

ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Особенность Померанчука и взаимодействия адронов при высоких энергиях

А.Б. Кайдалов

Рассмотрен реджеонный подход к описанию взаимодействий адронов при высоких энергиях. Обсуждается динамика полюсов Редже в КХД. Основное внимание уделено особенности Померанчука в плоскости комплексного углового момента (померону). Исследована возможная связь между траекторией померона и спектром глоболов. Проведено описание взаимодействий адронов при высоких энергиях в рамках подхода, основанного на реджеонной теории. Показано, что понятие померона важно не только для теории адронных взаимодействий, но также для понимания физики малых x в глубоко неупругом рассеянии и процессов столкновения тяжелых ионов при высоких энергиях.

PACS numbers: 11.55.Jy, 12.38. – t, 12.40.Na

Содержание

1. Введение (1153).
 2. Теория реджеонов (1154).
 - 2.1. Понятие реджеона. 2.2. Полюсы Редже в КХД. 2.3. Глоболов и померон в КХД.
 3. Взаимодействия адронов при высоких энергиях (1158).
 - 3.1. Сравнение с экспериментом. 3.2. Процессы дифракционного рождения и взаимодействия между померонами.
 4. Теорема Померанчука и "оддерон" (1163).
 5. Померон и физика малых x (1164).
 - 5.1. Дифракционные процессы в глубоконеупругом рассеянии.
 - 5.2. Эффекты экранирования для структурных функций ядер.
 6. Столкновения тяжелых ионов при высоких энергиях (1167).
 - 6.1. Взаимодействия адронов с ядрами при высоких энергиях.
 - 6.2. Плотности частиц в столкновениях тяжелых ионов при сверхвысоких энергиях.
 7. Заключение (1169).
- Список литературы (1169).

1. Введение

Теория взаимодействий адронов при высоких энергиях неразрывно связана с именем И.Я. Померанчука. Он являлся одним из основателей многих важных разделов современной теории сильных взаимодействий. Среди них — теория дифракционной диссоциации адронов, сформулированная совместно с Е.Л. Фейнбергом [1]. В настоящее время это обширная область теоретических и

экспериментальных исследований. Первая асимптотическая теорема о равенстве полных сечений взаимодействия частиц и античастиц при сверхвысоких энергиях была сформулирована Исааком Яковлевичем [2] и известна как *теорема Померанчука*. В реджеонной теории, которая является основной темой данного обзора, И.Я. Померанчук получил ряд важнейших результатов [3], и ведущий полюс Редже, определяющий поведение дифракционных процессов при высоких энергиях, был назван *полюсом Померанчука* [4], или *помероном*. Этот полюс имеет квантовые числа вакуума и играет фундаментальную роль в теории взаимодействий при высоких энергиях.

С возникновением квантовой хромодинамики (КХД) как микроскопической теории сильных взаимодействий исследование динамики полюсов Редже и, в частности, померона достигло нового уровня. Асимптотическая свобода в КХД дает возможность использовать теорию возмущений для процессов с большими переданными импульсами. С другой стороны, явления, происходящие на больших расстояниях, где константа связи не мала и эффекты, не описываемые теорией возмущений, существенны, представляют проблему для теории. Весьма важно понять КХД в области больших расстояний. Процессы взаимодействия с малыми передаваемыми импульсами, которые дают главный вклад в сечения взаимодействия адронов при высоких энергиях и связаны с динамикой померона, представляют широкие возможности для проверки теоретических идей и моделей КХД динамики на больших расстояниях. В разделе 2 мы кратко обсудим свойства полюсов Редже и теоретические подходы к их описанию в КХД.

В разделе 3 обсуждается подход к описанию взаимодействий адронов при высоких энергиях, основанный на реджеонной теории, и $1/N$ -разложение в КХД [5–8]. Дополнительно используются представления моделей цветной трубки, или струны [9–13], которые тесно связаны с пространственно-временной картиной взаимо-

А.Б. Кайдалов. Институт теоретической и экспериментальной физики
119259 Москва, Б. Черемушкинская ул. 25, Российская Федерация
Тел. (095) 129-94-31
E-mail: kaidalov@heron.itep.ru

Статья поступила 30 апреля 2003 г.,
после доработки 21 июня 2003 г.

действия в $1/N$ -разложении. Существование струнно-подобных конфигураций глюонных полей подтверждается расчетами на решетках в КХД.

Мощный метод реджеонной теории, основанный на аналитичности и унитарности, был разработан для описания мягких адронных взаимодействий. В данном обзоре показано, как включить модели, основанные на КХД, в эту общую схему. В результате возникает много соотношений между параметрами реджеонной теории. Подробно обсуждаются модели кварк-глюонных струн (МКГС) [14, 15] и дуальная партонная модель (ДПМ) [16, 17], основанные на указанном подходе. Проводится сравнение предсказаний этих моделей с экспериментальными данными о процессах множественного рождения в адронных столкновениях.

Раздел 4 посвящен современному статусу теоремы Померанчука и проблеме "оддерона" (особенности с отрицательной C -четностью и сигнатурой, которая могла бы приводить к различию между рассеянием частиц и античастиц) в КХД.

В разделе 5 теория померона применяется к взаимодействиям виртуальных фотонов с нуклонами и ядрами. Описана качественная картина дифракционной диссоциации виртуального фотона и сформулирована модель, основанная на этой картине и методах реджеонной теории. Модель дает единое описание как структурных функций протона в широкой области виртуальностей Q^2 , так и дифференциальных сечений дифракционной диссоциации виртуального фотона. Получены предсказания для эффектов экранирования ядерных структурных функций.

Раздел 6 посвящен взаимодействию тяжелых ионов. Отмечается важность эффектов экранирования для описания инклюзивных спектров адронов в этих процессах. Будет показано, что экранирование мягких партонов существенно уменьшает плотность рожденных частиц при высоких энергиях. Проведено сравнение с данными, полученными на ускорителе RHIC и подтверждающими существование данного эффекта.

2. Теория реджеонов

2.1. Понятие реджеона

Метод комплексных угловых моментов был впервые предложен Т. Редже [18] в рамках нерелятивистской квантовой механики. В релятивистской квантовой теории он связывает поведение амплитуд рассеяния при высоких энергиях с особенностями парциальных амплитуд перекрестного канала в плоскости комплексного углового момента [19, 20]. Простейшими особенностями являются полюсы (полюсы Редже). Обмен полюсом Редже является естественным обобщением обычного обмена частицей со спином J на комплексные значения J . Этот метод устанавливает важную связь между рассеянием при высоких энергиях и спектром адронов.

Рассмотрим реакцию $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ при высоких энергиях $s = (p_1 + p_2)^2 \gg m^2$ и фиксированном инвариантном переданном импульсе $t = (p_1 - p_3)^2 \sim m^2$.

Обмен частицей со спином J в t -канале (рис. 1а) отвечает следующей амплитуде:

$$T(s, t) = g_1 g_2 \left(\frac{s}{s_0}\right)^J (M_J^2 - t)^{-1}, \quad (1)$$

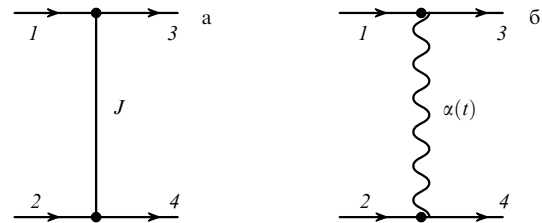


Рис. 1. Диаграмма обмена: (а) частицей со спином J в t -канале; (б) полюсом Редже.

где $s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2$, g_i — константы связи и M_J — масса обмениваемой частицы.

Из формулы (1) следует, что при обмене частицами со спинами $J \geq 2$ амплитуда возрастает быстрее, чем s^1 , с ростом s и нарушает ограничение Фруассара [21], согласно которому амплитуды бинарных реакций не могут возрастать быстрее, чем $s \ln^2(s)$ при $s \rightarrow \infty$. Это ограничение следует из весьма общих свойств релятивистской квантовой теории. С другой стороны, экспериментальные данные показывают, что существует много адронных резонансов со спинами $J \geq 2$. Эта проблема решается путем введения полюсов Редже. Следует учитывать, что формула (1) для амплитуды рассеяния справедлива, строго говоря, только вблизи полюса $t \approx M_J^2$ и может сильно меняться вне этой области. Модель полюсов Редже предсказывает конкретный вид этого изменения и учитывает обмен состояниями с различными спинами (рис. 1б). Соответствующая амплитуда имеет вид

$$T(s, t) = f_1(t) f_2(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha(t)} \eta(\alpha(t)), \quad (2)$$

где $\alpha(t)$ — траектория полюса Редже, которая равна спину J соответствующей частицы при $t = M_J^2$. Функция $\eta(\alpha(t)) = -(1 + \sigma \exp(-i\pi\alpha(t)))$ — сигнатурный множитель, а $\sigma = \pm 1$ — сигнатура. Сигнатура возникает из-за того, что в релятивистской теории необходимо рассматривать отдельно аналитическое продолжение парциальных амплитуд на комплексные значения углового момента J для четных ($\sigma = +1$) и нечетных ($\sigma = -1$) значений J . Отметим, что обмен одним полюсом Редже отвечает обмену всеми частицами и резонансами, "расположенными" на траектории $\alpha(t)$. Так, если $\alpha(t) = J$, где J — четное (нечетное) целое число для $\sigma = +1$ (-1) при $t = M_J^2$ и M_J^2 меньше порога рождения нескольких адронов ($4m_\pi^2$ для частиц, которые могут распасться на два пиона), то амплитуда Редже (2) переходит в амплитуду обмена частицей (1) с

$$g_1 g_2 = \frac{f_1(M_J^2) f_2(M_J^2) 2}{\pi \alpha'(M_J^2)}.$$

Если M_J выше порога рождения частиц, то $\alpha(t)$ является комплексной функцией и может быть записана при $t \approx M_J^2$ в виде

$$\alpha(t) = J + \alpha'(M_J^2)(t - M_J^2) + i \text{Im} \alpha(M_J^2). \quad (3)$$

В этом случае при $\text{Im} \alpha(M_J^2) \ll 1$ амплитуда обмена полюсом Редже (2) соответствует обмену в t -канале

резонансом и имеет форму Брейт – Вигнера

$$T(s, t) = -g_1 g_2 \left(\frac{s}{s_0} \right)^J (t - M_J^2 + i M_J \Gamma_J)^{-1} \quad (4)$$

с шириной резонанса $\Gamma_J = \text{Im } \alpha(M_J^2) / (M_J \alpha'(M_J^2))$.

Таким образом, реджезация обменов частицами приводит к естественному разрешению упомянутой выше проблемы нарушения ограничения Фруассара: траектории Редже, отвечающие частицам с высокими спинами, могут иметь $\alpha(t) \leq 1$ в физической области рассеяния $t \leq 0$, и соответствующие амплитуды будут возрастать с ростом s не быстрее s^1 , тем самым удовлетворяя ограничению Фруассара.

Мы увидим ниже, что экспериментальная информация о спектре адронов и рассеянии при высоких энергиях подтверждает это предположение. Единственным исключением является полюс Померанчука, определяющий поведение дифракционных процессов при высоких энергиях. В дальнейшем мы уделим особое внимание свойствам померона.

Представление амплитуды рассеяния в виде вклада особенностей в плоскости комплексного углового момента может быть получено исходя из общих свойств релятивистской S -матрицы — аналитичности, унитарности и кроссинга. Условие двухчастичной унитарности в t -канале, аналитически продолженное на комплексные значения углового момента, позволяет доказать, что полюсы Редже имеют определенные значения сохраняющихся квантовых чисел: сигнатуру, четность, барионный заряд, изоспин и др.

Информацию о траекториях полюсов Редже можно получить при $t \leq 0$, используя данные о двухчастичных реакциях при больших s , а при $t > 0$ — данные о спектре адронов.

Может существовать большое число траекторий с фиксированными квантовыми числами, указанными выше и отличающимися квантовым числом, аналогичным радиальному квантовому числу. Такие траектории обычно называются *дочерними*, и массы соответствующих резонансов (при одинаковых J), расположенных на этих траекториях, выше, чем для лидирующей траектории.

Траектории для некоторых твердо установленных бозонных полюсов Редже показаны на рис. 2. Заметим, что для всех этих траекторий $\alpha_i(t) \leq 0,5$ при $t \leq 0$. Одним из наиболее интересных свойств траекторий на рис. 2 является их удивительная линейность. Это свойство обычно интерпретируется как проявление специфических взаимодействий между кварками на больших расстояниях, которые приводят к невылетанию кварков. Линейность траекторий Редже указывает на струнную картину взаимодействия между кварками на больших расстояниях и явилась основой при создании дуальных и струнных моделей адронных взаимодействий.

Рисунок 2 указывает также на ряд других свойств мезонных траекторий Редже, таких, как обменное и изоспиновое вырождение: траектории с разными сигнатурами и изоспинами $I=0$ или $I=1$ (но с тем же значением произведения σP) совпадают с хорошей степенью точности (по крайней мере в области $t > 0$). Эти свойства находятся в согласии с дуальными моделями и подходами, основанными на $1/N$ -разложении в КХД (см. ниже). В дуальных и струнных моделях

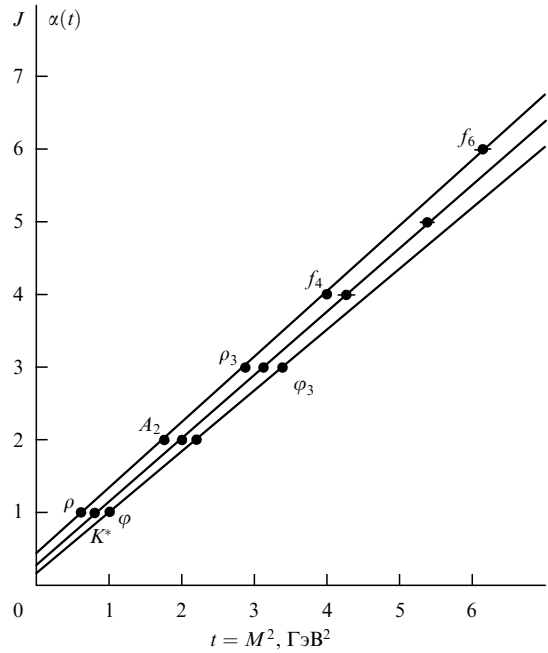


Рис. 2. Траектории некоторых бозонных полюсов Редже.

