



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

На правах рукописи
2008–16

Годизов Антон Александрович

**НЕЛИНЕЙНОСТЬ ТРАЕКТОРИЙ РЕДЖЕ
И ДИФРАКЦИЯ АДРОНОВ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ**

01.04.02 — теоретическая физика

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Протвино 2008

УДК 539.1.01

Работа выполнена в Институте физики высоких энергий (г.Протвино).

Научный руководитель – доктор физико-математических наук, профессор В.А. Петров.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук О.В. Селюгин (ОИЯИ, г. Дубна), кандидат физико-математических наук В.В. Ежела (ГНЦ ИФВЭ, г. Протвино).

Ведущая организация – НИИЯФ МГУ (г. Москва).

Защита диссертации состоится “_____” _____ 2008 г. в _____ часов на заседании диссертационного совета Д 201.004.01 при Институте физики высоких энергий по адресу: 142281, Протвино Московской обл.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФВЭ.

Автореферат разослан “_____” _____ 2008 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 201.004.01

Ю.Г. Рябов

© Государственный научный центр
Российской Федерации
Институт физики высоких энергий, 2008

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования. В настоящее время считается установленным, что квантовая хромодинамика (КХД) является фундаментальной теорией сильного взаимодействия. Однако ее непосредственное применение к расчету физических характеристик многих интересных как с теоретической, так и с экспериментальной точек зрения процессов рассеяния до сих пор затруднено. Это связано с тем фактом, что единственным известным общим методом вычисления физических величин в рамках КХД является метод теории возмущений. Но область применимости этого (как и любого другого) метода является ограниченной, и так уж сложилось, что подавляющее большинство практически важных реакций элементарных частиц, происходящих по каналу сильного взаимодействия, выпадает за пределы этой области. В частности, расчет амплитуды рассеяния даже для такого простого процесса, как упругая дифракция (рассеяние на малые углы) адронов, невозможен в рамках пертурбативной КХД.

Тем не менее, для описания дифракционных процессов при высоких энергиях существует весьма действенный теоретико-феноменологический подход к вычислению сечений рассеяния — метод аналитического продолжения по угловому моменту или метод

полюсов Редже. Однако сам по себе подход Редже является универсальным, т.е. никак не связанным ни с КХД, ни с какой-либо другой квантовополевой моделью, что выливается в его неполноту — амплитуда рассеяния в подходе Редже содержит в себе неизвестные аналитические функции одной переменной (траектории Редже и реджевские вычеты), форма которых зависит от конкретного типа фундаментального взаимодействия и должна определяться путем решения соответствующих квантовополевых уравнений для динамических величин (типа Бете-Солпитера и т. п.).

Исследуемая в данной работе проблема поведения траекторий Редже в области дифракционного рассеяния является частью более общей теоретической задачи, которая состоит в выработке единого подхода к вычислению динамических величин дифракционных процессов на основе синтеза имеющихся методов теоретического расчета (в нашем случае, реджевской теории и пертурбативной КХД). Именно функциональная форма траекторий Редже при небольших отрицательных значениях аргумента определяет энергетическую эволюцию дифракционной картины процессов рассеяния, которая, в свою очередь, содержит важную информацию о размерах и геометрической форме области дифракционного взаимодействия.

Цель диссертационной работы — теоретическое исследование поведения лидирующих траекторий Редже в дифракционной области и верификация получаемых результатов на описании различных процессов дифракционного рассеяния.

Исследование было разделено на несколько этапов:

- Построение физической картины, учитывающей основные особенности поведения траекторий Редже, на основании теоретической (КХД) и феноменологической (адронная спектроскопия и данные по дифракционному рассеянию адронов) информации, имеющей отношение к данной проблеме.
- Построение простой модели, использующей вышеупомянутую физическую картину, для описания угловых распределений различных процессов дифракционного рассеяния.

