксперименте [96] по квазиупругому рассеянию протонов на ядрах на угол 90° в с.ц.м., выполненному при энергиях около 10 ГэВ в Брукхейвенской Национальной лаборатории. Несмотря на значительные искажения, обусловленные смешиванием собственных состояний (малость энергии), действительно наблюдался рост A_{eff} с энергией вплоть до 10 ГэВ, однако на интервале 10—12 ГэВ значение A_{eff} заметно упало. Последнее обстоятельство, не получившее пока правдоподобного объяснения, не позволяет считать результаты эксперимента убедительными. Необходимо измерение при более высоких энергиях. Следует также изучить A -зависимость сечения квазисвободной перезарядки $\pi^+n \rightarrow \pi^0(\eta)p$ на ядерных нейтронах с регистрацией протона отдачи, где, как объяснялось, требуются значительно меньшие переданные импульсы, чем в квазиупругом рассеянии.

При изучении пространственно-временной картины адронизации цветных объектов предполагалось, что в ядерной среде этот процесс происходит так же, как в вакууме. Это допущение, вообще говоря, может не выполняться. Действительно, в модели цветной трубки, как объяснялось во введении, параметры трубки (поперечное сечение, коэффициент натяжения, вероятность рождения кварк-антикварковых пар) существенно зависят от скачка плотности энергии вакуума на поверхности, ограничивающей трубку. Ядерная среда с точки зрения модели мешков заполнена нуклонными «пузырями», внутри которых плотность энергии по абсолютному значению ниже вакуумной. По этой причине параметры цветной трубки, образующейся при разлете цветных зарядов внутри ядра, а следовательно, и течение процесса адронизации могут измениться. Тем не менее количественно эти поправки малы. Действительно, сравнение известных значений плотности энергии вакуума и константы B модели мешков показывает [66], что плотность энергии внутри мешка подавляется лишь на 5—10 % по сравнению с вакуумной. Для плотности энергии, усредненной по ядру, это отличие еще меньше. Таким образом, можно думать, что радикального изменения процесса адронизации цветных зарядов внутри ядра не происходит.

В рамках этого допущения можно использовать ядерную среду как анализатор пространственно-временной картины процесса адронизации. Для того чтобы сделать надежный вывод о динамике процесса, используя лишь A -зависимости различных характеристик, необходимо специально подобрать реакцию и кинематическую область, где интересующие нас эффекты усилены. Отдельные примеры такого рода, приведенные в обзоре, дают серьезные аргументы в пользу гипотезы мягкого экранирования цвета в процессе адронизации цветных объектов. Тем не менее необходимо планомерное изучение при различных энергиях таких процессов, рассмотренных выше, как инклюзивное рождение адронов в hA -соударениях при $x_F \rightarrow 1$,

x_F -зависимость сечения образования на ядрах лептонных пар с большой массой, A -зависимость сечения рождения симметричных пар адронов с большими x_T , подпороговое рождение K^+ -мезонов и \bar{p} при более низких энергиях. Этот перечень может быть значительно расширен новыми предложениями, что, к сожалению, невозможно в рамках данной статьи.

В заключение хочу выразить искреннюю благодарность А. В. Ефремову за ряд полезных замечаний по содержанию обзора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Glauber R. J.//Lectures in theoret. phys. N.Y.: Interscience, 1959. Vol. 1. P. 315.
2. Ситенко О. Г.//Укр. физ. журн. 1959. Т. 4. С. 152—163.
3. Николаев Н. Н.//УФН. 1981. Т. 134. С. 369—430; ЭЧАЯ. 1981. Т. 12. Вып. 1. С. 162.
4. Шабельский Ю. М.//ЭЧАЯ. 1981. Т. 12. Вып. 5. С. 1070—1113.
5. Грибов В. Н.//ЖЭТФ. 1969. Т. 56. С. 892—901.
6. Pumpllin J., Ross M.//Phys. Rev. Lett. 1968. Vol. 21. P. 1778.
7. Anisovich V. V., Volkovitsky P. E., Dakhno L. G.//Phys. Lett. 1972. Vol. 42B. P. 224—228.
8. Кайдалов А. Б., Кондратюк Л. А.//Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 15. С. 170—173.
9. Anisovich V. V., Dakhno L. G.//Nucl. Phys. 1975. Vol. B85. P. 208—226; Дахно Л. Г.//ЯФ. 1983. Т. 37. С. 993—1010.
10. Карманов В. А., Кондратюк Л. А.//Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 18. С. 451—454.
11. Канчели О. В.//Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 18. С. 465—469.
12. Murthy P. V. R., Ayre C. A., Gustafson H. R. e.a.//Nucl. Phys. 1975. Vol. B92. P. 269—308.
13. Gsponer A., Hoffnagle J., Molron W. R. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 42. P. 9—13.
14. Николаев Н. Н.//ЖЭТФ. 1981. Т. 81. С. 814—828.
15. Nikolaev N. N. INS-Rep.-538, Tokyo, 1985.
16. Feinberg E. L., Pomeranchuk I. Ya.//Nuovo cimento Suppl. 1956. Vol. 3. P. 652—671.
17. Good M. L., Walker W. D.//Phys. Rev. 1960. Vol. 120. P. 1857—1865.
18. Grassberger P. G.//Nucl. Phys. 1977. Vol. B125. P. 83—107.
19. Miettinen H. I., Pumpllin J.//Phys. Rev. 1978. Vol. 18. P. 1696.
20. Копелиович Б. З., Лapidус Л. И.//Труды V международного семинара по множественному рождению адронов при высоких энергиях. Дубна, 1978. С. 469—479.
21. Копелиович Б. З., Лapidус Л. И.//Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 28. С. 664.
22. De Jager C. W., De Vries H., De Vries C.//Nucl. Data Tables. 1974. Vol. 14. P. 479.
23. Копелиович Б. З., Лapidус Л. И.//Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. С. 612; Rosen L.//High Energy and Nuclear Structure/Eds. D. E. Nagle. N.Y.: American Institute of Physics, 1975.
24. Любошиц В. Л., Подгорецкий М. И.//ЖЭТФ. 1981. Т. 81. С. 1556.
25. Low F.//Phys. Rev. 1975. Vol. D12. P. 163—173.
26. Nussinov S.//Phys. Rev. Lett. 1975. Vol. 34. P. 1286—1289.
27. Gunion Y. F., Soper H.//Phys. Rev. 1977. Vol. D15, N 9. P. 2617—2621.
28. Левин Е. М., Рыскин М. Г.//ЯФ. 1981. Vol. 34. P. 1114—1122.
29. Замолодчиков А. Б., Копелиович Б. З., Лapidус Л. И.//Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33. С. 612—614.