адронов дочерние траектории параллельны лидирующей траектории и смещены относительно нее на целые числа. Экспериментальная информация о дочерних траекториях довольно ограничена, однако она не противоречит этим предсказаниям.

Информация о мезонных траекториях Редже в области отрицательных t , полученная из анализа бинарных реакций при высоких энергиях, прекрасно согласуется с траекториями, показанными на рис. 2 и полученными из анализа спектра резонансов. Наиболее детальная информация существует для ρ - и A_2 -траекторий Редже, которые дают вклад в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ и $\pi^- p \rightarrow \eta p$ соответственно.

Экспериментальные данные о спектре барионов показывают, что барионные траектории так же, как и мезонные, являются почти линейными по переменной t с универсальным наклоном $\alpha' \approx 1 \text{ ГэВ}^{-2}$. Такая универсальность наклонов естественна для струнной картины барионов с кварком и дикварком на концах струны.

Обсудим теперь свойства полюса, который имеет специальный статус в реджеонном подходе к физике высоких энергий, — полюса Померанчука, или померона. Этот полюс был введен в теорию для описания полных сечений взаимодействия и процессов упругого рассеяния при высоких энергиях. В модели полюсов Редже амплитуда упругого рассеяния при высокой энергии имеет вид (2), а полное сечение взаимодействия, которое, согласно оптической теореме, связано с $\text{Im } T(s, 0)$ (в выбранной нами нормировке $\sigma^{\text{tot}}(s) = \text{Im } T(s, 0)/s$ при $s \gg m^2$), может быть записано в виде суммы вкладов полюсов Редже:

$$\sigma^{\text{tot}}(s) = \sum_k b_k(0)(s)^{\alpha_k(0)-1}. \quad (5)$$

Полюсы, показанные на рис. 2, имеют $\alpha_k(0) < 1$, и, следовательно, их вклады в $\sigma^{\text{tot}}(s)$ убывают при $s \rightarrow \infty$. Однако экспериментальные данные показывают, что полные сечения адронных взаимодействий слабо зави-

сят от энергии при $s \sim 100 \text{ ГэВ}^2$ и медленно растут с увеличением энергии при более высоких энергиях. В модели полюсов Редже такое поведение может быть связано с полюсом, имеющим пересечение $\alpha_P(0) \approx 1$. Этот полюс называют *помероном* или *вакуумным полюсом*, так как он имеет квантовые числа вакуума: положительную сигнатуру, четность, G-четность (или C-четность) и изоспин $I = 0$.

В КХД обычно считается, что померон связан с обменом глюонами в t -канале. Поэтому резонансы на его траектории в области положительных t ассоциируются с глюоблами (связанными состояниями глюонов). Ниже мы обсудим более детально возможную связь между теорией Редже и КХД.

Величина пересечения померонной траектории играет важную роль в теории Редже. Если $\alpha_P(0) = 1$, как предполагалось первоначально, то все полные сечения взаимодействия должны стремиться к постоянному пределу при сверхвысоких энергиях. Такая теория, однако, обладает рядом внутренних противоречий, и для согласования с условием унитарности должны быть выполнены определенные ограничения на параметры теории. Кроме того, как отмечалось выше, экспериментальные данные указывают на то, что σ_{hN}^{tot} растут с увеличением энергии. Этот рост полных сечений согласуется с поведением $\ln^2(s/s_0)$, вытекающим из теоремы Фруассара [21]. Поэтому в настоящее время широко используется теория суперкритического померона, в которой $\alpha_P(0) > 1$. В модели, использующей только полюсы Редже, предположение $\alpha_P(0) > 1$ приводило бы, согласно формуле (5), к степенному росту сечения, противоречащему ограничению Фруассара. Однако помимо полюсов Редже в j -плоскости существуют другие особенности — движущиеся точки ветвления [22, 23], и в случае суперкритического померона их учет весьма существен. Он позволяет восстановить унитарность теории и получить поведение амплитуд рассеяния при высоких энергиях, удовлетворяющее ограничению Фруассара. Свойства движущихся ветвлений и их роль в процессах взаимодействия адронов при высоких энергиях обсуждаются ниже.

Мнимые части амплитуд обменов полюсами Редже в бинарных реакциях связаны, согласно условию унитарности, с определенными промежуточными состояниями в s -канале. При высоких энергиях эти состояния являются многочастичными и описываются мультипериферической моделью множественного рождения частиц [24]. В этой модели число образующихся частиц логарифмически растет с увеличением энергии, а рожденные частицы имеют небольшие поперечные импульсы и равномерно распределены в пространстве быстрот. В мультипериферической модели можно получить пересечение лидирующего полюса Редже (померона), близкое к единице [25]. Многочастичный состав померона в моделях, основанных на КХД, будет рассмотрен ниже.

2.2. Полюсы Редже в КХД

Удивительная линейность траекторий полюсов Редже, соответствующих известным $q\bar{q}$ -состояниям, указывает на то, что динамика этих объектов в КХД существенно не теоретико-возмущенческая, струнная. Методом, не основанным на теории возмущений, который может быть использован в КХД для описания динамики больших расстояний, является $1/N$ -разложение (или топологическое разложение) [5–7].

В этом подходе величины $1/N_c$ [5] и $1/N_{\text{fl}}$ [6] (N_c — число цветов, N_{fl} — число легких ароматов) рассматриваются в качестве малых параметров, а амплитуды и функции Грина разлагаются в ряды по этим величинам. В КХД $N_c = 3$, $N_{\text{fl}} \approx 3$, и параметр разложения не кажется достаточно малым. Однако ниже будет показано, что в большинстве случаев параметр разложения $1/N_c^2 \sim 0,1$.

В формальном пределе $N_c \rightarrow \infty$ ($N_{\text{fl}}/N_c \rightarrow 0$) КХД обладает рядом интересных свойств, и этот предел интенсивно изучался теоретически. Существует надежда получить точное решение теории в данном пределе (2-мерная КХД была решена в пределе $N_c \rightarrow \infty$). Однако указанное приближение весьма далеко от реальности, так как в данном пределе резонансы являются бесконечно узкими ($\Gamma \sim 1/N_c$). Более реалистической представляется ситуация, когда отношение $N_{\text{fl}}/N_c \sim 1$ фиксировано и проводится разложение по $1/N_{\text{fl}}$ (или $1/N_c$) [6].

Рассматриваемый подход называют также *топологическим разложением*, так как определенный член этого разложения отвечает бесконечной совокупности диаграмм Фейнмана с определенной топологией. Первый член разложения соответствует планарным диаграммам типа изображенной на рис. 3а для бинарной реакции. Такие диаграммы имеют в качестве границы линии валентных кварков, участвующих в реакции адронов. При высоких энергиях им отвечают обмены полюсами Редже $\alpha_R(\rho, A_2, \omega, \dots)$, состоящими из легких кварков.

s -канальное разрезание планарной диаграммы (рис. 3а), которое определяет многочастичные процессы, приводящие к обменов полюсами Редже при высоких энергиях, изображено на рис. 3б. Здесь и в дальнейшем не показаны внутренние линии глюонов и кварковых петель. Процессы, изображенные на рис. 3б, имеют те же свойства, что и в мультипериферической модели [15].

Заметим, что планарные диаграммы отвечают аннигиляции валентных кварков (антикварков) сталкивающихся адронов.

Топологическая классификация диаграмм в КХД приводит к большому числу соотношений между параметрами теории Редже, полными сечениями взаимодействия, массами адронов и ширинами резонансов (см. обзор [15]). Все эти соотношения находятся в прекрасном согласии с экспериментом.

Вклад планарных диаграмм в полные сечения взаимодействия убывает как

$$\frac{1}{s^{(1-\alpha_R(0))}} \approx \frac{1}{\sqrt{s}}.$$

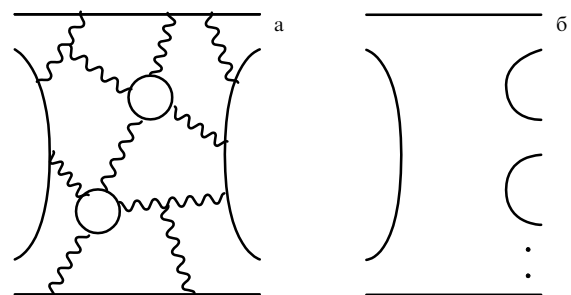


Рис. 3. Планарные диаграммы: (а) для реакции $ab \rightarrow cd$; (б) для реакции $ab \rightarrow X$. Сплошные линии обозначают кварки, волнистые — глюоны.

Это убывание связано с тем, что кварки имеют спин $1/2$, и в низшем порядке теории возмущений КХД обмен двумя кварками в t -канале приводит к поведению $\sigma \sim 1/s$, которое отвечает пересечению $\alpha_R(0) = 0$. Взаимодействие между кварками должно приводить к увеличению пересечения до наблюдаемого значения $\alpha_R(0) \approx 0,5$.

Вычисление траекторий Редже в КХД является сложной проблемой даже в случае планарных диаграмм. В работе [26] эта проблема рассматривалась с помощью метода континуального интеграла для петель Вильсона [27]. Было показано [26], что при разумном предположении о динамике на больших расстояниях — законе минимальных площадей для больших петель Вильсона $\langle W \rangle \sim \exp(-\sigma S_{\min})$ — можно вычислить спектр $q\bar{q}$ -состояний и соответствующие траектории Редже. Это предположение эквивалентно невылетанию кварков на больших расстояниях и подтверждается многочисленными расчетами на решетках. Полученный спектр для легких кварков с хорошей точностью описывается очень простой формулой

$$\frac{M^2}{2\pi\sigma} = L + 2n_r + c_1, \quad (6)$$

где L и n_r — соответственно орбитальное и радиальное квантовые числа. Такой спектр соответствует бесконечному набору линейных траекторий Редже и похож на спектр дуальных и струнных моделей.

В работе [26] не учитывались спиновые эффекты. В последнее время были проведены реалистические расчеты масс адронов, учитывающие спиновые эффекты, кулоновское взаимодействие на малых расстояниях и кварковые петли [28]. Полученные траектории Редже находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными, приведенными на рис. 2.

2.3. Глоболы и померон в КХД

В рамках $1/N$ -разложения КХД померону соответствует класс цилиндрических диаграмм, изображенных на рис. 4. Такие диаграммы для процессов упругого рассеяния или реакций без обмена квантовыми числами в t -канале показаны на рис. 4а. Валентные кварки сохраняются в процессе взаимодействия. Разрезание диаграмм рис. 4а в s -канале отвечает многочастичным конфигурациям, показанным на рис. 4б. Эти конфигурации соответствуют рождению двух цепочек частиц, причем каждая из них имеет ту же структуру, что и в случае планарной диаграммы рис. 3б. Цилиндрические диаграммы отвечают обмену глюонами в t -канале. С точки зрения топологической классификации цилиндрические диаграммы эквивалентны сфере с двумя границами, опреде-

ляемыми линиями валентных кварков сталкивающихся адронов.

Весьма важной задачей является вычисление траектории померона в КХД. Расчеты померона в теории возмущений КХД были выполнены И. Балицким, Э. Кураевым, Л. Липатовым и В. Фадиным (БФКЛ) много лет назад [29]. Померон отвечает сумме диаграмм лестничного типа с обменом реджезованными глюонами. Реджезация глюонов (и кварков) является важным свойством КХД (по крайней мере в теории возмущений). В лидирующем приближении теории возмущений выражение для пересечения траектории Померанчука имеет вид

$$\Delta \equiv \alpha_P(0) - 1 = \frac{4N_c \ln 2}{\pi} \alpha_s. \quad (7)$$

В этом приближении $\Delta \approx 0,5$ (при $\alpha_s \approx 0,2$). В последнее время были вычислены поправки $\sim \alpha_s$ к выражению (7), которые значительно уменьшают величину Δ [30]. Величина Δ зависит от схемы регуляризации и нормировочной шкалы. Выбор физической схемы приводит к стабильному результату для Δ ($\Delta \approx 0,17$), который не зависит от виртуальности процесса [31].

Влияние эффектов, не описываемых теорией возмущений КХД, на траекторию померона и его связь со спектром глоболов рассматривались в работах [32, 33] с помощью метода континуального интеграла, обсуждавшегося выше для случая $q\bar{q}$ -полосов Редже.

Глоболы являются одними из наиболее загадочных объектов как с экспериментальной, так и теоретической точки зрения. В то время как экспериментальная ситуация не является полностью установленной, расчеты на решетках [34, 35] дают достаточно четкую картину массового спектра нижних ($M < 4$ ГэВ) состояний глоболов. Массовая шкала и порядок следования уровней для спектра глоболов отличается от спектра $q\bar{q}$ -мезонов и позволяет получить уникальную информацию о структуре глюонного вакуума.

В пренебрежении спиновыми эффектами и кварковыми петлями спектр двухглюонных глоболов определяется выражением для глюонной петли Вильсона на больших расстояниях, приведенным выше, с заменой натяжения струны для $q\bar{q}$ -системы (σ_{fund}) на аналогичную величину для gg -системы σ_{adj} .

Величину σ_{adj} можно определить, умножая натяжение струны для $q\bar{q}$ -системы σ_{fund} на $9/4$, как это следует из скейлинга Казимира, наблюдаемого на решетках. Из экспериментального наклона траекторий Редже для $q\bar{q}$ -мезонов $\alpha' = 0,89$ ГэВ $^{-2}$ получаем $\sigma_{\text{fund}} = 0,18$ ГэВ 2 и $\sigma_{\text{adj}} \approx 0,40$ ГэВ 2 .

Спиновые расщепления для масс глоболов были вычислены в работе [33] в предположении о том, что спиновые эффекты могут рассматриваться как малое возмущение. Наибольшие поправки возникают для низшего состояния с $L = 0$, $n_r = 0$ за счет спин-спинового взаимодействия. Вычисленный спектр глоболов [33] находится в прекрасном согласии с результатами вычислений на решетках (табл. 1).

Лидирующая глюонная траектория Редже в рамках данного подхода оказывается близкой к f - и $f'(q\bar{q})$ -траекториям в области малых t . Поэтому в этой области важным оказывается смешивание глюонных и $q\bar{q}$ -траекторий. При учете эффектов смешивания и взаимодействия на малых расстояниях, учитываемого по теории возмущений КХД, удается получить приемлемое с

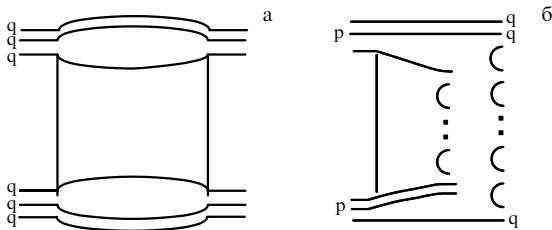


Рис. 4. (а) Диаграммы цилиндрического типа и (б) разрезание этих диаграмм в s -канале.