- Верификация построенной модели через описание существующих экспериментальных данных по различным реакциям дифракционного рассеяния.
- Предсказания сечений протон-протонного рассеяния при энергиях коллайдеров RHIC и LHC.

Научная новизна работы заключается в обнаружении принципиального расхождения между традиционной точкой зрения на поведение траекторий Редже в области рассеяния, основывающейся только на данных адронной спектроскопии и требующей их приближенной линейности в дифракционной области, и непосредственными следствиями явного учета поведения этих траекторий в области применимости пертурбативных методов КХД. А именно, одновременный учет данных реджевской феноменологии и асимптотического поведения траекторий Редже КХД в пертурбативной области вместе с некоторыми общими соображениями неизбежно приводит к осознанию их (траекторий) нелинейности в области дифракционного рассеяния, причем данный эффект носит настолько существенный характер, что им нельзя пренебрегать при описании дифракционного рассеяния.

Практическая ценность полученных результатов состоит в простоте и универсальности применяемой редже-эйкональной модели с нелинейными траекториями Редже, т.е. предоставляемой этой моделью возможности не только описывать имеющийся массив экспериментальных данных, но и делать предсказания для будущих экспериментов по исследованию физических характеристик самых разных дифракционных процессов.

Апробация работы и публикации. Апробация диссертации прошла в ГНЦ ИФВЭ 26 июня 2008 г.

Основные результаты, представленные в диссертации, опубликованы в журналах “Физика элементарных частиц и атомного ядра”, “Journal of High Energy Physics”, “Ядерная физика”, “Physical Review”, докладывались на научных семинарах ГНЦ ИФВЭ и на научной сессии-конференции секции ЯФ ОФН РАН “Физика фундаментальных взаимодействий” (26-30 ноября 2007 г., ИТЭФ, Москва).

Структура и объем диссертации. Работа изложена на 89 страницах печатного текста, состоит из введения, четырех глав, заключения и приложения, содержит список литературы, включающий более 120 наименований.

Содержание работы

Во Введении обоснована актуальность темы исследования, перечислены основные этапы исследования и изложена структура диссертации.

В первой главе сделан подробный обзор современного состояния дел в реджевской теории и феноменологии.

Сначала рассмотрена ситуация с вычислением траекторий Редже из КХД. Приводятся асимптотические соотношения, полученные для траекторий Редже КХД в области применимости пертурбативных методов. Кратко описан метод Балицкого-Фадина-Кураева-Липатова (метод БФКЛ), применяемый для вычисления интерсептов траекторий Редже. Показано, что основным результатом, полученный в рамках этого подхода — значение интерсепта БФКЛ-померона, — не удовлетворяет необходимому требованию ренорм-инвариантности. После краткого обзора других существующих методов констатировано, что на настоящий день ни с помощью метода БФКЛ, ни с помощью каких-либо других квантовополевых методик не удалось рассчитать из теории ни одного из интерсептов фундаментальных траекторий Редже КХД, не говоря уже о поведении этих траекторий в непertурбативной области (при малых, но ненулевых значениях аргумента).

Далее показано, что основным доводом в пользу популярного представления траекторий Редже линейными функциями является естественное желание продолжить прямые Чу-Фраучи из резонансной области в область рассеяния. При этом обычно игнорируются как асимптотические соотношения КХД, так и хорошо известный из реджевской теории факт, что траектории Редже имеют достаточно сложную аналитическую структуру (с множественными ветвлениями).

ями и т.д.), и все точки, соответствующие адронным резонансам, располагаются на нефизических листах.

В заключительной части главы проведен обзор существующих феноменологических моделей дифракционного рассеяния, перечислены их достоинства и недостатки.

Во второй главе в процессе анализа имеющейся теоретической и феноменологической информации о лидирующих реджеонах делается основной вывод о существенной нелинейности траекторий Редже в области дифракционного рассеяния.