30. Bertch J., Brodsky S. J., Goldhaber A. S., Gunion J. G.//Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 47. P. 297—300.
31. Копелиович Б. З.//Труды XIII зимней школы ИТЭФ. Т. 1. М.: Энергоатомиздат, 1986. С. 3.
32. Тарасов А. В.//ЭЧАЯ. 1976. Т. 7. Вып. 3. С. 771—815.
33. Замолодчиков А. Б., Копелиович Б. З., Лапидус Л. И.//ЯФ. 1982. Т. 35. С. 129.
34. Gsponer A.//Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 42. P. 13—16.
35. Kopeliovich B. Z., Nikolaev N. N.//Z. Phys. C. 1980. Vol. 5. P. 333—337.
36. Копелиович Б. З.//Материалы XIX зимней школы ЛИЯФ. Л., 1984. С. 169.
37. Захаров Б. Г., Копелиович Б. З.//ЯФ. 1987. Т. 11. С. 1535.
38. Anisovich V. V., Braun V. M.//Preprint LNPI 732. L., 1982.
39. Mueller A. H. CU-TP-232, Columbia University, N.Y., 1982.
40. Apel W. D., Augenstein K. H., Bertolucci E. e.a.//Nucl. Phys. 1979. Vol. B152. P. 1.
41. Апокин В. Д., Васильев А. Н., Матуленко Ю. А. и др.//ЯФ. 1982. Т. 36. С. 1191—1196.
42. Коллинз П. Введение в реджевскую теорию и физику высоких энергий: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1980.
43. Anisovich V. V., Kobrinsky M. N., Nikonov V. A.//Intern. J. Mod. Phys. A. 1986. Vol. 1. P. 463—480.
44. Бицадзе Г. С., Будагов Ю. А., Джелепов В. П. и др.//ОИЯИ E1-86-780. Дубна, 1986.
45. Казаринов Ю. М., Копелиович Б. З., Лапидус Л. И., Поташикова И. К.//ЖЭТФ. 1976. Т. 70. С. 1152—1166.
46. Копелиович Б. З., Русакович Н. А.//ОИЯИ E2-86-298. Дубна, 1986.
47. Bitsadze G. S. e.a.//Nucl. Phys. 1987. Vol. B279. P. 770.
48. Kopeliovich B. Z., Zakharov B. G.//Z. Phys. C. 1984. Vol. 26. P. 459—463.
49. Захаров Б. Г., Копелиович Б. З.//ЯФ. 1985. Т. 42. С. 1073—1081.
50. Захаров Б. Г.//Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 36. С. 412.
51. Khoze V. A. e.a.//Nucl. Phys. 1977. Vol. B124. P. 539—556.
52. Кобушкин А. П.//ЯФ. 1978. Т. 28. С. 495.
53. Aerts A. Th. M., Mulders P. J. G., De Swart J. J.//Phys. Rev. 1978. Vol. D17. P. 260—274; Обуховский И. Т., Ткаля Е. В.//ЯФ. 1982. Т. 35. С. 288—299.
54. Обуховский И. Т.//ЯФ. 1983. Т. 37. С. 27.
55. Kopeliovich B. Z., Niedermayer F.//Phys. Lett. 1982. Vol. 117B. P. 101—104.
56. Копелиович Б. З., Нидермайер Ф.//ЖЭТФ. 1984. Т. 87. С. 1121—1140.
57. Kopeliovich B. Z., Niedermayer F. JINR E2-84-786, Dubna, 1984.
58. Casher A., Neuburger H., Nussinov S.//Phys. Rev. 1979. Vol. D20. P. 179—200.
59. Gurvich E.//Phys. Lett. 1979. Vol. 87B. P. 386—388.
60. Гурвич Е. Г.//Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. С. 491—494; 1985. Т. 41. С. 358—360.
61. Копелиович Б. З.//ЯФ. 1977. Т. 26. С. 168—175.
62. Frankfurt L. L., Strikman M. X.//Phys. Rep. 1981. Vol. 76, N 4. P. 215—347.
63. Балдин А. М., Бондарев В. К., Мазарский В. Л. и др.//ОИЯИ P1-11168. Дубна, 1977; ОИЯИ P1-80-488. Дубна, 1980; Балдин А. М.//ЭЧАЯ. 1977. Т. 8. Вып. 3. С. 429.
64. Berthet P., Frascaria R., Combes H. P. e.a.//J. Phys. G.: Nucl. Phys. 1982. Vol. 8. P. L111.
65. Johnson K., Thorn C. B.//Phys. Rev. 1976. Vol. D13. P. 1934—1939.
66. Novikov V. A., Shifman M. A., Vainshtein A. I., Zakharov V. I.//Nucl. Phys. 1981. Vol. B191. P. 301—369.
67. Копелиович Б. З.//Материалы XX зимней школы ЛИЯФ. Л., 1985. С. 140—167.

