

010-10 98766
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

17-19

2-2009-98

На правах рукописи

УДК 539.12.01



ПАСЕЧНИК
Роман Сергеевич

ИНКЛЮЗИВНЫЕ И ДИФРАКЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ
В КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКЕ:
НЕПЕРТУРБАТИВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ФАКТОРИЗАЦИИ
И СТЕПЕННЫЕ ПОПРАВКИ

Специальность: 01.04.02 — теоретическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

324.19

Дубна 2009

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Объект исследования и актуальность темы

Предметом данной диссертации являются адронные процессы, относящиеся к особому классу *жестких процессов*, в которых присутствуют два (или более) энергетических масштаба: один – это “мягкий” (адронный) масштаб, а второй – “жесткий” масштаб характерного переданного импульса. Примерами таких процессов являются глубоко-неупругое рассеяние $lp \rightarrow l'X$, инклюзивное ($pp \rightarrow HX$) и эксклюзивное дифракционное ($pp \rightarrow pHp$) образование хиггсовского бозона H , а также рождение адронных струй с большим поперечным импульсом.

Наличие “жесткого” масштаба позволяет применять методы пертурбативной Квантовой Хромодинамики (пКХД), однако некоторая часть процесса имеет исключительно непертурбативную природу и присутствует в виде кварковых и глюонных функций распределения (или фрагментации) адронов. Сечения жестких *инклюзивных* процессов могут быть представлены в виде сверток квадратов матричных элементов жесткого подпроцесса, вычисленных в рамках пКХД, с партонными распределениями соударяющихся адронов. Так называемые *теоремы факторизации* [1, 2] обеспечивают возможность отделения (факторизации) пертурбативной части от существенно непертурбативной. Последняя является универсальной в том смысле, что может быть выделена в одном процессе и использоваться для предсказания и анализа других процессов.

Глубоко-неупругое рассеяние лептонов на адронах $lh \rightarrow l'X$ рассматривается в рамках *коллинеарной факторизации* [2]. В коллинеарном подходе все участвующие в процессе частицы предполагаются находящимися на массовой поверхности и переносящими только продольные импульсы. Основными непертурбативными элементами, описывающими мягкую часть в глубоко-неупругом рассеянии, являются *степенные поправки* операторов высшего твиста [3]. В настоящее время они известны недостаточно хорошо, особенно в области передач импульса $Q^2 \sim 1 \text{ ГэВ}^2$ и менее. Ввиду малости энергетического масштаба пертурбативный анализ коэффициентных функций осложняется присутствием сингулярностей в функции силь-

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук

О.В. Теряев

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук

А.В. Котиков
(ЛТФ ОИЯИ)

доктор физико-математических наук

С.П. Баранов
(ФИАН)

Ведущая организация:

Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова (ИТЭФ), г. Москва

Защита диссертации состоится “13” сентября 2009 г. в 15 ч. 00 мин. на заседании диссертационного совета Д 720.001.01 при Объединенном институте ядерных исследований по адресу: 141980, г. Дубна, Московская область, ул. Жолио-Кюри, д. 6.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке ЛТФ ОИЯИ.

Автореферат разослан “12” августа 2009 г.

Ученый секретарь диссертационного совета.

кандидат физико-математических наук

А.Б. Арбузов

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

ной связи $\bar{\alpha}_s(Q^2)$, искажающих результаты для извлекаемых параметров высших твистов. Решение этой проблемы может быть достигнуто использованием аналитической теории возмущений (АТВ), развитой в работах Ширкова и Соловцова [4–6], а также модели Симонова для инфракрасно-стабильной константы связи, “замороженной” на массе глюоболла [7].

Известно, что расхождения предсказаний коллинеарной факторизации с экспериментальными данными по адрон-адронным взаимодействиям объясняются тем, что при малых долях продольного импульса x влияние конечных поперечных импульсов партонов становится все более существенным. Метод учета поперечных импульсов партонов приводит к так называемому *методу k_{\perp} -факторизации* [8,9]. Мягкая часть в жестких инклюзивных адрон-адронных взаимодействиях при этом описывается *непринтегрированными глюонными функциями распределения* (НиГФур). Эти существенно непertурбативные ингредиенты в настоящее время недостаточно хорошо определены, особенно в области малых поперечных импульсов (виртуальностей) глюонов q_{\perp}^2 . Как и в случае глубоко-неупругого рассеяния, характерный масштаб поперечных импульсов глюонов мал по сравнению с жестким масштабом процесса $q_{\perp} \lesssim 1$ ГэВ, что оправдывает использование аналитической константы связи при сравнительно небольшой массе рождающейся частицы [10].