Таблица 1. Сравнение предсказаний для масс глоболов с расчетами на решетках

J^{PC}	M , ГэВ работа [33]	Данные решеток		$M[G]/M[0^{-+}]$		Разли- чие, %
		работа [34]	работа [35]	работа [33]	работа [34]	
0^{++}	1,58	$1,73 \pm 0,13$	$1,74 \pm 0,05$	0,62	0,67 (2)	-7
0^{+++}	2,71	$2,67 \pm 0,31$	$3,14 \pm 0,10$	1,06	1,03 (7)	3
2^{++}	2,59	$2,40 \pm 0,15$	$2,47 \pm 0,08$	1,01	0,92 (1)	9
2^{+++}	3,73	$3,29 \pm 0,16$	$3,21 \pm 0,35$			
0^{-+}	2,56	$2,59 \pm 0,17$	$2,37 \pm 0,27$			
0^{-++}	3,77	$3,64 \pm 0,24$		1,47	1,40 (2)	5
2^{-+}	3,03	$3,1 \pm 0,18$	$3,37 \pm 0,31$	1,18	1,20 (1)	-1
2^{-++}	4,15	$3,89 \pm 0,23$		1,62	1,50 (2)	8
3^{++}	3,58	$3,69 \pm 0,22$	$4,3 \pm 0,34$	1,40	1,42 (2)	-2
1^{--}	3,49	$3,85 \pm 0,24$		1,36	1,49 (2)	-8
2^{--}	3,71	$3,93 \pm 0,23$		1,45	1,52 (2)	-1
3^{--}	4,03	$4,13 \pm 0,29$		1,57	1,59 (4)	

феноменологической точки зрения пересечение траектории Померанчука. В области $|t| \leq 1$ ГэВ² траектории с вакуумными квантовыми числами оказываются существенно нелинейными.

Важно выяснить, какая область поперечных импульсов образующихся частиц дает основной вклад при высоких энергиях. В случае, когда существенны большие поперечные импульсы образующихся глюонов и доминирует динамика малых расстояний, померон обычно называют *жестким*. Такая ситуация имеет место в случае БФКЛ-померона в лидирующем приближении. Если же доминируют процессы с небольшими переданными импульсами, то померон называют *мягким*. Следует подчеркнуть, что в рассматриваемом подходе имеет место смешивание мягкого и жесткого померонов. Уравнение для траектории померона содержит как пертурбативную динамику, так и непертурбативные эффекты. Поэтому результирующий, "физический" полюс включает как мягкие, так и жесткие взаимодействия. Таким образом, померон в КХД имеет весьма богатую и интересную структуру.

Полюса Редже не единственные особенности в плоскости комплексного углового момента. Обмен несколькими реджеонами в t -канале приводит к движущимся точкам ветвления (или разрезам Редже) в j -плоскости [22, 23]. Вклады n -померонных ветвлений в амплитуды рассеяния $T_n(s, 0) \sim s^{1+n\Delta}$ особенно важны при высоких энергиях, если $\Delta > 0$. В этом случае необходимо суммировать весь ряд n -померонных обменов. Учет таких мультипомеронных обменов в t -канале приводит к унитаризации амплитуд рассеяния. Реджеонная диаграммная техника Грибова [36] позволяет вычислять вклады разрезов Редже в амплитуды рассеяния.

С точки зрения $1/N$ -разложения вклады n -померонных обменов соответствуют более сложным топологическим конфигурациям с *ручками*. Каждый топологический класс поверхностей характеризуется определенным числом границ (n_b) и ручек (n_h). Топологическое разложение позволяет дать полную классификацию диаграмм и определить их зависимость от параметра $1/N$. Амплитуды, соответствующие диаграммам данного топологического класса, имеют следующую зависимость от $1/N$:

$$T_{n_b, n_h} \sim \left(\frac{1}{N}\right)^{n_b + 2n_h}. \quad (8)$$

Так, вклад планарных диаграмм ($n_b = 1, n_h = 0$) в амплитуду рассеяния $\sim 1/N$, вклад цилиндрических диаграмм ($n_b = 2, n_h = 0$) $\sim (1/N)^2$, а диаграмм обмена двумя померонами ($n_b = 2, n_h = 1$) $\sim (1/N)^4$. Формула (8) справедлива для четырехточечных функций (амплитуд). Для амплитуд с большим числом участвующих адронов следует учитывать, что каждый внешний адрон дает дополнительный фактор $1/\sqrt{N}$ из-за нормировки волновых функций.

Заметим, что отношение цилиндрической и планарной диаграмм $\sim 1/N$, однако для амплитуд с вакуумными квантовыми числами в t -канале цилиндрические диаграммы доминируют при высоких энергиях, так как данное отношение возрастает с ростом энергии как $s^{z_p(0) - z_r(0)}$. Этот пример иллюстрирует динамический характер $1/N$ -разложения. Во многих случаях тип процесса (и число границ) фиксируется квантовыми числами t -канала. В этом случае $1/N$ -разложение определяется числом ручек, и согласно формуле (8) параметром разложения является $(1/N)^2$, как отмечалось выше.

3. Взаимодействия адронов при высоких энергиях

Топологическое разложение (или $1/N$ -разложение), обсуждавшееся в разделе 2, дает полезную классификацию всех КХД диаграмм. Предсказательная сила такого подхода существенно возрастает, если сформулировать пространственно-временную картину, соответствующую этим диаграммам.

Процесс взаимодействия адронов при высоких энергиях может быть связан с рождением новых объектов — цветных трубок, или струн [9–13]. Планарные диаграммы интерпретируются как аннигиляция валентных кварков сталкивающихся адронов с образованием цветных трубок, распадающихся затем на два (рис. 3а) или несколько (рис. 3б) конечных адронов [14, 15]. Можно показать, что планарные диаграммы естественно приводят к реджевскому асимптотическому поведению амплитуд бинарных процессов, и получить правила построения функций фрагментации, описывающие переход цветной трубки в адроны [14, 15]. Аналогичным образом можно связать цилиндрические диаграммы с процессом обмена цветовым октетом в t -канале, который приводит к образованию и последующему распаду двух цветных трубок (струн) [15, 17]. Фрагментация каждой струны имеет те же свойства, что и в планарном случае.

Были развиты детальные модели [12] превращения струн в наблюдаемые адроны, которые широко используются в расчетах по методу Монте-Карло множественного рождения частиц.

Поскольку в померонном случае образуются две струны, можно заключить, что плотность образованных адронов при высоких энергиях в центральной области быстрой в этом случае в два раза больше, чем в планарном случае. Такой же вывод следует из сравнения диаграммы образования одной цепочки частиц (рис. 3б) с диаграммой рождения двух цепочек адронов (рис. 4б). Таким образом, струнная модель позволяет получить простую картину взаимодействия для диаграмм $1/N$ -разложения.

В моделях, основанных на теории Редже и пространственно-временной картине $1/N$ -разложения в КХД [15,

17], обычно предполагается, что померон является простым полюсом с $\alpha_P(0) > 1$ и соответствует цилиндрическим диаграммам. Значение $\alpha_P(0)$ определяется из анализа экспериментальных данных. Как отмечалось выше, для такого "надкритического" померона высшие члены топологического разложения, связанные с обменами несколькими померонами в t -канале, также весьма существенны. Это связано с тем, что, хотя n -померонные обмены $\sim 1/(N^2)^n$, они усиливаются при высоких энергиях $(s/s_0)^{n\Delta}$. Поэтому необходимо суммировать много членов топологического разложения. Скачки этих диаграмм в s -канале связаны с рождением $2k$ ($k \leq n$) цепочек частиц.

Важной составной частью теории Редже адронных взаимодействий при высоких энергиях являются правила разрезания диаграмм Арбамовского, Грибова, Канчели (АГК) [38]. Эти правила связывают мнимые части n -померонных диаграмм с определенными конфигурациями многочастичных промежуточных состояний. В рамках метода, основанного на $1/N$ -разложении, АГК правила разрезания позволяют определить сечения образования $2k$ цепочек (с произвольным числом неразрезанных померонов), если известен вклад всех n -померонных обменов в амплитуду упругого рассеяния. Эти вклады могут быть вычислены с помощью реджеонной диаграммной техники [36]. Большинство существующих вычислений учитывает диаграммы эйконального типа [17, 15]. Например, в приближении "квазиэйконала" [39], учитывающего дифракционные возбуждения с ограниченными массами (учет более сложных диаграмм со взаимодействием между померонами обсуждается ниже), сечение σ_k образования $2k$ цепочек имеет вид

$$\sigma_k(\xi) = \frac{\sigma_P}{kz} \left[1 - \exp(-z) \sum_{i=0}^{k-1} \frac{z^i}{i!} \right], \quad k \geq 1, \quad (9)$$

где

$$\sigma_P = 8\pi\gamma_P \exp(\Delta\xi), \quad z = \frac{2C\gamma_P}{R^2 + \alpha'_P \xi} \exp(\Delta\xi), \quad \xi = \ln \frac{s}{s_0}.$$

Величина C учитывает модификацию эйконального приближения за счет неупругих дифракционных состояний.

Полное сечение взаимодействия в этой модели имеет простой вид

$$\sigma^{\text{tot}} = \sum_{n=0}^{\infty} \sigma_n = \sigma_P f\left(\frac{z}{2}\right), \quad f\left(\frac{z}{2}\right) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-z)^{n-1}}{n \cdot n!}, \quad (10)$$

где $\sigma_0(\xi) = \sigma^{\text{el}} + \sigma^{\text{DD}}$ — сечение дифракционных процессов, которое описывается формулой

$$\sigma_0(\xi) = \sigma_P \left[f\left(\frac{z}{2}\right) - f(z) \right]. \quad (11)$$

При выводе формул (9)–(11) была использована простейшая параметризация амплитуды померонного обмена

$$T_P(\xi, t) = \gamma_P \exp [\alpha_P(0)\xi + (R^2 + \alpha'_P \xi) t]. \quad (12)$$

Эта модель будет использоваться далее для описания различных аспектов адронных взаимодействий при

высоких энергиях. Параметры померонного обмена γ_P, R^2, Δ и α'_P определялись из описания экспериментальных данных о полных сечениях взаимодействия и дифференциальных сечениях упругого pp -, $p\bar{p}$ -рассеяния при высоких энергиях [40, 41]. Наиболее важный параметр теории Δ в "квазиэйкональном" приближении равен $0,12-0,14$. Отметим, что величина Δ увеличивается ($\Delta \approx 0,2$) при учете взаимодействий между померонами [42].

При сверхвысоких энергиях, когда $\xi \gg 1$, полному сечению $\sigma^{\text{tot}}(\xi)$ соответствует фруассаровское поведение:

$$\sigma^{\text{tot}}(\xi) \simeq \frac{8\pi\alpha'_P \Delta}{C} \xi^2. \quad (13)$$

Такое поведение характерно для широкого класса моделей с $\alpha_P(0) > 1$. Наклон дифракционного конуса также растет асимптотически как ξ^2 .

Инклюзивные сечения (образования частиц c) и распределения по множественности σ_N в данном подходе могут быть получены путем суммирования по всем процессам образования $2k$ цепочек:

$$\frac{d\sigma_c}{dy_c} = \sum_{k=0}^{\infty} \sigma_k(\xi) f_c^k(\xi, y_c), \quad (14)$$

$$\sigma_N(\xi) = \sum_{k=0}^{\infty} \sigma_k(\xi) W_N^k(\bar{N}_k(\xi)), \quad (15)$$

где

$$f_c^k(\xi, y_c) = \frac{1}{\sigma_k} \frac{d\sigma_c^k}{dy_c},$$

W_N^k — распределения по быстротам и по множественности в процессе образования $2k$ цепочек. Член с $k=0$ в формулах (14), (15) соответствует вкладу процесса дифракционной диссоциации σ^{DD} .

Для произвольных конфигураций, содержащих как валентные, так и "морские" цепочки, функции $f_c^k(\xi, y_c)$ могут быть представлены в виде сверток распределений кварков (концов струн) сталкивающихся адронов с функциями фрагментации [17, 15]. В МКГС все эти функции определяются из теоретических соображений и выражаются в терминах пересечений известных полюсов Редже [37, 15].

В отличие от других моделей, где функции фрагментации определяются из описания экспериментальных данных, в МКГС практически все параметры фиксируются теоретически. Инклюзивные спектры в этой модели автоматически обладают правильным трехреджеонным пределом при $x \rightarrow 1$ и двухреджеонным пределом при $x \rightarrow 0$ и удовлетворяют всем законам сохранения.

3.1. Сравнение с экспериментом

В этом разделе мы проведем сравнение с экспериментальными данными предсказаний моделей, основанных на теории Редже, $1/N$ -разложении в КХД и описанной выше пространственно-временной картине адронных взаимодействий. Для определенности в дальнейшем будет использована МКГС. После того как параметры полюса Померанчука были определены из описания экспериментальных данных о полных сечениях pp -, $p\bar{p}$ -взаимодействий и наклоне дифракционного конуса в упругом pp -рассеянии, предсказания МКГС для различ-

ных характеристик множественного рождения частиц практически не содержат новых свободных параметров.

Для n -померонных диаграмм эйконольного типа (без взаимодействий между померонами) имеет место сокращение их вкладов в одночастичные инклюзивные спектры в центральной области при $n \geq 2$ (АГК-сокращение [38]). Поэтому только полюсная диаграмма дает вклад, и инклюзивные спектры растут с увеличением энергии как $f_c^a \sim (s/s_0)^A$. Это, в частности, означает, что изучение энергетической зависимости инклюзивных спектров в центральной области быстрот дает более надежную информацию о величине A , чем изучение полного сечения σ^{tot} , для которого померонные перерасеяния существенно изменяют энергетическую зависимость по сравнению с полюсной диаграммой.