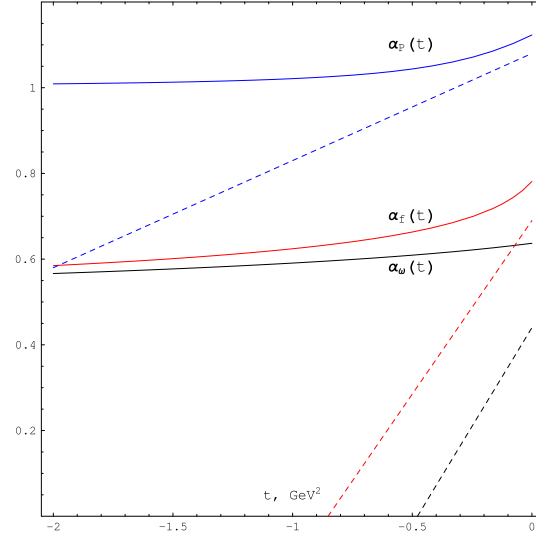


Рис. 1. Лидирующие траектории Редже мягкого померона и реджеонов f_2 и ω , полученные при описании упругого $p\bar{p}$ - и pp -рассеяния (штриховые линии: $\alpha_f^{\text{lin}}(t) = 0.69 + 0.81t$ и $\alpha_\omega^{\text{lin}}(t) = 0.44 + 0.92t$ — продолжения прямых Чу-Фраучи для реджеонов f_2 и ω , а $\alpha_P^{\text{lin}}(t) = 1.08 + 0.25t$ — обычно используемая в литературе линейная траектория мягкого померона).

Существенная нелинейность возникает из того факта, что значения интерсептов траекторий Редже не намного превышают их

(траекторий) значения в пертурбативной области, в то время как наклоны этих траекторий в нуле слишком велики, чтобы была возможность осуществить линейное продолжение хотя бы до точки $t = -1 \text{ ГэВ}^2$, не нарушая при этом монотонности этих функций (рис. 1).

В заключительной части данной главы построена редже-эйкональная модель с эйконалом

$$\begin{aligned}
\delta(s, t) &= \delta_P(s, t) + \delta_f(s, t) \mp \delta_\omega(s, t) = \\
&= \left(i + \text{tg} \frac{\pi(\alpha_P(t) - 1)}{2} \right) \beta_P(t) \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_P(t)} + \\
&+ \left(i + \text{tg} \frac{\pi(\alpha_f(t) - 1)}{2} \right) \beta_f(t) \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_f(t)} \mp \\
&\mp \left(i - \text{ctg} \frac{\pi(\alpha_\omega(t) - 1)}{2} \right) \beta_\omega(t) \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_\omega(t)},
\end{aligned} \tag{1}$$

где $\alpha_P(t)$ — траектория Редже лидирующей сингулярности, “мягкого” померона; $\alpha_f(t)$, $\alpha_\omega(t)$ — траектории вторичных реджеонов; $\beta_P(t)$, $\beta_f(t)$, $\beta_\omega(t)$ — реджевские вычеты мягкого померона и вторичных реджеонов, знак минус (плюс) перед C -нечетным вкладом соответствует рассеянию частицы на частице (античастице). Для траекторий Редже используются пробные параметризации, существенно нелинейные в дифракционной области и имеющие характерное асимптотическое поведение в пертурбативной области.

Для траектории мягкого померона применяется параметризация

$$\alpha_P(t) = 1 + p_1 \left[1 - p_2 t \left(\text{arctg}(p_3 - p_2 t) - \frac{\pi}{2} \right) \right], \tag{2}$$

асимптотическое поведение которой

$$\lim_{t \rightarrow -\infty} \alpha_P(t) = 1 \tag{3}$$

соответствует обмену глюонами при больших отрицательных значениях аргумента.