Важно применить подход k_{\perp} -факторизации также к исследованию *эксклюзивных дифракционных* процессов, поскольку соответствующие наблюдаемые более чувствительны к деталям непertурбативной динамики партонов, отраженной в структуре НиГФур, чем в инклюзивных процессах. Частным случаем дифракционных процессов является так называемый *центральный эксклюзивный процесс* рождения адронной системы X – процесс протон-протонных (или протон-антипротонных) взаимодействий $pp \rightarrow pXp$, в котором имеет место отсутствие адронов в конечном состоянии между выходящими протонами и продуктами распада центральной системы X . Согласно подходу двойной дифракции Кайдалова, Хозе, Мартина и Рыскина (КХМР) [11] амплитуда центрального процесса может быть

записана в виде:

$$M = A \Im \int d^2 Q_t V_{g^*g^* \rightarrow X} \frac{f_{g,1}^{\text{off}}(x_1, x'_1, Q_t^2, k_{1,t}^2, t_1) f_{g,2}^{\text{off}}(x_2, x'_2, Q_t^2, k_{2,t}^2, t_2)}{Q_t^2 k_{1,t}^2 k_{2,t}^2}, \quad (1)$$

где $V_{g^*g^* \rightarrow X}^{c_1 c_2}$ – амплитуда жесткого подпроцесса рождения системы X при слиянии двух виртуальных глюонов с поперечными импульсами $k_{1/2,t}$, $f_g^{\text{off}}(x, x', Q_t^2, k_t^2, t)$ – обобщенные недиагональные НиГФур, описывающие мягкую часть процесса, $t_{1,2}$ – квадраты переданных импульсов вдоль каждой протонной линии (см. Рис. 1).

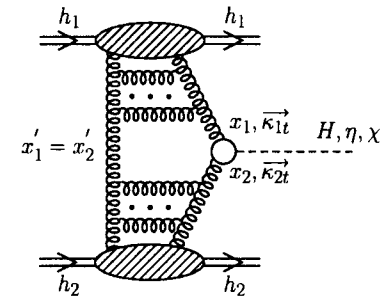


Рис. 1: Амплитуда центрального дифракционного процесса $pp \rightarrow pp\{H, \eta, \chi\}$.

Высокоэнергетическая дифракция стала актуальным предметом исследований последних лет вследствие огромного интереса, инициированного данными по адронным взаимодействиям на коллайдерах HERA и Тэватрон [12], а также в свете предстоящих экспериментальных исследований при еще больших энергиях на Большом Адронном Коллайдере (БАК) [11, 13]. Значительное отношение сигнала к фону, возможности для высокого разрешения по массе центральной системы и прямых измерений ее квантовых чисел, делают эксклюзивный центральный процесс весьма привлекательным инструментом как для изучения непertурбативной динамики КХД, так и для поисков элементов Новой Физики [11, 14].

Цель работы

- Применить метод k_{\perp} -факторизации и оценить вклад глюонных виртуальностей в дифференциальном и полном сечении инклюзивного рождения хиггсовского бозона на БАК.
- Детально исследовать процессы центрального дифракционного рождения хиггсовского бозона, тяжелых кваркониев $\chi_c(J^{++})$ и легкого псевдоскалярного η' мезона при высоких энергиях.
- Извлечь вклады высших твистов из прецизионных данных лаборатории им. Джефферсона (JLab, США) по правилу сумм Бьеркена [15] в подходе аналитической теории возмущений.

Научная новизна и практическая ценность

Научная новизна состоит в том, что в рамках подхода k_{\perp} -факторизации мы обобщили метод двойной дифракции Кайдалова, Хозе, Мартина и Рыскина (КХМР) [11] включением глюонных виртуальностей в амплитуду жесткого подпроцесса и уточнением роли недиагональных НиГФур – непертурбативных элементов k_{\perp} -факторизации. Мы показали, что такое обобщение оказывается необходимым при сравнительно небольшой массе образующейся центральной системы $M_X \sim 1$ ГэВ, поскольку основной вклад в амплитуду в этом случае приходит из непертурбативной области малых поперечных импульсов глюонов [16].