Распределения заряженных частиц по быстрой (псевдобыстрой) в $p\bar{p}$ -, $p\bar{p}$ -взаимодействиях при различных энергиях приведены на рис. 5. Для "неусиленных" диаграмм, рассматриваемых в данной модели, инклюзивные сечения $d\sigma_c/dy$ при сверхвысоких энергиях и $y \approx 0$ возрастают $\sim (s/s_0)^A$. Из рисунка 5 следует, что значение $A = 0,12-0,14$, найденное при анализе $\sigma^{\text{tot}}(s)$ [40, 41], находится в прекрасном согласии с ростом инклюзивных распределений. Заметим, что в промежуточной области энергий $\sqrt{s} \sim 10$ ГэВ существенную роль играют эффекты, связанные с флуктуациями (в пространстве быстрот) концов струн, которые приводят к дополнительному росту инклюзивных спектров в центральной области быстрот [14].

Интеграл от распределения по быстрой плотности числа частиц

$$\frac{dn_c}{dy} = \frac{1}{\sigma^{\text{in}}} \frac{d\sigma_c}{dy}$$

равен средней множественности заряженных адронов $\langle N_{\text{ch}} \rangle$. Модель хорошо описывает как распределения по быстрой, так и $\langle N_{\text{ch}} \rangle$ при существующих энергиях [14]. Величина $\langle N_{\text{ch}} \rangle$ возрастает с энергией быстрее, чем $\ln(s/s_0)$, и достигает значения около 70 заряженных частиц в области энергий ускорителя LHC.

Распределения по множественности в данной модели, согласно формуле (15), выражаются в виде суммы вкладов различного числа разрезанных померонов ($2k$ цепочек). Каждый из этих вкладов имеет вид распределения Пуассона (в каждой цепочке только близкие корреляции по быстрой), однако их сумма имеет весьма характерную зависимость от энергии. При энергиях $\sqrt{s} \leq 10^2$ ГэВ различные вклады существенно перекрываются, и возникает приближенный KNO-скейлинг (зависимость только от $N_{\text{ch}}/\langle N_{\text{ch}} \rangle$). Модель хорошо воспроизводит распределения по множественности при этих энергиях [14]. Среднее число образующихся цепочек растет с увеличением энергии (как $(s/s_0)^A$), и модель предсказывает [14] определенное нарушение KNO-скейлинга. Это предсказание было подтверждено экспериментальными данными, полученными на $\text{Sp}\bar{p}\text{S}$ -коллайдере (рис. 6). На этом рисунке показано также теоретическое предсказание при энергии $\sqrt{s} \sim 10^5$ ГэВ. С ростом энергии максимум распределения по переменной $z = N_{\text{ch}}/\langle N_{\text{ch}} \rangle$ сдвигается влево, и распределение растет при больших z . Интересно, что при сверхвысоких энергиях $\sqrt{s} \sim 10^5$ ГэВ различные члены в сумме (15) начинают разделяться, и распределение по множественности имеет соответствующие максимумы и минимумы. При существующих энергиях $\sqrt{s} \sim 10^3$ ГэВ возникают только первый максимум и "плечо". Это предсказание о наличии структуры в распределениях по множественности согласуется с экспериментальными данными существ-

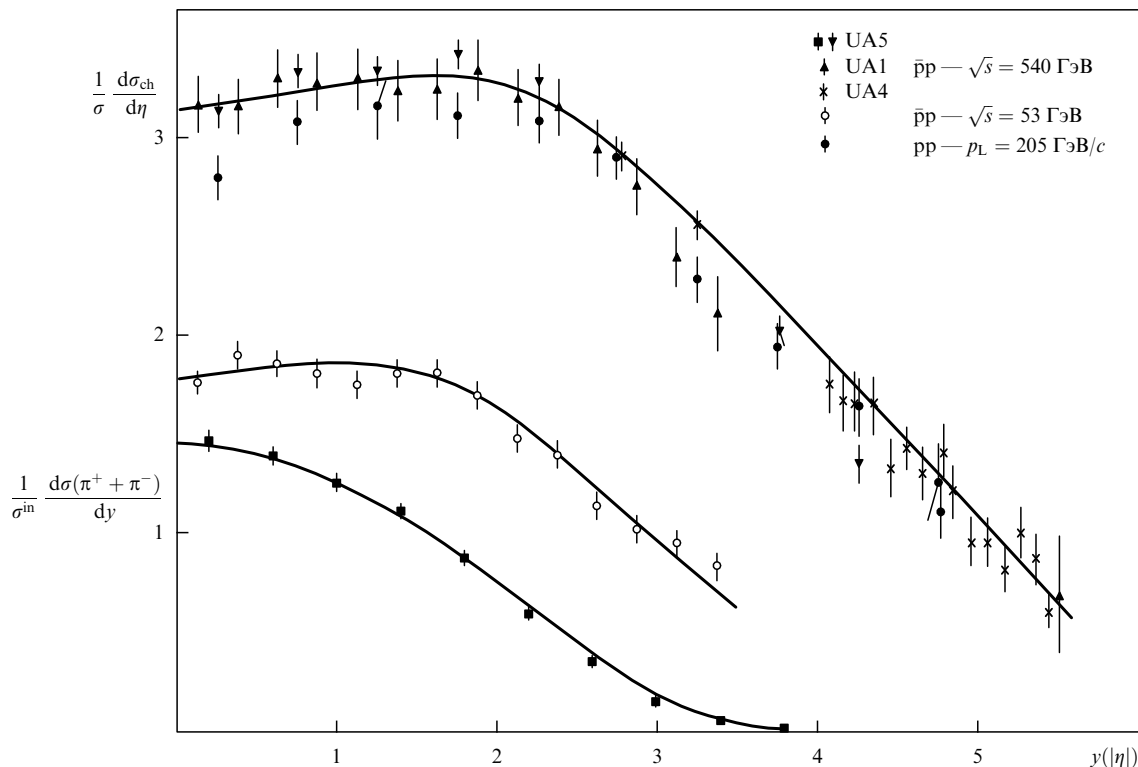


Рис. 5. Быстротные распределения заряженных частиц в $p\bar{p}$ -, $p\bar{p}$ -взаимодействиях при различных энергиях.

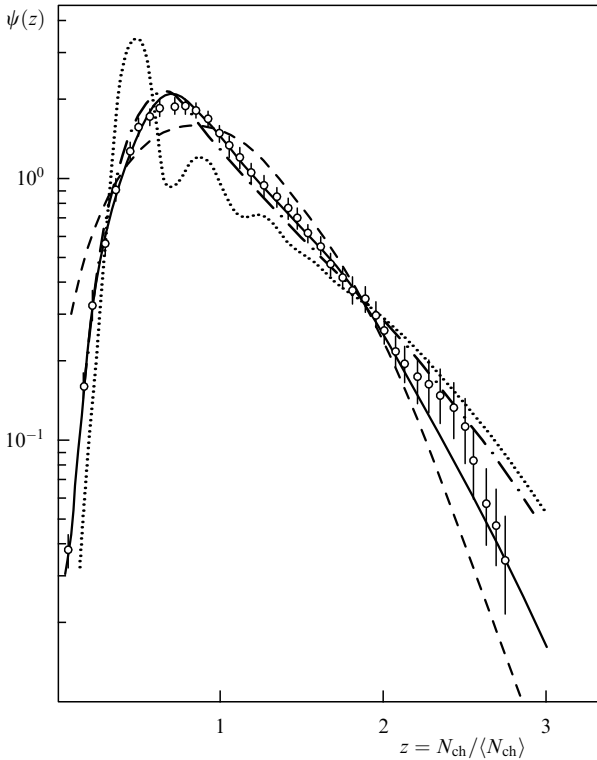


Рис. 6. KNO-распределения $\langle n \rangle \sigma_n / \sigma^{\text{in}}$ как функции $z = n / \langle n \rangle$ в pp-, p̄p̄-взаимодействиях. Сплошная кривая — данные для $\sqrt{s} = 540$ ГэВ, точечная — для $\sqrt{s} = 10^5$ ГэВ, пунктирная кривая представляет данные для $\sqrt{s} \sim 10$ ГэВ. Данные при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ получены группой UA5.

вующих коллайдеров. Еще более ярко эта структура должна проявляться на ЛНС.

Модель хорошо воспроизводит полуинклюзивные распределения по быстрой и зависимость распределений по множественности от быстроты [14]. Таким образом, изучение распределений по множественности не только подтверждает многокомпонентность структуры модели, но и показывает, что веса различных компонент ($\sigma_k / \sigma^{\text{in}}$) близки к предсказаниям "квазиэikonального" приближения.

Другим следствием существования многопомеронных вкладов является существование далеких корреляций в пространстве быстрот. В частности, возникают быстро растущая с энергией (как $(s/s_0)^{2A}$) часть корреляционной функции $C(y, 0)$, связанная с далекими корреляциями, и сильные корреляции "вперед-назад". Для однопомеронного обмена присутствуют только короткие корреляции по быстрой, однако при наличии компонент с существенно различающимися плотностями рожденных частиц возникают далекие корреляции. Рассмотрим корреляции "вперед-назад", т.е. корреляции между числом адронов, образующихся в передней и задней полусферах в Ц-системе (разделенных достаточно большим интервалом быстрот, чтобы исключить короткие корреляции). В рассматриваемой модели увеличение числа частиц в передней полусфере приводит к увеличению числа образующихся цепочек и автоматически увеличивает среднюю множественность адронов в задней полусфере. Зависимость средней множественности заряженных адронов, образованных в задней полусфере (область быстрот от -4 до -1), от числа адронов,

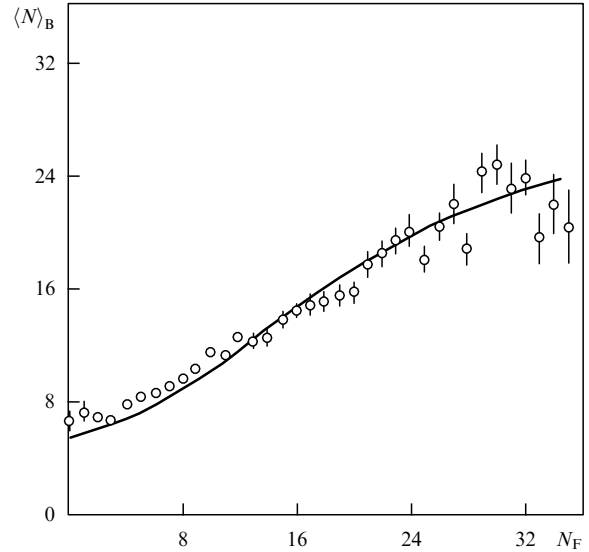


Рис. 7. Корреляции "вперед-назад" при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ.

образованных в передней полусфере (интервал быстрот от 1 до 4), показана на рис. 7. Модель хорошо воспроизводит практически линейную зависимость, наблюдаемую экспериментально.

Рассмотрим теперь инклюзивные спектры различных адронов при высоких энергиях. МКГС позволяет вычислять спектры во всей области фейнмановской переменной x [14]. В качестве примера на рис. 8 показано описание спектров π^+ -мезонов в pp-взаимодействиях.

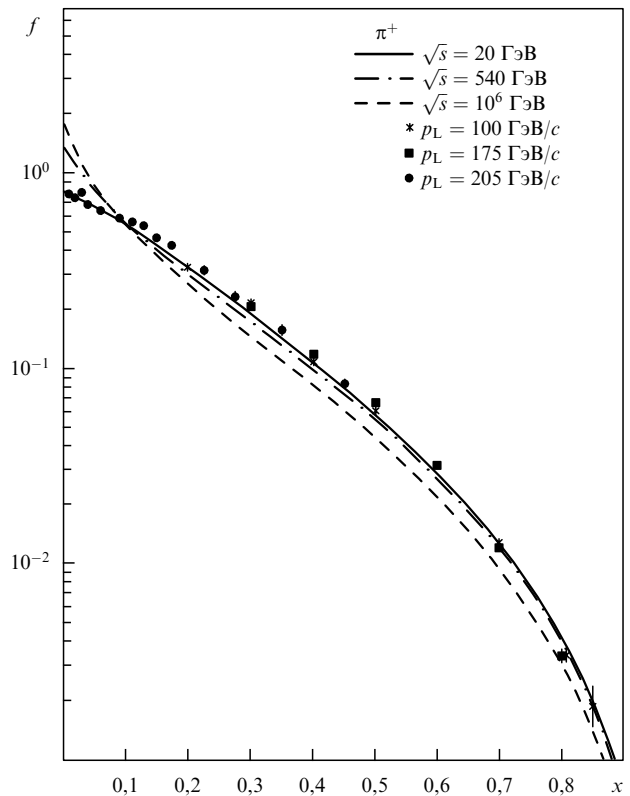


Рис. 8. Инклюзивные спектры π^+ -мезонов в pp-столкновениях при разных энергиях.

Заметим, что фейнмановский скейлинг сильно нарушается в области малых x . С другой стороны, в области фрагментации $x \geq 0,1$ нарушение скейлинга довольно слабое. Этот результат приводит к важным следствиям для физики космических лучей.

Предсказания модели для инклюзивных сечений и средних множественностей K^\pm , K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов были приведены в работе [43] и находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. В МКГС фактор подавления странного кварка предсказывается теоретически [37] и подтверждается данными опыта. Отношение средних множественностей каонов и пионов растет с увеличением энергии. В данной модели этот рост в основном связан с различием масс каонов и пионов, и указанное отношение асимптотически стремится к постоянному значению $\approx 0,12$.

Спектры "лидирующих" частиц, таких, как протоны и нейтроны, хорошо описываются в МКГС [43]. То, что эти частицы образуются в основном в области $x \sim 1$, связано с тем, что они возникают за счет фрагментации дикварков, которые имеют распределения, сосредоточенные при x_{qq} , близких к единице. В то же время антипротоны в основном определяются "центральным" рождением дикварк-антидикварковых пар в валентных и морских цепочках. В центральной области ($x \approx 0$) асимптотически выходы протонов и антипротонов должны быть равны (это справедливо для всех частиц и античастиц).

Другим примером "лидирующего" поведения является спектр Λ -гиперонов, показанный на рис. 9. В МКГС подавление странного кварка в функциях фрагментации является функцией доли продольного импульса z и пропорционально

$$(1-z)^{\alpha_p(0)-\alpha_\phi(0)} \quad \text{при} \quad z \rightarrow 1.$$

Это приводит к сдвигу положения максимума спектра для Λ -гиперонов в сторону меньших значений x , чем для нестранных барионов (как p или Δ -изобара), в согласии с экспериментальными данными.