Траектории вторичных реджеонов f_2 и ω параметризованы функциями

$$\alpha_R(t) = \left(\frac{8}{3\pi} \alpha_s(\sqrt{-t + c_R}) \right)^{1/2}, \quad (4)$$

где

$$\alpha_s(\mu) = \frac{4\pi}{11 - \frac{2}{3}n_f} \left(\frac{1}{\ln \frac{\mu^2}{\Lambda^2}} + \frac{1}{1 - \frac{\mu^2}{\Lambda^2}} \right) \quad (5)$$

есть так называемая однопетлевая аналитическая бегущая константа связи; $n_f = 3$ — число учитываемых кварковых ароматов; $\Lambda \equiv \Lambda^{(3)} = 0.346$ ГэВ — размерный параметр КХД, а феноменологические параметры c_f , $c_\omega > 0$ достаточно малы, чтобы не испортить асимптотического поведения вторичных траекторий,

$$\alpha_{\bar{q}q}(t) = \sqrt{\frac{8}{3\pi} \alpha_s(\sqrt{-t})} + o(\alpha_s^{1/2}(\sqrt{-t})), \quad (6)$$

соответствующего обменов парой кварк-антикварк в пертурбативном секторе КХД.

Для получения угловых распределений используется стандартная процедура. Сначала через преобразование Фурье-Бесселя

$$\delta(s, b) = \frac{1}{16\pi s} \int_0^\infty d(-t) J_0(b\sqrt{-t}) \delta(s, t) \quad (7)$$

вычисляется эйконал в координатном представлении. Далее, через эйкональное представление амплитуды упругого рассеяния

$$T(s, b) = \frac{e^{2i\delta(s, b)} - 1}{2i}, \quad (8)$$

с использованием обратного преобразования Фурье-Бесселя,

$$T(s, t) = 4\pi s \int_0^\infty db^2 J_0(b\sqrt{-t}) T(s, b), \quad (9)$$

находится ее значение в импульсном представлении (при численном расчете интегралов в (7), (9) верхние пределы интегрирования заменяются на некоторые, достаточно большие значения) и затем

подставляется в выражение для дифференциального сечения рассеяния

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{|T(s, t)|^2}{16\pi s^2}. \quad (10)$$

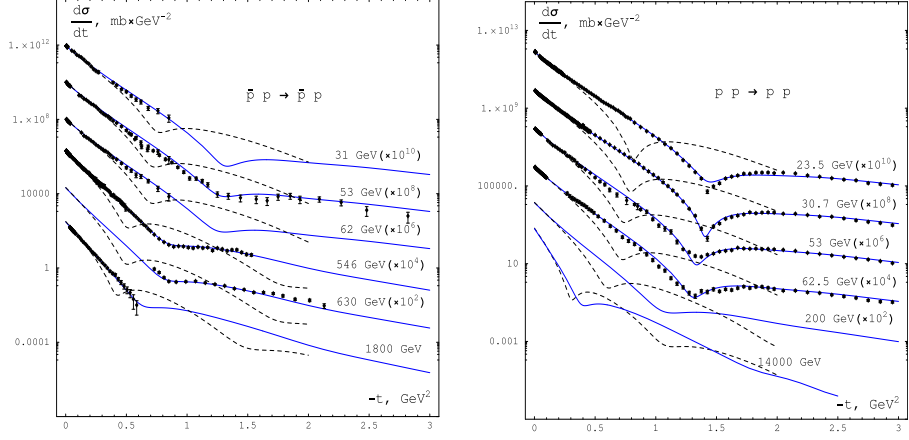


Рис. 2. Угловые распределения протон-(анти)протонного рассеяния (пунктирные линии соответствуют линейному приближению к траектории мягкого померона).

Каждый реджеон в эйконале (1) отвечает за определенный макроскопический эффект: мягкий померон — за рост сечений и сужение дифракционного пика; f_2 -реджеон — за существенное уменьшение роста (выполаживание) сечений в области не слишком больших энергий столкновения; ω -реджеон — за наблюдаемое расщепление сечений. Поэтому редже-эйкональная модель с эйконалом (1) является минимальной.