Мы провели расчет дифференциальных и полных сечений дифракционного рождения хиггсовского бозона [17], тяжелых кваркониев $\chi_c(J^{++})$ [10, 18] и псевдоскалярного η' мезона [16] в протон-протонных соударениях, получили детальные оценки теоретических неопределенностей, что представляет несомненную *практическую ценность* в свете проводимых в настоящее время измерений на Тэватроне [12], а также запланированных экспериментов на коллайдерах RHIC и БАК [13].

В области малых поперечных импульсов глюонов в подходе k_{\perp} -факторизации возникает проблема нефизических сингулярностей в бегу-

щей константе связи КХД, которая решается в аналитической теории возмущений (АТВ) (см., например, обзор [6] и ссылки внутри него). Преимущества АТВ использованы при обработке данных JLab по правилу сумм Бьеркена и анализе вкладов высших твистов – непертурбативных элементов коллинеарной факторизации. Как результат, нами было получено хорошее описание экспериментальных данных вниз вплоть до $Q \sim \Lambda_{QCD} \simeq 350$ МэВ [19].

Результаты данной диссертации представляют *практическую ценность* для теоретических исследований в Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ, г. Дубна), Институте теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова (ИТЭФ, г. Москва), в Физическом институте имени П.Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН, г. Москва), в Петербургском институте ядерной физики им. Б.П. Константинова Российской академии наук (ПИЯФ, г. С.-Петербург), Институт физики высоких энергий (ИФВЭ, г. Протвино) и других учреждениях.

Апробация работы

Материалы диссертации докладывались на:

1. семинаре в Институте теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ), 20 апреля 2009, г. Москва; доклад “Правило сумм Бьеркена, вклады высших твистов и модификация теории возмущений КХД”.
2. II Helmholtz International Summer School on Heavy quark physics, Dubna, August 11 – 21, 2008; доклад “Double-diffractive production of heavy quarkonia”.
3. Seminar at Institut für Theoretische Physik II, Ruhr-Universität, Bochum, October 23, 2007; доклад “The Bjorken Sum Rule in APT”.
4. XII WORKSHOP ON HIGH ENERGY SPIN PHYSICS, DSPIN-07, Dubna, September 3 - 7, 2007; доклад “Double diffractive production of mesons and spin effects”.

5. XLI PNPI Winter School on Nuclear and Particle Physics, Repino, 19-25 February, 2007; доклад "Double-diffractive η' -production: the QCD mechanism".

6. семинарах темы "Поля и частицы", ЛТФ, ОИЯИ, г. Дубна.

Публикации

Результаты диссертации опубликованы в пяти работах [10], [16], [17], [18], [19], из которых четыре – в реферируемых журналах из списка ВАК.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения. Общий объем диссертации составляет 119 страниц машинописного текста, включая 90 рисунков, 11 таблиц и список литературы из 201 наименования.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обсуждается современное состояние проблемы, отражена актуальность исследуемой темы, сформулированы цели и методы решения поставленных задач, излагается краткое содержание диссертации.

В первой главе – "Формализм эксклюзивного центрального рождения" – представлен краткий обзор теоретических методов, составляющих физическую основу анализа эксклюзивных дифракционных процессов. Для иллюстрации механизма двойной дифракции, на примере дифракционного рождения хиггсовского бозона построена соответствующая амплитуда на партонном уровне, далее показан переход на адронный уровень введением непроинтегрированных глюонных функций распределения (НиГФур), кратко описаны их свойства. Наконец, рассмотрен альтернативный метод померонного обмена, и показано, что с помощью общих свойств реджевской теории можно получить важные ограничения на спиновую структуру амплитуд жесткого подпроцесса.

Поскольку амплитуда центрального рождения адронной системы факторизуется, изложенные в первой главе методы могут рассматриваться как общий инструмент исследования адронных дифракционных процессов. В настоящее время все еще неясно, насколько надежны такие вычисления, и было бы очень полезно использовать этот формализм для анализа дифракционных процессов, более доступных для экспериментальных исследований. Описанный на примере образования бозона Хиггса метод двойной дифракции применяется в последующих главах диссертации для изучения реакций дифракционного рождения мезонов.