Модель была обобщена на процессы рождения очарованных частиц в работе [44]. Форма x -зависимости и

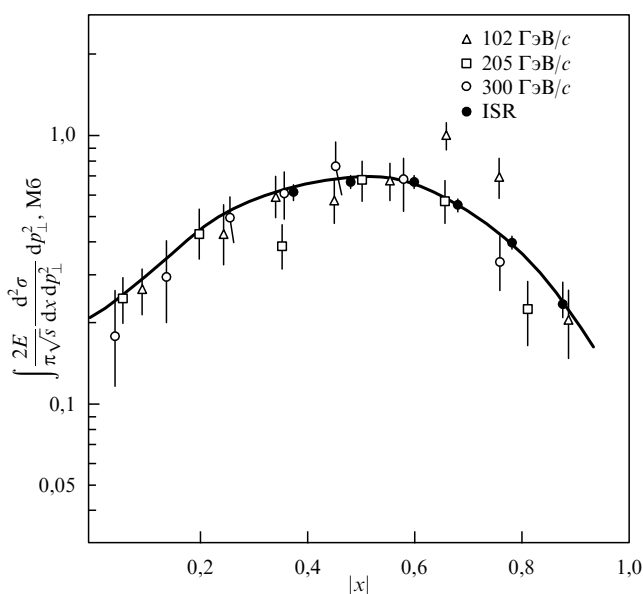


Рис. 9. Спектры Λ -гиперонов.

абсолютная нормировка зависят от пересечения лидирующей $c\bar{c}$ -траектории. Основная проблема здесь связана с тем, что лидирующая $c\bar{c}$ -траектория плохо известна. В работе [44] рассматривались два значения для величины $\alpha_{c\bar{c}}(0)$: $\alpha_{c\bar{c}} = -2$, которое следует из анализа массового спектра $c\bar{c}$ -состояний в предположении о линейности траекторий Редже, и $\alpha_{c\bar{c}} = 0$, соответствующее теории возмущений КХД. Данные о рождении очарованных частиц (в особенности Λ_c -барионов), полученные в последние годы, показывают, что первое значение, учитывающее эффекты, не связанные с теорией возмущений, является предпочтительным. Предсказания модели об энергетической зависимости и форме инклюзивных спектров различных очарованных частиц находятся в разумном согласии с экспериментом [45, 46].

Таким образом, МКГС дает полностью адекватное описание основных характеристик множественного рождения адронов при высоких энергиях. Существуют реализации МКГС методом Монте-Карло [47]. Столь же хорошее описание экспериментальных данных достигается и в ДПМ [17].

В конце этого раздела приведен короткий список предсказаний модели для энергии ЛНС $\sqrt{s} = 14$ ГэВ. Полное сечение pp -взаимодействия предсказывается равным 103–106 мб, а сечение упругого рассеяния — 26–28 мб; наклон дифракционного конуса $B = 21,5$ ГэВ⁻²; полное сечение всех неупругих дифракционных процессов близко к 25 мб. Так что полное сечение всех дифракционных процессов должно быть близко к половине полного сечения. Плотность заряженных адронов в центральной области быстрот $dn_{ch}/dy = 5,5$, а средняя множественность заряженных адронов на ЛНС — около 70.

3.2. Процессы дифракционного рождения и взаимодействия между померонами

В реджеонной теории Грибова вклады перерассеяний (многопомеронные ветвления) тесно связаны с сечениями дифракционных процессов. В эйкональном приближении учитываются только упругие перерассеяния. В "квазиэйкональном" приближении учитываются также процессы дифракционной диссоциации сталкивающихся адронов в состоянии с ограниченными массами ~ 1 ГэВ. Рассмотрим дифракционное рождение частиц более детально.

В модели полюсов Редже эти процессы описываются диаграммами с обменом помероном в t -канале. Возможно возбуждение одного из сталкивающихся адронов — однократная дифракционная диссоциация (рис. 10а) или возбуждение обеих начальных частиц — двойная дифракционная диссоциация (рис. 10б).

Все дифракционные процессы характеризуются большим быстроем интервалом между группами образующихся частиц. Так, например, для однократной дифракционной диссоциации существует разрыв по быстрой между частицей I' и остальной системой адронов. Этот интервал быстрот $\Delta y \approx \ln(1/(1-x))$, где x — фейнмановская переменная адрона I' . При высокой энергии s масса дифракционно-рожденной системы может быть большой. Единственным условием для процесса дифракционной диссоциации является $s_i \ll s$. Для больших масс возбужденных состояний $s_2 \approx (1-x)s$ и $\Delta y \approx \xi' = \ln(s/s_2)$.

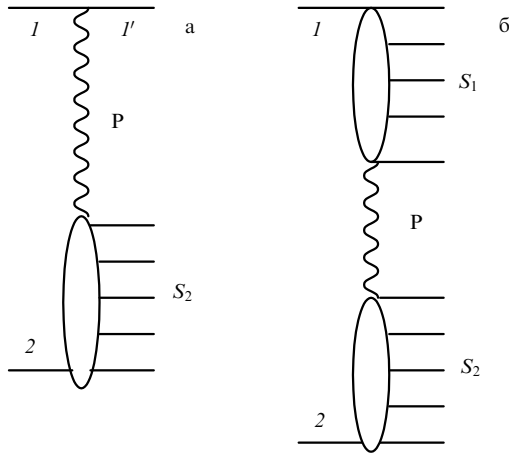


Рис. 10. Диаграммы для дифракционного образования адронов в модели полюсов Редже.

В модели полюсов Редже дифференциальное сечение инклюзивной дифракционной диссоциации может быть записано в виде

$$\frac{d^2\sigma}{d\xi_2 dt} = \frac{(g_{11}(t))^2}{16\pi} |G_P(\xi', t)|^2 \sigma_{P2}^{\text{tot}}(\xi_2, t), \quad (16)$$

где $\xi_2 \equiv \ln(s_2/s_0)$ и $G_P = \eta(\alpha_P(t)) \exp[(\alpha_P(t) - 1)\xi']$ — функция Грина померона. Величина $\sigma_{P2}^{\text{tot}}(\xi_2, t)$ может рассматриваться как полное сечение взаимодействия померона с частицей [48]. Заметим, что эта величина не является непосредственно наблюдаемой и определена соотношением (16). Это определение, однако, полезно, так как при больших s_2 σ_{P2}^{tot} имеет такое же реджевское поведение, как обычные сечения

$$\sigma_{P2}^{\text{tot}}(s_2, t) = \sum_k g_{22}^k(0) r_{PP}^{\alpha_k}(t) \left(\frac{s_2}{s_0}\right)^{\alpha_k(0)-1}, \quad (17)$$

где $r_{PP}^{\alpha_k}(t)$ — трехреджеонная вершина, которая описывает связь двух померонов с реджеоном α_k .

В кинематической области $s \gg s_2 \gg m^2$ инклюзивное дифракционное сечение описывается трехреджеонными диаграммами (рис. 11) и имеет вид

$$f = \sum_k G_k(t) (1-x)^{\alpha_k(0)-2\alpha_P(t)} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_k(0)-1}. \quad (18)$$

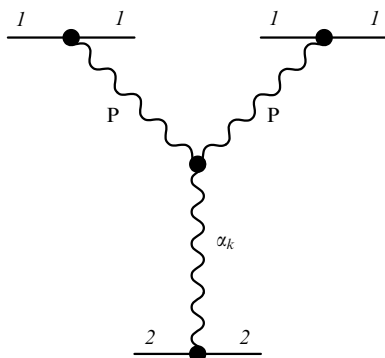


Рис. 11. Трехреджеонная диаграмма.

Полное сечение взаимодействия померона с протоном и трехреджеонные вершины r_{PP}^P, r_{PP}^f были определены из анализа экспериментальных данных о дифракционном рождении частиц в адронных столкновениях (см. [49]).

В моделях эйконального типа (например, в модели "квазиэйконала"), обсуждавшихся выше, учитывалось рождение частиц с не слишком большими массами. Дифракционное рождение состояний с большими массами отвечает диаграммам со взаимодействием между померонами. Пренебрежение этими взаимодействиями в первом приближении оправдано благодаря малости трехпомеронной и четырехпомеронной вершин. Однако при очень высоких энергиях необходимо учитывать все диаграммы со взаимодействиями между померонами. Такой учет позволяет получить самосогласованное описание адронных взаимодействий, включая дифракционное рождение систем с большими массами. В работе [42] было показано, что учет взаимодействий между померонами приводит во многих случаях к предсказаниям, которые близки к результатам моделей эйконального типа. Однако величина пересечения померона возрастает до значения $\alpha_P(0) = 1,2$. Ниже будет показано, что учет померонных взаимодействий важен в процессах взаимодействия тяжелых ионов при высоких энергиях и что эти эффекты наблюдаются экспериментально на ускорителе RHIC.

4. Теорема Померанчука и "оддерон"

Кроссинг и аналитичность амплитуд рассеяния приводят к интересным соотношениям между асимптотическим поведением амплитуд рассеяния частиц и античастиц. Померанчук показал [2], что дисперсионные соотношения для кроссинг-антисимметричной амплитуды рассеяния вперед при естественных дополнительных предположениях:

а) амплитуды не осциллируют при $s \rightarrow \infty$;

б) $\frac{|\text{Re } T(s, 0)|}{\text{Im } T(s, 0)} \frac{1}{\ln s} \rightarrow 0$ при $s \rightarrow \infty$;

приводят к выводу об асимптотическом равенстве полных сечений взаимодействия частиц и античастиц:

$$\sigma_{ab}^{\text{tot}} = \sigma_{\bar{a}\bar{b}}^{\text{tot}}, \quad s \rightarrow \infty. \quad (19)$$

Заметим, что предположение б) не может быть доказано исходя только из общих свойств аналитичности и унитарности. В случае, когда полные сечения взаимодействия растут с увеличением энергии, можно доказать, исходя только из предположения а), следующее обобщение теоремы Померанчука:

$$\frac{\sigma_{ab} - \sigma_{\bar{a}\bar{b}}}{\sigma_{ab} + \sigma_{\bar{a}\bar{b}}} \rightarrow 0, \quad s \rightarrow \infty. \quad (20)$$

В реджеонной теории теорема Померанчука удовлетворяется автоматически, если лидирующая особенность (померон) имеет вакуумные квантовые числа. В этом случае разница между сечениями взаимодействия частиц и античастиц убывает степенным образом при $s \rightarrow \infty$:

$$\Delta\sigma(s) = \sigma_{ab}(s) - \sigma_{\bar{a}\bar{b}}(s) = \sum_i g_i(0) \left(\frac{s_0}{s}\right)^{(1-\alpha_i(0))}, \quad (21)$$

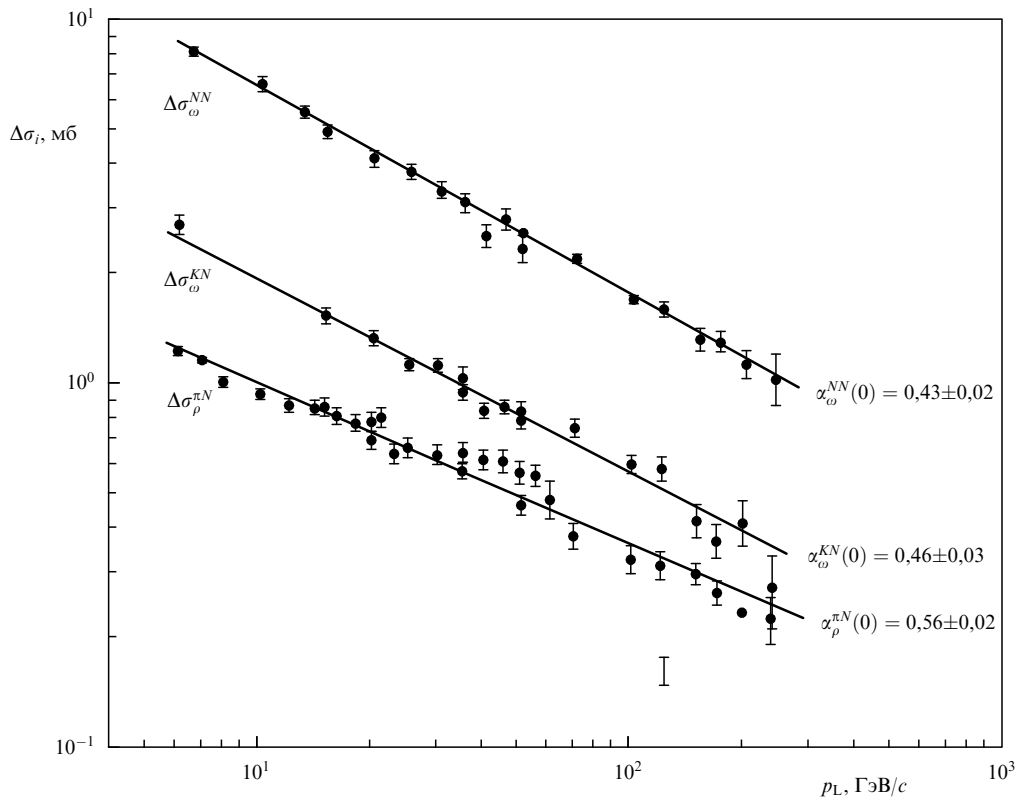


Рис. 12. Разности полных сечений взаимодействия $\Delta\sigma_i$ и их описание в модели полюсов Редже.

где суммирование проводится по полюсам с отрицательной сигнатурой и S -четностью (ω, ρ).

Существующие данные о величинах $\Delta\sigma$ находятся в прекрасном согласии с предсказаниями реджеонного подхода и не дают каких-либо указаний на нарушение теоремы Померанчука (рис. 12).

В теории возмущений КХД возникает особенность в j -плоскости с отрицательной сигнатурой и S -четностью и пересечением, близким к единице ("оддерон" [50]), которая могла бы приводить к нарушению теоремы Померанчука [51]. Она возникает как связанное состояние трех реджезованных глюонов. В описанном выше подходе, учитывающем непертурбативные эффекты [33], низшее состояние системы трех глюонов, связанных струнами, с квантовыми числами 3^{--} имеет довольно большую массу ($M \approx 4$ ГэВ), и лидирующая глюонная траектория Редже с отрицательной сигнатурой и S -четностью имеет весьма низкое пересечение $\alpha_{3g}(0) < -1$. В отличие от померонного случая, смешивание с $q\bar{q}$ -траекториями (ω, ρ) в области малых t является слабым, и "оддерон" в данном подходе не возникает. Поэтому экспериментальный поиск "оддерона" в области небольших t весьма важен для определения природы особенностей в j -плоскости в КХД.