В третьей главе после введения феноменологических параметризаций для реджевских вычетов построенная редже-эйкональная модель верифицируется на описании различных процессов адрон-адронной дифракции. При этом параметры вакуумных траекторий Редже сначала фиксируются при воспроизведении угловых распределений упругого протон-(анти)протонного рассеяния при энергиях столкновения более 20 ГэВ (рис. 2). А уже затем эти траектории

используются при описании реакций рассеяния псевдоскалярных мезонов на протонах.

На рис. 2 пунктирные линии соответствуют эйконалу, в котором траектория мягкого померона заменена на ее собственное линейное приближение (т.е. учтены лишь первые два члена в разложении Маклорена). Видимое расхождение между двумя дифракционными картинками начинается уже в области $|t| \sim 0.3 \text{ ГэВ}^2$. Это напрямую связано с тем фактом, что на большем интервале переданных импульсов линейное приближение просто перестает работать (см. рис. 1).

В этой же главе представлены предсказания для полных сечений рассеяния и отношения реальной части амплитуды рассеяния вперед к мнимой в зависимости от энергии столкновения (рис. 3). В частности, для коллайдеров RHIC и LHC предсказываются значения полных сечений $\sigma_{tot}(200 \text{ ГэВ}) \approx 52 \text{ мбн}$, $\sigma_{tot}(14 \text{ ТэВ}) \approx 111 \text{ мбн}$.

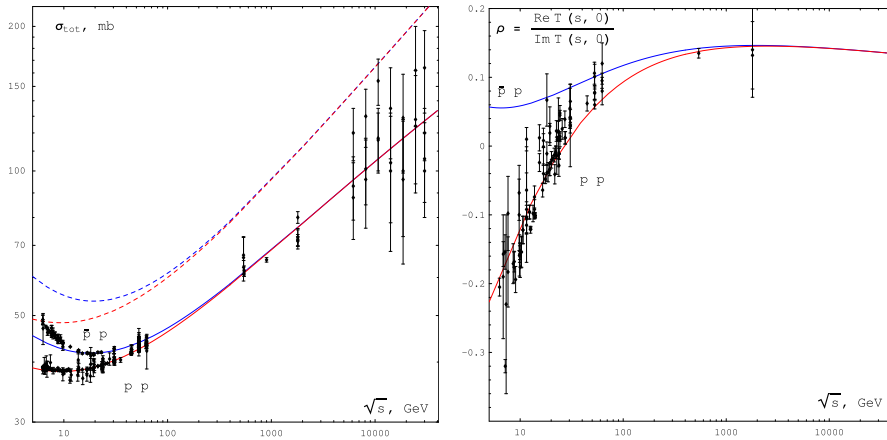


Рис. 3. Полные сечения и ρ -коэффициент протон-(анти)протонного рассеяния. Пунктирные линии соответствуют борновскому (полюсному) приближению амплитуды рассеяния.

На рис. 3 пунктирные линии соответствуют мнимой части амплитуды рассеяния вперед в борновском (полюсном) приближении. Вклад реджевских разрезов оказывается настолько значительным,

что описание экспериментальных данных без учета абсорбтивных поправок попросту теряет смысл. Важность учета абсорбтивных поправок подтверждается и при описании угловых распределений и полных сечений рассеяния псевдоскалярных мезонов на протонах.

В четвертой главе предложенная картина существенно нелинейных траекторий Редже используется для описания данных эксклюзивного фото- и электророжения векторных мезонов на протонах при энергиях столкновения более 30 ГэВ. Для этих целей строится редже-эйкональная модель, расширенная на случай частиц, лежащих вне массовой оболочки, и использующая модель векторной доминантности. Последняя применяется в модифицированном виде, чтобы не вступать в противоречие с правилами кваркового счета.