Во второй главе – "Рождение бозона Хиггса в подходе k_{\perp} -факторизации" – впервые проанализировано влияние ненулевых виртуальностей внешних глюонов в амплитуде образования скалярного бозона Хиггса. Получен матричный элемент этого процесса с учетом глюонных виртуальностей

$$M(g^*g^* \rightarrow H) = -i\delta^{ab} \frac{\alpha_s}{4\pi} \frac{1}{v} \left[(m_h^2 + \mathbf{k}_{1\perp}^2 + \mathbf{k}_{2\perp}^2 + 2|\mathbf{k}_{1\perp}||\mathbf{k}_{2\perp}| \cos \phi) \cos \phi G_1 - \frac{2(m_h^2 + \mathbf{k}_{1\perp}^2 + \mathbf{k}_{2\perp}^2 + 2|\mathbf{k}_{1\perp}||\mathbf{k}_{2\perp}| \cos \phi)^2 |\mathbf{k}_{1\perp}||\mathbf{k}_{2\perp}|}{(m_h^2 + \mathbf{k}_{1\perp}^2 + \mathbf{k}_{2\perp}^2)^2} G_2 \right],$$

(где m_h – масса хиггсовского бозона, $\mathbf{k}_{1,2\perp}$ – поперечные импульсы входящих глюонов), и найден новый по сравнению с результатами, полученными в рамках подхода с эффективным лагранжианом [20] вклад в амплитуду, пропорциональный формфактору G_2 [17].

Непосредственным приложением результатов данного анализа является случай *инклюзивного рождения хиггсовского бозона* в протон-протонных взаимодействиях на БАК. Было оценено, что относительное падение усредненного квадрата матричного элемента, вызванное заменой реальных глюонов виртуальными, составляет порядка 1% и менее при физических параметрах, характерных для будущих экспериментов на БАК, так что этот эффект может быть проверен только в прецизионных измерениях с высокой статистикой. Однако влияние ненулевых виртуальностей в угловом распределении при $\phi \approx \pi/2$ более значительно вследствие быстрого роста

второго форм фактора G_2 как функции поперечных импульсов глюонов. Относительный рост квадрата матричного элемента при $\phi = \pi/2$ составляет порядка 45 % для $|k_{1,2\perp}| \sim 50 \text{ GeV}$. Наблюдаемый эффект, однако, экстремально мал и сосредоточен лишь в окрестности $\phi = \pi/2$, что чрезвычайно усложняет его идентификацию в экспериментах с малой статистикой.

Оценено также отклонение инклюзивного сечения от $\cos^2 \phi$ зависимости, предсказываемой при отсутствии глюонных виртуальностей в амплитуде жесткого подпроцесса. Найдена незначительная асимметрия на уровне 10^{-3} около $\phi = \pi/2$. Учитывая, что ϕ -зависимость не является непосредственно измеряемой величиной, предсказанный эффект будет довольно сложно идентифицировать экспериментально.

Дифракционное сечение рождения бозона Хиггса оказалось более чувствительным к выбору НиГФуР, чем инклюзивное сечение. Расчет с пятью различными вариантами НиГФуР – распределениями ХЛ [21], GBW [22], БФКЛ [23] и гауссовым распределением с двумя различными ширинами $\sigma_0 = 0.5, 1.0 \text{ ГэВ}$ – показал довольно значительный разброс в соответствующих сечениях. Это указывает на сильную чувствительность дифракционных эффектов к непертурбативной динамике глюонов с малыми поперечными импульсами. Распределение БФКЛ приводит к сильно завышенным сечениям и требует модификации с учетом нелинейных поправок следующего порядка.

Получены также различные дифференциальные распределения и показано, в частности, что в рамках подхода КХМР сильно нарушена $\cos^2 \Phi$ -зависимость по углу между выходящими протонами, которая возникает в одноступенчатой реакции. Реальный эксперимент поможет осуществить выбор не только между различными моделями, лежащими в основе дифракционных процессов, но и значительно сузить набор допустимых НиГФуР, поставив ограничения на соответствующие дифференциальные распределения.

Итак, впервые проведены расчеты, учитывающие конечные виртуальности глюонов в амплитуде инклюзивного и дифракционного рождения скалярного бозона Хиггса в протон-протонных взаимодействиях. Численный эффект оказался довольно малым (порядка 1 %), и должен учитываться лишь в будущих экспериментах с высокой статистикой [17].