5. Померон и физика малых x

5.1. Дифракционные процессы в глубоконеупругом рассеянии

В этом разделе будет показано, что методы, развитые для анализа адронных взаимодействий при высоких энергиях, описанные выше, могут быть применены для

описания глубоконеупругого рассеяния (DIS) в области малых значений бёркенковской переменной x .

В экспериментах на ускорителе HERA были обнаружены два весьма важных свойства физики малых x : быстрый рост плотностей партонов при уменьшении x [53, 54] и существование дифракционной диссоциации виртуальных фотонов в процессах глубоконеупругого рассеяния даже при больших виртуальностях Q^2 [55, 56].

В процессе DIS можно исследовать разные асимптотические пределы. В области

$$Q^2 \rightarrow \infty \text{ и } x = \frac{Q^2}{W^2 + Q^2} \sim 1 \quad (W^2 = (p_{\gamma^*} + p_p)^2)$$

используются обычные уравнения эволюции партоновых распределений в КХД, и структурные функции могут быть предсказаны, если заданы начальные условия (распределения при $Q^2 = Q_0^2$). С другой стороны, если Q^2 фиксировано и $W^2 \rightarrow \infty$ ($x \rightarrow 0$), то адекватной является теория Редже. Большой интерес представляет вопрос о том, каково поведение DIS в области, где велики как $\ln(1/x)$, так и $\ln(Q^2)$. Исследование этой области может дать важную информацию о связи между эффектами конфайнмента и теорией возмущений КХД. Асимптотическое поведение в реджевской области DIS обычно описывается в терминах особенности Померанчука и, таким образом, связано с поведением адронных взаимодействий при высоких энергиях.

В связи с быстрым ростом $\sigma_{\gamma^*p}^{\text{tot}}$ с увеличением $W^2 \equiv s$ при больших Q^2 , наблюдаемых экспериментально [53, 54], возникает вопрос: существуют ли два типа померонов, жесткий и мягкий, так что в DIS проявляется

жесткий померон, имеющий большее пересечение, чем мягкий? Исследование динамической природы померона в КХД [33], обсуждавшееся выше, показывает, что для такой ситуации нет теоретических оснований, и более вероятной является ситуация, в которой самый правый полюс в j -плоскости определяется как мягкой, так и жесткой динамикой. В данном обзоре предполагается, что существует единый ("физический") полюс Померанчука с универсальным значением $\alpha_p(0)$ во всех процессах, т.е. в DIS P -полюс такой же, как и в адронных процессах. В то же время эффективное пересечение, зависящее от относительного вклада многопомеронных ветвлений, может быть различным в различных процессах.

Есть основания ожидать, что быстрый рост $\sigma_{\gamma p}^{\text{tot}}$ с энергией в области ускорителя HERA сменится более медленным ростом при более высоких энергиях. В реджеонной теории такое поведение связано с многопомеронными ветвлениями. В партонной картине эти эффекты могут рассматриваться как эффекты экранирования в плотной партонной системе. В пределе $x \rightarrow 0$ наступает "насыщение" плотностей партонов. Эта проблема была сформулирована достаточно давно (см. обзоры [57]) и интенсивно обсуждалась в последние годы [58]. Она тесно связана с динамикой взаимодействия тяжелых ионов [59] (см. раздел 6).

В работе [60] было высказано предположение, что возрастание эффективного пересечения померона $\alpha_{\text{eff}} = 1 + A_{\text{eff}}$ при изменении Q^2 от нуля до нескольких ГэВ² связано в основном с уменьшением эффектов экранирования с ростом Q^2 . Хорошее описание всех существующих экспериментальных данных о полных сечениях γ^*p -взаимодействия в области $Q^2 \leq 5-10$ ГэВ² было получено [60, 61] с помощью следующей параметризации $A_{\text{eff}}(Q^2)$:

$$A_{\text{eff}}(Q^2) = A_0 \left(1 + \frac{2Q^2}{d + Q^2} \right),$$

где d — параметр, определяющий значения Q^2 , при которых происходит переход от значения $A_{\text{eff}} = A_0 \approx 0,1$ при $Q^2 = 0$ к величине $A_{\text{eff}} \approx 0,2$ при больших Q^2 . Последнее значение близко к A_p , определенному из анализа адронных взаимодействий при высоких энергиях. При $Q^2 > 5-10$ ГэВ² следует учитывать эффекты КХД эволюции. Используя указанную параметризацию в качестве начального условия для КХД эволюции, удается описать структурную функцию протона во всей области Q^2 , исследованной на ускорителе HERA [60, 62].

Как отмечалось выше, величина A_{eff} должна зависеть не только от Q^2 , но и от x и должна убывать при $x \rightarrow 0$. Важно построить явную модель, основанную на теории Редже, в которой все эти эффекты были бы учтены.

Эта проблема исследовалась в работах [63], где реджеонный подход применялся к процессам дифракционного γ^*p -взаимодействия. В разделе 3 отмечалось, что в реджеонной теории величины перерасеяний (многопомеронных обменов) тесно связаны с дифракционными процессами. Правила АГК [38] позволяют вычислить сечения дифракционных процессов, если известны вклады n -померонных обменов в амплитуду упругого рассеяния. Поэтому для самосогласованности теоретической модели важно описывать не только пол-

ные сечения взаимодействия, но и сечения дифракционных процессов. В работах [63] была сконструирована явная модель для вкладов перерасеяния в амплитуду упругого γ^*p -рассеяния, которая приводит к энергетической зависимости $\sigma_{\gamma p}^{\text{tot}}(W^2, Q^2)$ для различных Q^2 , описанной выше. Более того, она позволяет одновременно описать процессы дифракционной диссоциации реальных и виртуальных фотонов. В этой модели можно количественно изучить режим "насыщения" партонных распределений.

Обсудим кратко качественную картину дифракционной диссоциации сильно виртуального фотона при высоких энергиях. Удобно обсуждать этот процесс в лабораторной системе, где кварк-глюонная флуктуация фотона существует в течение большого времени $\sim 1/x$ [64]. Виртуальный фотон флуктуирует сначала в $q\bar{q}$ -пару. Существует два типа конфигураций таких пар в зависимости от поперечного расстояния между кварками (или k_{\perp}):

а) конфигурации малого размера с $k_{\perp}^2 \sim Q^2$; эти маленькие диполи ($r \sim 1/k_{\perp} \sim 1/Q$) имеют малые ($\sim r^2$) полные сечения взаимодействия с протоном;

б) конфигурации большого размера с $r \sim 1/\Lambda_{\text{QCD}}$ и $k_{\perp} \sim \Lambda_{\text{QCD}} \ll Q$; они имеют большое сечение взаимодействия, но их фазовый объем мал при больших Q^2 , так как такие конфигурации кинематически возможны только в том случае, когда доля продольного импульса, уносимого одним из кварков, очень мала: $x_1 \sim k_{\perp}^2/Q^2 \ll 1$ (эта конфигурация соответствует "выстроенным струям" Бьёркена и Когута [65]).

Конфигурации обоих типов приводят к одинаковому поведению $\sigma_{\gamma p}^{\text{tot}} \sim 1/Q^2$, однако они по-разному проявляются в процессах дифракционной диссоциации виртуальных фотонов [66, 67]. Сечение такого процесса пропорционально квадрату модуля соответствующей дифракционной амплитуды, и для маленьких конфигураций оно мало ($\sim 1/Q^4$). Для конфигураций большого размера единственная малость связана с фазовым объемом, и инклюзивное сечение дифракционной диссоциации виртуального фотона убывает как $1/Q^2$, т.е. так же, как полное сечение. Это справедливо только для полного инклюзивного дифракционного сечения, где характерные массы образующихся систем $M^2 \sim Q^2$. Для эксклюзивных каналов с фиксированной массой (например, для рождения векторных мезонов) или для продольной части дифракционного сечения ситуация иная, и сечения таких процессов убывают при больших Q^2 быстрее, чем $1/Q^2$.

Инклюзивное дифракционное рождение очень больших масс ($M^2 \gg Q^2$) может быть описано в первом приближении трехреджеонными диаграммами [68]. С точки зрения кварк-глюонной флуктуации строгого фотона трехпомеронный вклад соответствует дифракционному рассеянию очень медленных партонов (в основном глюонов) с небольшой виртуальностью.

В модели [63] используется описанная выше картина дифракционной диссоциации виртуального фотона. Она является естественным обобщением моделей, используемых для описания взаимодействий адронов при высоких энергиях. Взаимодействие компоненты малого размера в волновой функции виртуального фотона вычислялось на основе теории возмущений КХД [67]. Основной параметр модели — пересечение померонной траектории — фиксировался из феноменологического анализа

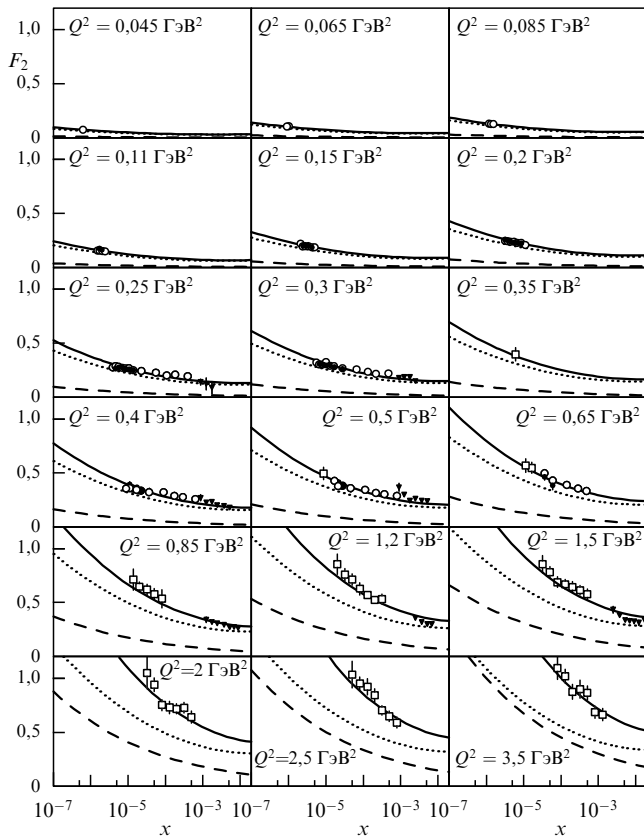


Рис. 13. Структурная функция протона F_2 как функция x для разных Q^2 . Штриховая кривая соответствует вкладу малых расстояний, а пунктирная линия — больших расстояний.

адронных взаимодействий, обсуждавшегося выше ($\Delta_P = 0,2$). Было получено хорошее описание γ^*p -взаимодействий при высоких энергиях в широкой области Q^2 ($0 \leq Q^2 < 10$ ГэВ²). Другой важный параметр теории —

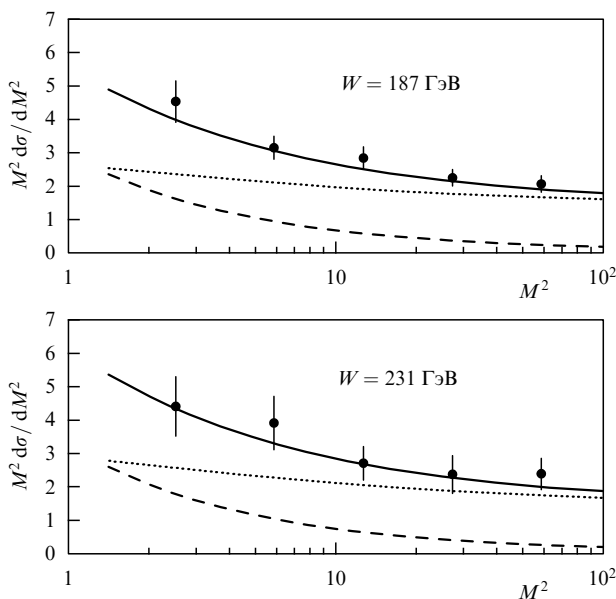


Рис. 14. Сечение $M^2 d\sigma/dM^2$ (в мкб) дифракционной диссоциации фотона с $Q^2 = 0$ как функция M^2 (в ГэВ²).

константа трехмерного взаимодействия, полученная из описания экспериментальных данных ($r_{pp}^P/g_{pp}^P(0) \approx 0,1$), — также согласуется с результатами анализа адронных взаимодействий [42, 68]. Описание в рассматриваемой модели структурной функции F_2 как функции x при различных значениях Q^2 (экспериментальные данные получены группами H1 [53], ZEUS [54]) приведено на рис. 13. Данные о дифракционной диссоциации виртуального фотона обычно представляются как функции Q^2 , M^2 (или $\beta = Q^2/(M^2 + Q^2)$) и $x_P = x/\beta = (M^2 + Q^2)/(W^2 + Q^2)$. Описание данных ускорителя HERA о дифракционной диссоциации [56] в рассматриваемой модели показано на рис. 14 и рис. 15. Модель может использоваться для получения предсказаний о структурных функциях и распределениях партонов при более высоких энергиях или x , меньших, чем доступные на современных ускорителях. Эта область может быть исследована в экспериментах на ускорителе LHC.

5.2. Эффекты экранирования для структурных функций ядер

Изучение эффектов экранирования ядерных структурных функций в области малых x позволяет провести критическую проверку реджеонного подхода к проблеме малых x . Для ядер эффекты экранирования усилены ($\sim A^{1/3}$) и приводят к отклонениям от A^1 -зависимости структурных функций ядер. Подход Глаубера–Грибова [69, 70] к взаимодействиям частиц с ядрами позволяет вычислять поправки к сечению взаимодействия фотонов с ядрами в терминах дифракционного взаимодействия фотона с нуклонами, рассматривавшегося выше.

Вклад двукратного перерасеяния в σ_{γ^*A} непосредственно выражается в терминах дифференциального сечения дифракционной диссоциации виртуального фотона в γ^*N -взаимодействии:

$$\sigma^{(2)} = -4\pi \int d^2b T_A^2(b) \int dM^2 \frac{d^3\sigma_{\gamma^*N}^{DD}(t=0)}{dM^2 dt} F_A(t_{\min}) \quad (22)$$

где $F_A(t_{\min}) = \exp(R_A^2 t_{\min}/3)$, $t_{\min} \approx -m_N^2 x_P^2$; $T_A(b)$ — профильная функция ядра ($\int T_A(b) d^2b = A$).