Минимальный эйконал (борновская часть амплитуды) электро-рождения векторного мезона V состоит из двух вкладов — мягкого померона, ранее использованного для описания процессов упругого рассеяния легких адронов, и “жесткого” померона, ответственного за пертурбативные эффекты в процессах, где присутствует жесткий масштаб (большая виртуальность налетающего фотона или тяжелая масса векторного мезона):

$$\begin{aligned} \delta^*(W^2, t, Q^2) &= \delta_P^*(W^2, t, Q^2) + \delta_H^*(W^2, t, Q^2) = \sqrt{\frac{3\Gamma_{V \rightarrow e^+e^-}}{\alpha_e M_V}} \frac{M_V^2}{M_V^2 + Q^2} \times \\ &\times \left[\left(i + \operatorname{tg} \frac{\pi(\alpha_P(t) - 1)}{2} \right) \bar{\Gamma}_P^{V^*V}(t, Q^2) \Gamma_P^{pp}(t) \left(\frac{W^2}{W_0^2} \right)^{\alpha_P(t)} + \right. \\ &\left. + \left(i + \operatorname{tg} \frac{\pi(\alpha_H(t) - 1)}{2} \right) \bar{\beta}_H^{V^*}(t, Q^2) \left(\frac{W^2}{W_0^2} \right)^{\alpha_H(t)} \right], \end{aligned} \quad (11)$$

где M_V — масса векторного мезона; $\alpha_e = \frac{1}{137}$ — постоянная тонкой структуры; $\Gamma_{V \rightarrow e^+e^-}$ — ширина распада векторного мезона на пару электрон-позитрон; $\alpha_P(t)$ и $\alpha_H(t)$ — траектории мягкого и жесткого померонов; $\Gamma_P^{pp}(t)$ — мягкопомеронный форм-фактор протона; $\bar{\Gamma}_P^{V^*V}(t, Q^2)$ — эффективный мягкопомеронный форм-фактор векторного мезона, а $\bar{\beta}_H^{V^*}(t, Q^2)$ — эффективный реджевский вычет

жесткого померона. В соответствии с правилами кваркового счета, $\bar{\Gamma}_P^{V^*V}(t, Q^2)$ и $\bar{\beta}_H^{V^*}(t, Q^2)$ демонстрируют умеренное (не степенное) поведение с ростом Q^2 .

Параметризация жесткого померона имеет вид

$$\alpha_H(t) = 1 + \frac{1}{A_H + [\frac{12 \ln 2}{\pi} \alpha_s(\sqrt{-t + c_H})]^{-1}}, \quad (12)$$

где $\alpha_s(\mu)$ — аналитическая однопетлевая бегущая константа связи КХД (5), а A_H и c_H — свободные параметры. Эта траектория имеет асимптотическое поведение

$$\alpha_{gg}(t) = 1 + \frac{12 \ln 2}{\pi} \alpha_s(\sqrt{-t}) + o(\alpha_s(\sqrt{-t})), \quad (13)$$

соответствующее обмену двумя глюонами при больших значениях переданного импульса.

Эйконал упругого Vp -рассеяния

$$\begin{aligned} \delta^V(W^2, t) = & \left(i + \operatorname{tg} \frac{\pi(\alpha_P(t) - 1)}{2} \right) \Gamma_P^{VV}(t) \Gamma_P^{pp}(t) \left(\frac{W^2}{W_0^2} \right)^{\alpha_P(t)} + \\ & + \left(i + \operatorname{tg} \frac{\pi(\alpha_H(t) - 1)}{2} \right) \beta_H^V(t) \left(\frac{W^2}{W_0^2} \right)^{\alpha_H(t)} \end{aligned} \quad (14)$$

(здесь $\Gamma_P^{VV}(t) \equiv \bar{\Gamma}_P^{V^*V}(t, -M_V^2)$ и $\beta_H^V(t) \equiv \bar{\beta}_H^{V^*}(t, -M_V^2)$), вследствие умеренной Q^2 -эволюции функций $\bar{\Gamma}_P^{V^*V}(t, Q^2)$ и $\bar{\beta}_H^{V^*}(t, Q^2)$, предполагается приближенно равным эйконалу фоторождения (т.е. электро-рождения при $Q^2 \approx 0$) без коэффициента векторной доминантности.