В третьей главе – “Эксклюзивное рождение скалярного $\chi_c(0^{++})$ мезона” – проведен детальный расчет дифракционного образования $\chi_c(0^{++})$ мезона в протон-антипротонных и протон-протонных соударениях. Дифракционная компонента этого процесса вычислена нами в подходе КХМР, развитому в работах [11, 24]. Единственным естественным жестким масштабом рассматриваемого процесса при вычислении полного сечения является масса кваркония, как было впервые предложено в рамках подхода КХМР. Нами обнаружена довольно сильная зависимость интегрального сечения от этого масштаба. Это означает, что большая часть сечения приходит из непертурбативной области малых поперечных импульсов глюонов. Однако в дифференциальных распределениях по поперечному импульсу мезона жестким масштабом является его поперечная масса, поэтому при незначительной массе мезона большая величина его поперечного импульса приобретает смысл нового масштаба факторизации процесса [16].

В сравнении с оригинальными расчетами КХМР мы учли виртуальности глюонов в диаграмме жесткого подпроцесса и вычислили соответствующий матричный элемент. В данной главе показано, что включение глюонных виртуальностей уменьшает сечение в 2 – 5 раз в зависимости от кинематической области и используемых НиГФуР. Неопределенность в трактовке непертурбативной области и в выборе масштаба факторизации в асимметричных НиГФуР дополнительно увеличивает общую неопределенность сечения в 2 – 3 раза.

Некоторые другие НиГФуР, широко используемые в литературе, были также применены для вычисления распределений по фейнмановской переменной x_F и быстрой мезона y , по квадратам передач 4-импульсов (t_1 и t_2), а также по относительному азимутальному углу между конечными протонами Φ . Кроме того, проанализированы корреляции по t_1 и t_2 .

Результаты довольно сильно зависят от выбора НиГФур. Это связано со значительной чувствительностью сечения рассматриваемой реакции к непертурбативной области очень малых глюонных поперечных импульсов. Таким образом, измерение дифференциальных распределений может быть весьма полезным при тестировании непроинтегрированных распределений в этой области.

Для полноты изложения вычислено также сечение в подходе с померон-померонным взаимодействием реджевского типа. Получены сечения того же порядка величины, что и в КХД подходе. Однако корреляционные функции по азимутальному углу для двух подходов сильно отличаются.

Вычислены также дифференциальные распределения для фотон-фотонного слияния. Этот вклад оказался довольно малым (доли нанобарна). Соответствующие дифференциальные распределения растут при очень малых величинах t_1 и/или t_2 , в отличие от дифракционных распределений. Корреляции по азимутальному углу также отличаются: $\cos \Phi$ для $\gamma\gamma$ -механизма и более сложная форма для дифракционной компоненты вследствие петлевого интегрирования в формуле для амплитуды.

Выполнены также вычисления распределений $d\sigma/dx_F$, $d\sigma/dy$ и полных сечений для энергий RHIC и БАК. Сравнивая эти результаты с результатами для Теватрона, мы приходим к заключению, что только измерения при различных энергиях смогут наложить существенные ограничения на выбор допустимых НиГФур.

Таким образом, эксклюзивное дифракционное рождение $\chi_c(0^{++})$ мезона в протон-протонных соударениях последовательно рассмотрено в рамках КХД факторизации с использованием мультиреджевского предела КХД и методов нерелятивистской КХД. Вклад малых поперечных импульсов глюонов в амплитуду дифракционного рождения тяжелых кварконионов оказывается существенным. Установлено, что учет глюонных виртуальностей уменьшает сечение дифракционного рождения в 2 – 5 раз в зависимости от кинематической области и используемых НиГФур [10].

В четвертой главе – “Дифракционное образование псевдоскалярного η' мезона” – впервые проанализировано эксклюзивное рождение η' мезона в протон-протонных столкновениях $pp \rightarrow p\eta'p$ при высоких энергиях в формализме непроинтегрированных глюонных распределений. Существующие модели НиГФур предсказывают сечение, которое по величине много меньше сечения, полученного WA102 коллаборацией при энергии в системе центра масс $W = 29.1$ ГэВ. Это может быть сигналом о присутствии нелидирующих реджеонов при энергиях эксперимента WA102 или указанием на существенную модификацию НиГФур в непертурбативной области очень малых поперечных импульсов. Эксперименты по эксклюзивному центральному рождению η' на RHIC, Тэватроне и БАК существенно помогли бы в решении этой проблемы.