Перерасеяния более высокого порядка являются модельно зависимыми, и в обобщенной модели Швиммера [71] возникает следующее выражение для отношения структурной функции ядра к структурной функции нуклона F_{2A}/F_{2N} в области малых x :

$$\frac{F_{2A}}{F_{2N}} = \int \frac{T_A(b)}{1 + F(x, Q^2) T_A(b)} d^2b, \quad (23)$$

$$F(x, Q^2) = 4\pi \int \frac{d^3\sigma_{\gamma^*N}^{DD}(t=0)}{dM^2 dt} \frac{F_A(t_{\min})}{\sigma_{\gamma^*N}(x, Q^2)} dM^2.$$

Теоретические предсказания [72], основанные на формуле (23) и модели дифракционной диссоциации [68], находятся в прекрасном согласии с данными группы NMC о структурных функциях ядер при очень малых x [73]. Можно надеяться, что данный подход дает надежные предсказания для эффектов ядерного экранирования в области еще меньших значений x , не изученной пока экспериментально. Эта область будет играть важную роль в динамике взаимодействий тяжелых ионов при сверхвысоких (LHC) энергиях.

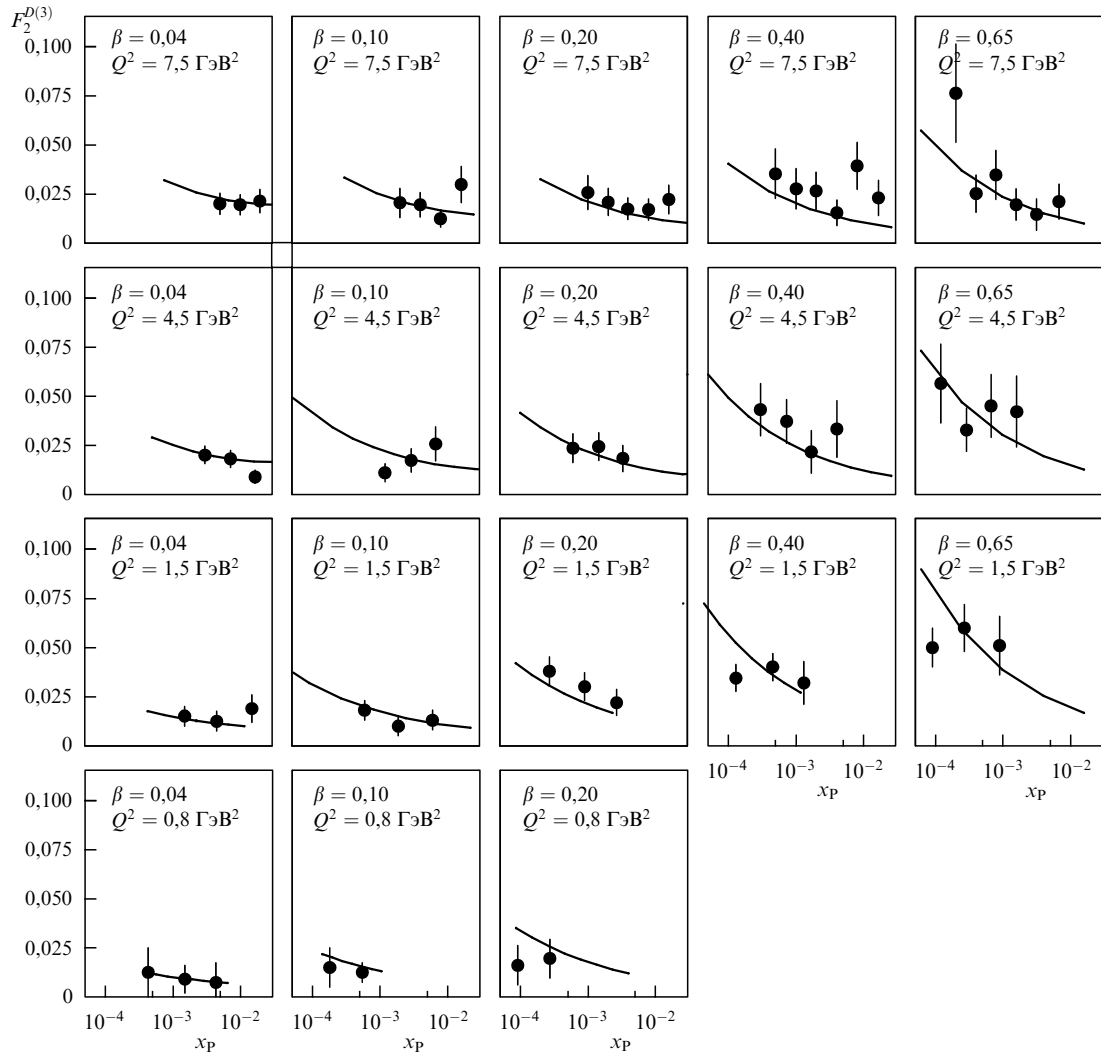


Рис. 15. Дифракционная структурная функция $F_2^{D(3)}$ как функция x_p при фиксированных Q^2 и $\beta = Q^2/(Q^2 + M^2)$.

6. Столкновения тяжелых ионов при высоких энергиях

6.1. Взаимодействия адронов с ядрами при высоких энергиях

Рассмотрим сначала взаимодействия адронов с ядрами при высоких энергиях. В модели Глаубера – Ситенко (ГС) [69] в амплитуде упругого рассеяния учитываются последовательные перерассеяния начального адрона на ядерных нуклонах.

Однако, как отмечалось Грибовым [70], пространственно-временная картина взаимодействия при высокой энергии $E > m_b(\mu R_A)$ (μ — характерная адронная шкала ~ 1 ГэВ, R_A — радиус ядра) полностью отличается от картины последовательных перерассеяний. При таких энергиях возникает когерентное взаимодействие флуктуации начального адрона, "приготовленной" задолго до начала взаимодействия, с нуклонами ядра. Тем не менее амплитуда упругого hA -рассеяния может быть представлена в виде суммы диаграмм с упругими перерассеяниями, которые дают тот же результат, что и ГС-модель, плюс все возможные дифракционные возбуждения начального адрона в промежуточных

состояниях s -канала. При не слишком высоких энергиях $E_L \sim 10^2$ ГэВ эти неупругие вклады приводят к поправкам 10–20 % к ГС-приближению для полных сечений hA -взаимодействий. Однако при очень высоких энергиях и для инклюзивных сечений эта модификация ГС-приближения оказывается очень существенной. Различие между теорией Грибова и ГС-моделью важно для понимания экранировочных эффектов для структурных функций ядер, как было показано в предыдущем разделе, и для различных аспектов множественного рождения адронов на ядрах [74].

Важным следствием пространственно-временной структуры взаимодействий адронов с ядрами является теорема АГК [38] о том, что для инклюзивных сечений вклады перерассеяний сокращаются, и эти сечения определяются диаграммами импульсного приближения. Подчеркнем, что этот результат справедлив асимптотически в центральной области инклюзивных спектров только для диаграмм ГС-типа, т.е. в том случае, когда массы промежуточных состояний в диаграммах перерассеяний ограничены и не растут с увеличением энергии. В этом случае инклюзивное сечение рождения адрона a при фиксированном прицельном параметре b выражается через соответствующее инклюзивное сечение в hN -взаим-

модействии:

$$E \frac{d^3 \sigma_{hA}^a(b)}{d^3 p} = T_A(b) E \frac{d^3 \sigma_{hN}^a}{d^3 p}. \quad (24)$$

После интегрирования этого выражения по b получим

$$E \frac{d^3 \sigma_{hA}^a}{d^3 p} = A E \frac{d^3 \sigma_{hN}^a}{d^3 p}. \quad (25)$$

6.2. Плотности частиц в столкновениях тяжелых ионов при сверхвысоких энергиях

Взаимодействия тяжелых ионов при высоких энергиях обсуждаются теоретически с различных точек зрения. Рассматриваемый в данной статье динамический подход, основанный на теории перерасеяний Глаубера–Грибова, $1/N$ -разложении в КХД и модели струн, широко используется для описания взаимодействий ядер с ядрами (см. обзоры [17, 75]).

Здесь мы рассмотрим только вопрос о плотности числа частиц, образующихся в столкновениях тяжелых ионов.

В ГС-приближении теорема об АГК-сокращении справедлива и для взаимодействий ядер с ядрами. В этом случае инклюзивные сечения могут быть записаны в виде

$$E \frac{d^3 \sigma_{AB}^a(b)}{d^3 p} = T_{AB}(b) E \frac{d^3 \sigma_{NN}^a}{d^3 p}, \quad (26)$$

где $T_{AB}(b) = \int T_A(\mathbf{s}) T_B(\mathbf{b} - \mathbf{s}) d^3 s$. После интегрирования по b формулы (26) получим

$$E \frac{d^3 \sigma_{AB}^a}{d^3 p} = A B E \frac{d^3 \sigma_{NN}^a}{d^3 p}. \quad (27)$$

Плотности заряженных частиц могут быть получены из формул (26), (27) путем деления их на полное неупругое сечение ядро-ядерного взаимодействия. Например,

$$\frac{dn_{AB}^{\text{ch}}(b)}{dy} = \frac{T_{AB}(b)}{\sigma_{AB}^{\text{in}}} \frac{d\sigma_{NN}^{\text{ch}}}{dy}, \quad (28)$$

$$\frac{dn_{AB}^{\text{ch}}}{dy} = \frac{A B}{\sigma_{AB}^{\text{in}}} \frac{d\sigma_{NN}^{\text{ch}}}{dy}. \quad (29)$$

Формула (29) для плотности числа частиц, проинтегрированная по прицельному параметру (среднее событие), может быть записана в виде

$$\frac{dn_{AB}^{\text{ch}}}{dy} = n_{AB} \frac{dn_{NN}^{\text{ch}}}{dy}, \quad (30)$$

где $n_{AB} = A B \sigma_{NN}^{\text{in}} / \sigma_{AB}^{\text{in}}$ — среднее число нуклонных столкновений в ГС-модели. Для $A = B \gg 1$ n_{AB} растет с увеличением атомного номера как $C A^{4/3}$ с $C \approx \sigma_{NN}^{\text{in}} / (4\pi R_0^2)$ ($R_A = R_0 A^{1/3}$). Формулы (26), (27) обычно применяются для жестких процессов, однако в ГС-приближении они справедливы также и для мягких процессов. Ниже мы увидим, что как для мягких, так и для жестких процессов эти формулы должны быть модифицированы.

С помощью формул (29), (30) легко получить, что для Pb–Pb-столкновений на ЛНС при $y = 0$ должно быть

$dn^{\text{ch}}/dy = 2100$ для средних событий и $dn^{\text{ch}}/dy = 8500$ для центральных ($b < 3 \Phi$) столкновений.

Таким образом, ГС-приближение предсказывает весьма большие плотности рожденных адронов в столкновениях тяжелых ионов на ЛНС. Однако являются ли эти предсказания реалистическими? Для того чтобы ответить на этот вопрос, обсудим возможные ограничения ГС-приближения, а также поправки к теореме АГК, которые существенны при высоких энергиях.

К равенствам (24), (26) существует два типа поправок.

а) Поправки, связанные с ограничениями, накладываемыми сохранением энергии-импульса. Энергия начального адрона делится между его "составляющими", и взаимодействия "составляющих" происходят при меньшей энергии. Этот эффект весьма существен в областях фрагментации сталкивающихся ядер и приводит к уменьшению плотности рожденных частиц. При $y = 0$ это подавление ослабевает с увеличением энергии как $(1/s)^{1/4}$. Оно важно при энергиях ускорителя SPS и еще проявляется при энергиях RHIC, однако при энергиях ЛНС этот эффект несуществен.

б) Другой динамический эффект важен при очень высоких энергиях, когда становится возможным дифракционное рождение адронных состояний с очень большими массами ($M^2 \gg m_N^2$). Такие процессы связаны с трехмерным взаимодействием, обсуждавшимся выше, и отвечают в струнной модели рождения частиц взаимодействиям между образующимися струнами. Эти дополнительные взаимодействия слабо сказываются на полных сечениях hA - и AB -взаимодействия, так как при очень высоких энергиях они уже близки к геометрическому пределу рассеяния на черном диске. Однако они весьма важны для инклюзивных сечений в центральной области [74], где вклад ГС-перерасеяний сокращается согласно правилам АГК.

Дополнительные эффекты экранирования, связанные со взаимодействиями между померонами (струнами), меняют A -зависимость инклюзивных сечений, характерную для ГС-приближения (формулы (24), (26)), таким образом, что поведение $d\sigma_{AB}/dy \sim AB$ ГС-приближения переходит в $d\sigma_{AB}/dy \sim A^\alpha B^\alpha$ с $\alpha < 1$. При очень сильном взаимодействии между померонами $\alpha \rightarrow 2/3$. В этом пределе плотности частиц в pp -, pA - и AB -взаимодействиях являются универсальными. Так как померонные взаимодействия являются довольно слабыми, даже при энергиях ЛНС величина α близка к 0,9.

Проблема экранировок для инклюзивных спектров не связана только с мягкими процессами. Те же взаимодействия имеют место и для жестких процессов (рождение струй частиц с большими p_T , тяжелых кварков, массивных лептонных пар и т.д.). Для жестких процессов, согласно теореме факторизации в КХД, инклюзивные сечения в ядро-ядерных столкновениях выражаются в виде произведений соответствующих сечений взаимодействия партонов и распределений партонов в ядрах. Поэтому в этих процессах взаимодействия померонов описывают эффекты экранирования партоновых распределений в ядрах (или ядерных структурных функций, рассмотренных выше). Благодаря условию когерентности эти эффекты существенны только в области очень малых x_i партонов ($x_i \ll 1/(R_A m_N)$). Следовательно, эффекты экранирования для жестких процессов возникают только при очень высоких энергиях, когда $x_i \approx M_T/\sqrt{s}$ удовлетворяют этим условиям. Приведен-

ное условие в терминах x_i партонов совпадает с условием дифракционного рождения состояний с большими массами, обсуждавшегося выше.

Эффекты экранирования мягких партонов были вычислены в работе [76] для той же модели, которая использовалась для описания экранирования ядерных структурных функций. Было предсказано, что дополнительное экранирование, связанное с померонными взаимодействиями, приводит к уменьшению плотности числа образующихся в столкновениях тяжелых ионов частиц по сравнению с предсказаниями ГС-модели в ≈ 4 раза на ЛНС и в ≈ 2 раза при энергиях RHIC. Сравнение теоретических предсказаний с первыми результатами, полученными на ускорителе RHIC, приведено в табл. 2. Эксперимент ясно указывает на значительные отклонения от ГС-приближения и демонстрирует важную роль эффектов поглощения мягких партонов. Рассматриваемый подход воспроизводит также зависимость числа рожденных адронов от числа нуклонов-участников [78].