Для получения дифференциальных сечений используется расширенное эйкональное представление

$$\begin{aligned} T_{\gamma^*p \rightarrow Vp}(W^2, b, Q^2) &= \frac{\delta^*(W^2, b, Q^2)}{\delta^V(W^2, b)} T_{Vp \rightarrow Vp}(W^2, b) = \\ &= \delta^*(W^2, b, Q^2) + i\delta^*(W^2, b, Q^2)\delta^V(W^2, b) + \dots, \end{aligned} \quad (15)$$

где $T_{Vp \rightarrow Vp}(W^2, b) = \frac{e^{2i\delta^V(W^2, b)} - 1}{2i}$ — эйконализованная (унитаризованная) амплитуда упругого Vp -рассеяния в координатном представлении.

Построенная редже-эйкональная схема (15) с эйконалами (11) и (14) была успешно применена к описанию большого массива экспериментальных данных по эксклюзивному рождению векторных мезонов $\phi(1020)$ (рис. 4), $J/\psi(3096)$ (рис. 5) и $\rho(770)$.

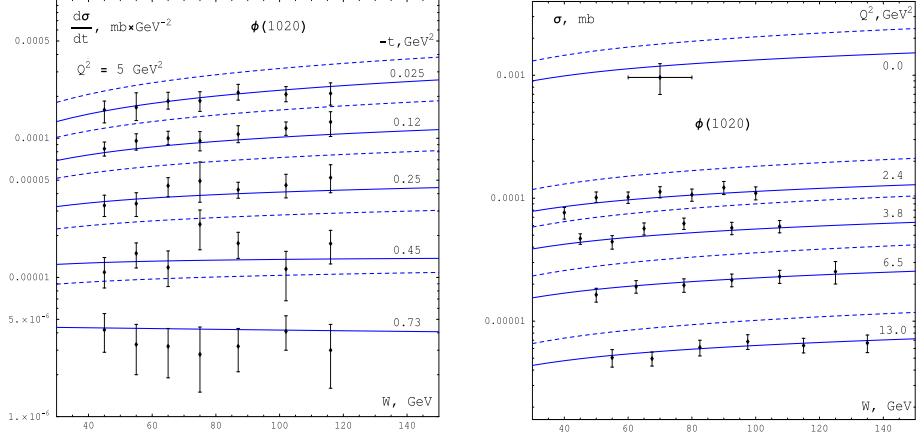


Рис. 4. Описание данных эксклюзивного электророждения мезона $\phi(1020)$ (пунктирные линии соответствуют амплитуде в борновском приближении).

Параметры траектории жесткого померона были зафиксированы при воспроизведении угловых распределений фоторождения J/ψ -мезона (рис. 5).

Как и для случаев упругого адрон-адронного рассеяния, при описании различных процессов рождения векторных мезонов была продемонстрирована значимость абсорбтивных поправок (рис. 4).