Хорошее описание данных WA102 по полному сечению может быть достигнуто при помощи НиГФур, полученного гауссовым сглаживанием коллинеарных глюонных распределений с довольно малой величиной параметра ширины $\sigma_0 \sim 0.2-0.3$ ГэВ, явно указывая на непертурбативный эффект. Если параметр σ_0 зафиксирован по экспериментальному значению полного сечения, то одновременно мы получаем хорошее описание данных распределения $d\sigma/dx_F$ в окрестности $|x_F| < 0.2$. Этого невозможно достичь при реджевском описании процесса (с помощью померонного обмена) [25], которое приводит к слишком резкому пику при $x_F \approx 0$. Однако, подход КХМР дает слишком асимметричное (около $\Phi = \pi/2$) распределение по относительному азимутальному углу между конечными протонами по сравнению с данными WA102. Эта модель дает определенные предсказания при больших энергиях, где вклад нелидирующих реджеонов пренебрежимо мал. Экспериментальные данные при различных энергиях взаимодействия могли бы проверить эти выводы и пролить свет на динамику образования η' мезона.

Вследствие петлевого интеграла в амплитуде дифракционный механизм приводит к ощутимым отклонениям от $\sin^2 \Phi$ -зависимости (предсказываемой в моделях с однократным слиянием двух векторных объектов). Полученная зависимость сечения от фейнмановской переменной x_F несколько круче зависимости, экспериментально наблюдаемой WA102 кол-

лаборацией.

Модель с $\gamma^* \gamma^*$ слиянием приводит к сечению порядка долей нанобарна при энергии WA102 $W = 29.1$ ГэВ, т.е. менее 1 % от измеренного сечения. Такой механизм может быть важен только при экстремально малых передачах квадрата 4-импульса. К тому же он может интерферировать с КХД механизмом, что напоминает известную кулоновскую интерференцию в упругом рассеянии заряженных адронов.

Наконец, представлены результаты для эксклюзивного дифракционного рождения η_c мезона. Получены похожие сечения, как в случае образования η' . Как и ожидалось, результаты также сильно зависят от выбора НиГФур.

Итак, впервые проанализировано дифракционное рождение η' мезона в протон-протонных столкновениях. Хорошее описание данных WA102 по полному сечению достигнуто при помощи НиГФур, полученного гауссовым сглаживанием коллинеарных глюонных распределений с довольно малой шириной $\sigma_0 \sim 0.2 - 0.3$ ГэВ, явно указывая на непертурбативный эффект.

В пятой главе – “Дифракционное рождение аксиально-векторного $\chi_c(1^{++})$ и тензорного $\chi_c(2^{++})$ мезонов” – впервые получена КХД амплитуда эксклюзивного дифракционного рождения аксиально-векторного $\chi_c(1^{++})$ и тензорного $\chi_c(2^{++})$ мезонов. Вычислены соответствующие дифференциальные сечения, которые сравниваются с результатами для $\chi_c(0^{++})$. Получены аналитические выражения для соответствующих вершинных функций $g^* g^* \rightarrow \chi_c(1^{++})$ и $g^* g^* \rightarrow \chi_c(2^{++})$, проверены их асимптотические свойства.

Вершина взаимодействия $g^* g^* \chi_c(1^+)$ исчезает в пределе реальных глюонов (так называемая теорема Ландау-Янга). Согласно теореме Ландау-Янга [26, 27] симметрии относительно пространственного вращения и инверсии запрещают распад частицы спина 1 на две реальные векторные частицы (на два фотона или глюона). То же справедливо и для слияния двух реальных глюонов. Для виртуальных глюонов таких симметричных ограничений не существует. Этот факт был рассмотрен ранее при изучении

инклюзивного рождения $\chi_c(1^{++})$ мезона [28, 29]. В случае эксклюзивного рождения $\chi_c(1^{++})$ обнаруженный эффект также требует участия виртуальных глюонов (с неисчезающими поперечными импульсами).

Величина сечения оказывается очень чувствительной к выбору НиГФур, в отличие от формы распределений. Также проанализирована зависимость сечений от энергии. Предсказанное интегральное сечение рождения $\chi_c(1^{++})$ (полученное из “голой” амплитуды без учета поправок на поглощение) имеет величины при энергиях Тэватрона от долей нанобарна до нескольких нанобарн, в зависимости от модели НиГФур. Это на два порядка величины меньше, чем соответствующие сечения для рождения $\chi_c(0^{++})$ мезона [10], что является прямым следствием теоремы Ландау-Янга. Однако, поскольку брэнчинги радиационного распада $BR(\chi_c(1^{++}) \rightarrow J/\psi + \gamma) \gg BR(\chi_c(0^{++}) \rightarrow J/\psi + \gamma)$, можно ожидать заметный сигнал в канале $J/\psi + \gamma$ – соответствующий сигнал от $\chi_c(1^{++})$ оказался лишь в несколько раз меньше, чем от $\chi_c(0^{++})$. Такая ситуация резко отличается от инклюзивного рождения Р-волнового кваркония, где сигнал (в канале $J/\psi + \gamma$) $\chi_c(1^{++})$ мезона много больше, чем соответствующий сигнал для $\chi_c(0^{++})$ мезона. Более того, сигнал от $\chi_c(2^{++})$ мезона оказался доминирующим и даже превышает вклад $\chi_c(0^{++})$.