Таблица 2. Плотности заряженных частиц $dn/d\eta|_{\eta=0}$ в центральных Pb–Pb-столкновениях при $\sqrt{s} = 130$ ГэВ

ГС-приближение	Расчет с учетом абсорбционных поправок	Эксперимент [77]
1200 ± 100	630 ± 120	$555 \pm 12 \pm 35$

Эти результаты показывают, что уже начиная с энергий RHIC взаимодействия между померонами (струнами) играют важную роль в динамике столкновений тяжелых ионов. С другой стороны, партоны имеют характерные значения $x_i \sim 10^{-2}$ при таких энергиях и как экспериментальные данные об экранировании структурных функций ядер [73], так и их теоретическая интерпретация [72] показывают, что в этой области ситуация еще далека от "насыщения".

7. Заключение

Результаты, представленные в данном обзоре, демонстрируют, что реджеонная теория является полезным и универсальным подходом к исследованию взаимодействий адронов и ядер при высоких энергиях. Померон является главным объектом этого подхода.

Актуальной проблемой адронной физики высоких энергий является выяснение динамической природы померона. Анализ этой проблемы в КХД с учетом как пертурбативных, так и непертурбативных эффектов показывает, что померон имеет весьма богатую динамическую структуру.

Связь между реджеонной теорией, $1/N$ -разложением в КХД и струнной моделью приводит к многочисленным соотношениям между параметрами этой теории и позволяет понять многие характерные черты сильных взаимодействий. Модель кварк-глюонных струн, развитая в рамках такого подхода, прекрасно описывает многие характеристики адронных взаимодействий при высоких энергиях и позволяет получить предсказания для энергий будущих коллайдеров.

Важную роль при высоких энергиях играют многопомеронные обмены. При учете эффектов унитаризации амплитуд, связанных с этими обменами, удастся понять и количественно описать глубоконеупругое рассеяние в

области малых x . Взаимодействия между померонами существенны в адрон-ядерных и, особенно, в ядро-ядерных столкновениях, где приближение к термодинамическому равновесию и условия для возникновения кварк-глюонной плазмы зависят от силы взаимодействия между струнами. Уменьшение плотности рожденных адронов благодаря этим взаимодействиям подтверждается данными RHIC.

Я хотел бы поблагодарить К. Борескова, А. Капелла, В. Фадин, Е.Г. Феррейро, О.В. Канчели, В.А. Хозе, Ю. Коха, Г. Корчемского, Е. Левина, Л.Н. Липатова, А. Мартина, К. Мерино, Р.А. Сальгадо, К.А. Тер-Мартirosяна, Ж. Тран Хан Вана за полезные обсуждения.

Данная работа частично поддержана грантами: INTAS 00-00366, NATO PSTCLG-997275, РФФИ 00-19-25786, 01-02-17383.

Список литературы

1. Фейнберг Е Л, Померанчук И Я *ДАН СССР* **94** 439 (1953); Feinberg E L, Pomeranchuk I Ya *Nuovo Cimento Suppl.* III 652 (1956)
2. Померанчук И Я *ЖЭТФ* **34** 725 (1958)
3. Gribov V N, Pomeranchuk I Ya *Phys. Rev. Lett.* **8** 343, 312 (1962); *Nucl. Phys.* **38** 516 (1962); *Phys. Rev. Lett.* **9** 239 (1962)
4. Frautschi S C, Gell-Mann M, Zachary F *Phys. Rev.* **126** 2204 (1962)
5. 't Hooft G *Nucl. Phys. B* **72** 461 (1974)
6. Veneziano G *Phys. Lett. B* **52** 220 (1974)
7. Veneziano G *Nucl. Phys. B* **117** 519 (1976)
8. Ciafaloni M, Marchesini G, Veneziano G *Nucl. Phys. B* **98** 472 (1975)
9. Casher A, Kogut J, Susskind L *Phys. Rev. D* **10** 732 (1974)
10. Artru X, Menniesier G *Nucl. Phys. B* **70** 93 (1974)
11. Casher A, Neuberger H, Nussinov S *Phys. Rev. D* **20** 179 (1979)
12. Andersson B, Gustafson G, Peterson C *Phys. Lett. B* **71** 337 (1977); *Z. Phys. C: Part. Fields* **1** 105 (1979)
13. Gurvich E G *Phys. Lett. B* **87** 386 (1979)
14. Кайдалов А Б *Письма в ЖЭТФ* **32** 494 (1980); *ЯФ* **33** 1369 (1981); Kaidalov A B *Phys. Lett. B* **116** 459 (1982); Kaidalov A B, Ter-Martirosyan K A *Phys. Lett. B* **117** 247 (1982); Кайдалов А Б, Тер-Мартirosян К А **39** 1545; **40** 211 (1984)
15. Kaidalov A B, in *QCD at 200 TeV* (Eds L Cifarelli, Yu Dokshitzer) (New York: Plenum Press, 1992) p.1; Kaidalov A B *Surv. High Energy Phys.* **13** 265 (1999)
16. Capella A et al. *Z. Phys. C: Part. Fields* **3** 329 (1980); Capella A, Tran Thanh Van J *Phys. Lett. B* **114** 450 (1982); *Z. Phys. C: Part. Fields* **10** 249 (1981)
17. Capella A et al. *Phys. Rep.* **236** 225 (1994)
18. Regge T *Nuovo Cimento* **14** 951 (1959)
19. Грибов В Н *ЖЭТФ* **41** 667 (1961)
20. Chew G F, Frautschi S C *Phys. Rev. Lett.* **7** 394 (1961); Blankenbcler R, Goldberger M L *Phys. Rev.* **126** 766 (1962)
21. Froissart M *Phys. Rev.* **123** 1053 (1961)
22. Mandelstam S *Nuovo Cimento* **30** 1148 (1963)
23. Gribov V N, Pomeranchuk I Ya, Ter-Martirosyan K A *Phys. Lett.* **9** 269 (1964); Грибов В Н, Померанчук И Я, Тер-Мартirosян К А *ЯФ* **2** 361 (1965)
24. Amati D, Stanghellini A, Fubini S *Nuovo Cimento* **26** 896 (1962)
25. Chernavsky D S et al. *Nucl. Phys.* **44** 116 (1963); Akimov V N et al. *Nucl. Phys. B* **14** 285 (1969)
26. Dubin A Yu, Kaidalov A B, Simonov Yu A *Phys. Lett. B* **323** 41 (1994); Дубин А, Кайдалов А, Симонов Ю *ЯФ* **56** 213 (1993)
27. Simonov Yu A *Nucl. Phys. B* **307** 512 (1988); Симонов Ю А *ЯФ* **54** 192 (1991)
28. Simonov Yu A, hep-ph/0210309
29. Кураев К А, Липатов Л Н, Фадин В С *ЖЭТФ* **71** 840 (1976); **72** 377 (1977); Балицкий Я Я, Липатов Л Н *ЯФ* **28** 1597 (1978)
30. Fadin V S, Lipatov L N *Phys. Lett. B* **429** 127 (1998)
31. Brodsky S J et al. *Письма в ЖЭТФ* **70** 161 (1999)
32. Simonov Yu A *Phys. Lett. B* **249** 514 (1990)

33. Kaidalov A B, Simonov Yu A *Phys. Lett. B* **477** 163 (2000); *ЯФ* **63** 1507 (2000)
34. Morningstar C, Peardon M *Phys. Rev. D* **60** 034509 (1999)
35. Тереп М, hep-th/9812187
36. Грибов В Н *ЖЭТФ* **53** 654 (1967)
37. Кайдалов А Б *ЯФ* **45** 1452 (1987)
38. Абрамовский В А, Канчели О В, Грибов В Н *ЯФ* **18** 595 (1973)
39. Тер-Мартirosyan К А *Phys. Lett. B* **44** 377 (1973)
40. Кайдалов А Б, Тер-Мартirosян К А, Шабельский Ю М *ЯФ* **43** 1282 (1986)
41. Тер-Мартirosян К А *ЯФ* **44** 1260 (1986)
42. Кайдалов А Б, Пономарев Л А, Тер-Мартirosян К А *ЯФ* **44** 722 (1986)
43. Кайдалов А Б, Пискунова О И *ЯФ* **41** 1278 (1985); Kaidalov A B, Piskunova O I *Z. Phys. C: Part Fields* **30** 145 (1985)
44. Кайдалов А Б, Пискунова О И *ЯФ* **43** 1545 (1986)
45. Пискунова О И *ЯФ* **56** (8) 176 (1993)
46. Аракелян Г Н *ЯФ* **61** 1682 (1998)
47. Амелин Н С и др. *ЯФ* **51** 512; **52** 272 (1990)
48. Kaidalov A B et al. *Phys. Lett. B* **45** 493 (1973)
49. Kaidalov A B *Phys. Rep.* **50** 157 (1979)
50. Kang K, Nicolescu B *Phys. Rev. D* **11** 2461 (1975); Joynson D et al. *Nuovo Cimento A* **30** 345 (1975)
51. Lipatov L N *Phys. Lett. B* **309** 394 (1993); Gauron P, Lipatov L N, Nicolescu B *Phys. Lett. B* **304** 334 (1993); Faddeev L D, Korchemsky G P *Phys. Lett. B* **342** 311 (1995); Janik R A, Wosiek J *Phys. Rev. Lett.* **82** 1092 (1999)
52. Adloff C et al. (H1 Collab.) *Phys. Lett. B* **544** 35 (2002)
53. Ahmed T et al. (H1 Collab.) *Phys. Lett. B* **299** 374 (1993); Adloff C et al. (H1 Collab.) *Nucl. Phys. B* **497** 3 (1997)
54. Derrick M et al. (ZEUS Collab.) *Phys. Lett. B* **293** 465 (1992); Breitweg J et al. (ZEUS Collab.) *Phys. Lett. B* **407** 432 (1997)
55. Derrick M et al. (ZEUS Collab.) *Z. Phys. C: Part. Fields* **72** 399 (1996)
56. Adloff C et al. (H1 Collab.) *Z. Phys. C: Part. Fields* **76** 613 (1997)
57. Gribov L V, Levin E M, Ryskin M G *Phys. Rep.* **100** 1 (1983); Laenen E, Levin E *Annu. Rev. Nucl. Part.* **44** 199 (1994); Mueller A H, hep-ph/9911289
58. Mueller A H *Nucl. Phys. B* **437** 107 (1995); Gotsman E, Levin E, Maor U *Nucl. Phys. B* **493** 354 (1997); *Phys. Lett. B* **425** 369 (1998); **452** 387 (1999); McDermott M et al. *Eur. Phys. J. C* **16** 641 (2000); Golec-Biernat K, Wüsthoff M *Phys. Rev. D* **59** 014017 (1999); **60** 114023 (1999)
59. McLerran L, Venugopalan R *Phys. Rev. D* **49** 2233 (1994); **50** 2225 (1994); **53** 458 (1996); Jalilian-Marian J et al. *Phys. Rev.* **59** 014014, 034007 (1999); Kovner A, McLerran L, Weigert H *Phys. Rev. D* **52** 3809, 6231 (1995); Kovchegov Yu V, Mueller A H *Nucl. Phys. B* **529** 451 (1998); Mueller A H *Nucl. Phys. B* **558** 285 (1999)
60. Capella A et al. *Phys. Lett. B* **337** 358 (1994)
61. Kaidalov A B, Merino C *Eur. Phys. J. C* **10** 153 (1999)
62. Kaidalov A B, Merino C, Pertermann D *Eur. Phys. J. C* **20** 301 (2001)
63. Capella A et al. *Nucl. Phys. B* **593** 336 (2001); *Phys. Rev. D* **63** 054010 (2001)
64. Ioffe B L *Phys. Lett. B* **30** 123 (1969)
65. Bjorken J D, Kogut J B *Phys. Rev. D* **8** 1341 (1973)
66. Frankfurt L L, Strikman M *Phys. Rep.* **160** 235 (1988)
67. Nikolaev N N, Zakharov B G *Z. Phys. C: Part. Fields* **49** 607 (1990)
68. Capella A et al. *Phys. Lett. B* **343** 403 (1995); *Phys. Rev. D* **53** 2309 (1996)
69. Glauber R J, in *Lectures in Theoretical Physics* Vol. 1 (Ed. W E Britten) (New York: Interscience Publ., 1959) p. 315; Ситенко А Г *УФЖ* **4** 152 (1959)
70. Грибов В Н *ЖЭТФ* **56** 892; **57** 1306 (1969)
71. Schwimmer A *Nucl. Phys. B* **94** 445 (1975)
72. Capella A et al. *Eur. Phys. J. C* **5** 111 (1998)
73. Arneodo M et al. (NMC Collab.) *Nuovo Cimento A* **107** 2141 (1994); Amaudruz P et al. (NMC Collab.) *Nucl. Phys. B* **441** 3 (1995)
74. Kaidalov A B *Nucl. Phys. A* **525** 39 (1991)
75. Werner K *Phys. Rep.* **232** 87 (1993)
76. Capella A, Kaidalov A, Tran Thanh Van J *Heavy Ion Phys.* **9** 169 (1999)
77. Back B B et al. (PHOBOS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **87** 102303 (2001)
78. Capella A, Sousa D *Phys. Lett. B* **511** 185 (2001)

Pomeranchuk singularity and high-energy hadronic interactions

A.B. Kaidalov

Institute for Theoretical and Experimental Physics

B. Chermushkinskaya ul. 25, 119259 Moscow, Russian Federation

Tel. (7-095) 129-94 31

E-mail: kaidalov@heron.itep.ru

The reggeon approach to high-energy hadronic interactions is reviewed and dynamics of Regge poles in QCD is discussed with emphasis on the Pomeranchuk singularity in complex angular momentum plane (pomeron). A possible link between the pomeron trajectory and the spectrum of glueballs is considered. High-energy hadronic interactions are described using a reggeon diagram approach, the $1/N$ -expansion of QCD, and the string model of hadrons. It is shown that the concept of a pomeron is important not only for the theory of hadronic interactions but also for understanding high-energy heavy ion collisions and the small- x physics of deep inelastic scattering.

PACS numbers: 11.55.Jy, **12.38**, – t, 12.40.Na

Bibliography — 78 references

Received 30 April 2003, revised 21 June 2003