68. Копелиович Б. З., Нидермайер Ф.//ОИЯИ Е2-84-834. Дубна, 1984.
69. Antipov Yu. M., Bessubov V. A., Budanov N. P. e.a.//Phys. Lett. 1978. Vol. 76B. P. 235—236.
70. Andersson K. J.//Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. B42. P. 944—947.
71. Gorden M. J., Dowell J. D., Carvey J. e.a.//Phys. Lett. 1982. Vol. 110B. P. 415—418.
72. Badier, Bourotte J. e.a.//Z. Phys. C. 1983. Vol. 20. P. 101—116.
73. Katsanevas W. e.a. E-537 Collaboration. FERMILAB-Pub.-87/57-E, 1987.
74. Nikolaev N. N., Zoller V. R.//Nucl. Phys. 1979. Vol. B147. P. 336—370.
75. Kopeliovich B. Z., Lapidus L. I.//Proc. of the 6th Balaton Conference on Nuclear Physics. Balatonfured, Hungary, 1983. P. 73—103.
76. Cronin J. W., Frish H. J., Sochet M. J. e.a.//Phys. Rev. 1975. Vol. 11D. P. 3105—3106.
77. Золлер В. Р., Николаев Н. Н., Остапчук А. Я.//VI Школа физики ИТЭФ. Ч. 3. М.: Атомиздат, 1979. С. 3—49.
78. McCarthy R. L.//Phys. Rev. Lett. 1978. Vol. 40. P. 213—216.
79. Абрамов В. В., Балдин А. М., Бузулуков А. Ф. и др.//ИФВЭ 84-143, Серпухов, 1984.
80. Абрамов В. В., Балдин А. М., Бузулуков А. Ф. и др.//ИФВЭ 84-12, Серпухов, 1984.
81. Абрамов В. В., Балдин А. М., Бузулуков А. Ф. и др.//ИФВЭ 84-26, Серпухов, 1984.
82. Finley D. A. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 42. P. 1031.
83. Hsiung Y. B. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 55. P. 457.
84. E605 Collaboration, Crittenden, FERMILAB-Rep., 1987.
85. Ким В. Т., Копелиович Б. З.//ОИЯИ Е2-89-727, Дубна, 1989.
86. Абрамовский В. А., Канчели О. В.//Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 31. С. 566—569.
87. Barton D. S.//Phys. Rev. 1983. Vol. D27. P. 2580—2599.
88. Kopeliovich B. Z., Niedermayer F.//Phys. Lett. 1985. Vol. 151B. P. 437—439.
89. Гришин В. Г., Копылов Г. И., Подгорецкий М. И.//ЯФ. 1971. Т. 13. С. 1116—1125.
90. Вайсенберг А. О., Егоров О. К., Кузичев В. Ф. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 29. С. 1719—1723.
91. Лукьянов В. К., Титов А. И.//ЭЧАЯ. 1979. Т. 10. Вып. 4. С. 815—849.
92. Kopeliovich B. Z., Niedermayer P.//Phys. Rev. C. 1986. Vol. 33. P. 2070—2074.
93. Копелиович Б. З., Нидермайер Ф.//ЯФ. 1986. Т. 44. С. 517—524.
94. Абросимов Н. К., Волченков В. А., Гриднев А. Б. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 36. С. 211—214; Препринт ЛИЯФ № 1146. Л., 1985.
95. Ефремов А. В.//ЭЧАЯ. 1982. Т. 13. Вып. 3. С. 611—634.