Мы вычислили дифференциальные сечения для различных спиновых поляризаций $\chi_c(1^{++})$ и $\chi_c(2^{++})$. Интегральное сечение для поляризации $\lambda = \pm 1$ ($\lambda = \pm 2$ в случае $\chi_c(2^{++})$) приблизительно на порядок величины больше, чем сечение для $\lambda = 0$ поляризации. Вклад ρ_{00} члена довольно мал и его, вероятно, очень трудно идентифицировать экспериментально. Отношение сечений слабо зависит от НиГФур, но достаточно сильно зависит от t_1 и t_2 . Аналитически предсказан кинематический эффект усиления максимальной спиральности в сечении и спиральных амплитудах.

В добавление к этому мы проанализировали угловое распределение J/ψ для распада $\chi_c(1^{++}) \rightarrow J/\psi + \gamma$ в системе покоя $\chi_c(1^{++})$. Такие распределения могут быть, в принципе, измерены на Тэватроне, давая возможность провести независимую проверку обсуждаемого дифракционного КХД механизма.

Таким образом, установлено, что вклад состояний с высшим спином заметен. В случае дифракционного рождения $\chi_c(1^{++})$ обнаруженный эффект имеет чисто виртуальную природу, указывая на нарушение теоремы Ландау-Янга глюонными виртуальностями [18]. Сигнал от радиационного распада $\chi_c(2^{++})$ мезона оказался доминирующим и превышает вклад $\chi_c(0^{++})$.

В шестой главе – “Аналитическая теория возмущений в спин-зависимом глубоко-неупругом рассеянии” – впервые обсуждается влияние сингулярностей в коэффициентных функциях на предсказания для непертурбативных элементов коллинеарной факторизации – вкладов операторов высшего твиста в операторном разложении для моментов спин-зависимых структурных функций. Дело в том, что разделение пертурбативной и непертурбативной физики может отличаться при использовании различных модификаций теории возмущений. Мы провели систематическое сравнение вкладов операторов высшего твиста, извлеченных из точных данных лаборатории им. Джефферсона (JLab, США) по правилу сумм Бьеркена в рамках обычной теории возмущений и АТВ.

Замечено, что константа связи КХД α_s в “представлении знаменателя” оказывается более предпочтительной в области малых Q [30]. Кроме того, наблюдается некоторая дуальность между высшими порядками теории возмущений и вкладами операторов высшего твиста так, что высшие порядки как бы “впитывают” в себя часть вкладов высших твистов, перемещая границу применимости пертурбативной КХД между пертурбативными и твистовыми вкладами к более низким Q .

Такая ситуация еще более существенна в АТВ, в которой сходимость ряда пертурбативных поправок и ряда твистов намного лучше. В то время как вклад твиста-4 по величине оказался больше в АТВ, чем в стандартной теории возмущений, последующие вклады существенно меньшие и быстро убывают. Это может быть следствием того, что АТВ “вбирает” в себя некоторую часть непертурбативной динамики, описываемой высшими твистами, что является второй причиной сдвига границы применимости пертурбативной КХД к более низким значениям Q . Как основной результат,

удовлетворительное описание экспериментальных данных вниз вплоть до $Q \sim \Lambda_{QCD} \simeq 350$ МэВ достигается одновременным учетом аналитических пертурбативных вкладов и высших твистов (см. Рис. 2).