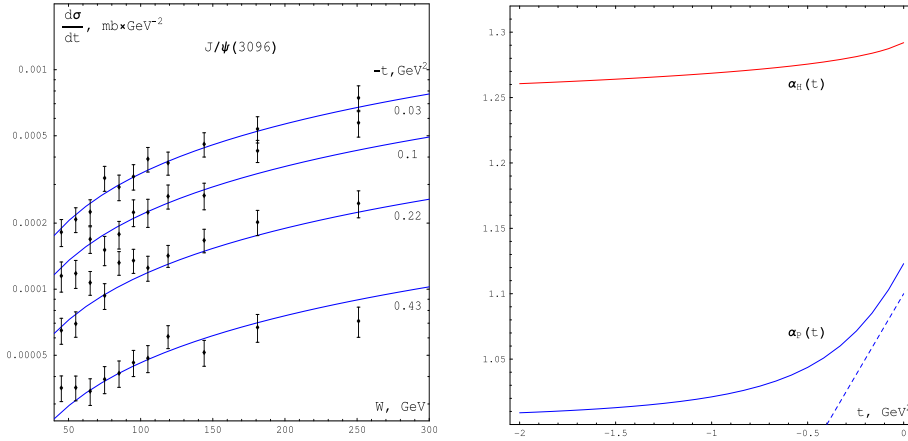


Рис. 5. Описание данных эксклюзивного фоторождения мезона $J/\psi(3096)$ и сравнение траекторий жесткого и мягкого померонов.

В Заключение перечислены основные результаты, полученные в диссертационной работе.

В Приложении изложены основы редже-эйконального подхода.

Результаты, выносимые на защиту

1. Была предложена физическая картина нелинейных в области рассеяния траекторий Редже, возникшая при попытке совместить данные адронной спектроскопии и реджевской феноменологии дифракционных процессов с фундаментальными результатами, полученными в рамках КХД. При этом было продемонстрировано, что следующая из КХД принципиальная нелинейность траекторий Редже является существенной не только в пертурбативной, но и в дифракционной области, и ею нельзя пренебрегать при описании дифракционных процессов.
2. На основании вышеупомянутой картины была построена минимальная редже-эйкональная модель с существенно нелинейными траекториями Редже и явным учетом асимптотического поведения реджеонов в пертурбативном секторе КХД.

3. В рамках предложенной модели было получено описание угловых распределений и полных сечений различных эксклюзивных процессов дифракции адронов при высоких энергиях. Сделаны предсказания для сечений протон-протонного рассеяния на коллайдерах RHIC и LHC. Было явно продемонстрировано, что линейное приближение является адекватным лишь в относительно узкой области сверхмалых передач импульса.
4. Была построена расширенная редже-эйкональная модель для процессов эксклюзивного электророждения векторных мезонов, находящаяся в согласии с правилами кваркового счета.
5. В рамках расширенной редже-эйкональной модели было получено описание имеющихся данных по эксклюзивному фото- и электророждению векторных мезонов при энергиях более 30 ГэВ. Было продемонстрировано, что нет никакой необходимости вводить противоречащую общим принципам эффективную зависимость траекторий Редже от виртуальности налетающего фотона.
6. При рассмотрении различных процессов было показано, что в общем случае пренебрежение абсорбтивными поправками неоправдано даже в области не слишком высоких энергий.

Список литературы

- [1] A.A. Godizov, V.A. Petrov. "Nonlinearity of Regge trajectories in the scattering region". *JHEP* **0707**, 083 (2007).
- [2] А.А. Годизов, В.А. Петров. "Редже-эйкональная модель для высокоэнергетического упругого дифракционного нуклон-нуклонного рассеяния с минимальным числом реджеонов". *ЭЧАЯ* **39**, 243 (2008).
- [3] А.А. Годизов. "Асимптотические свойства траекторий Редже и упругое рассеяние псевдоскалярных мезонов на нуклонах при высоких энергиях". *ЯФ* **71**, 1822 (2008).

- [4] A.A. Godizov, V.A. Petrov. “Nonlinearity of vacuum Reggeons and exclusive diffractive production of vector mesons at HERA”. *Phys.Rev. D* **78**, 034028 (2008).

Рукопись поступила 2 октября 2008 года.

А.А. Годизов.

Нелинейность траекторий Редже и дифракция адронов при высоких энергиях.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы **L^AT_EX**.

Редактор Н.В. Ежела.

Подписано к печати 06.10.2008. Формат 60 × 84/8.
Офсетная печать. Печ.л. 0,92 Уч.-изд.л. 0,85. Тираж 100. Заказ 64.
Индекс 3649.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т 2008-16, И Ф В Э, 2008