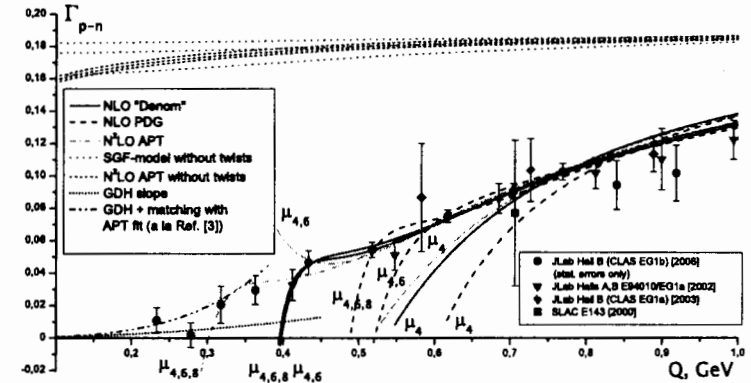


Рис. 2: Лучшие 1, 2, 3-параметрические фиты данных JLab и SLAC по правилу сумм Бьеркена, вычисленные с двухпетлевой константой связи α_s в “представлении знаменателя” (сплошные линии) и в форме $1/L$ -разложения из PDG (штриховые линии), а также в трехпетлевой АТВ (штрих-пунктирные линии) при фиксированном мировом среднем значении Λ_{QCD} .

В рамках АТВ с помощью правила сумм Герасимова-Дрелла-Хирна (ГДХ) [31] осуществлена процедура гладкого продолжения функции $\Gamma_1^{p-n}(Q^2)$ в $Q^2 = 0$. Показано, что точка “сшивки” пертурбативного и непертурбативного режимов в АТВ $Q_0^{ATB} \sim \Lambda_{QCD}$, т.е. находится существенно ниже, чем полученная в рамках стандартной теории возмущений $Q_0^{PT} \sim 1$ ГэВ.

В некотором смысле естественно, что главной причиной столь значительного продвижения вниз по Q является исчезновение нефизических сингулярностей из ряда теории возмущений. Замечено, что свободная от сингулярностей АТВ и КХД модель Симонова для “замороженной” константы связи очень близки в области $Q \gtrsim 400$ МэВ. В свете этих результатов было бы очень интересно исследовать соотношение между пертурбативной и непертурбативной физикой также и на других низкоэнергетических экспе-

риментальных данных.

Итак, аналитическая теория возмущений впервые применена для извлечения вкладов операторов высшего твиста из низкоэнергетических прецизионных экспериментальных данных по правилу сумм Бьеркена лаборатории им. Джефферсона (США). Достигнуто хорошее описание данных вплоть до низких передач импульса $Q \sim \Lambda_{QCD} \simeq 350$ МэВ [19].

В заключении кратко сформулированы полученные в диссертации результаты, которые и выносятся на защиту.

На защиту выдвигаются следующие результаты:

1. Впервые проведены расчеты, учитывающие конечные виртуальности глюонов в амплитуде инклюзивного и дифракционного рождения скалярного бозона Хиггса в протон-протонных взаимодействиях. Численный эффект оказался довольно малым (порядка 1 %), и должен учитываться лишь в будущих экспериментах с высокой статистикой [17].
2. Эксклюзивное дифракционное рождение тяжелых кваркониев в протон-протонных соударениях при энергиях RHIC, Тэватрона и БАК последовательно рассмотрено в рамках КХД факторизации с использованием мультiredжевского предела КХД и методов перелативистской КХД. Учет глюонных виртуальностей уменьшает сечение дифракционного рождения в 2 – 5 раз в зависимости от кинематической области и используемых НиГФуР [10, 18].
3. Аналитическая теория возмущений впервые применена для извлечения вкладов операторов высшего твиста из низкоэнергетических прецизионных экспериментальных данных по правилу сумм Бьеркена лаборатории им. Джефферсона (США). Достигнуто хорошее описание данных вплоть до низких передач импульса $Q \sim \Lambda_{QCD} \simeq 350$ МэВ [19].

По теме диссертации опубликованы следующие работы

- R. S. Pasechnik, A. Szczurek and O. V. Teryaev, "Central exclusive production of scalar χ_c meson at the Tevatron, RHIC and LHC energies," Phys. Rev. D **78**, 014007 (2008), (22 pp.);
- A. Szczurek, R. S. Pasechnik and O. V. Teryaev, " $pp \rightarrow pp\eta'$ reaction at high energies," Phys. Rev. D **75**, 054021 (2007), (12 pp.);
- R. S. Pasechnik, O. V. Teryaev and A. Szczurek, "Scalar Higgs boson production in a fusion of two off-shell gluons," Eur. Phys. J. C **47**, 429 (2006), (7 pp.);
- R. S. Pasechnik, D. V. Shirkov and O. V. Teryaev, "Bjorken Sum Rule and pQCD frontier on the move," Phys. Rev. D **78**, 071902 (2008), (5 pp.);
- Р. С. Пасечник, О. В. Теряев и Д. В. Ширков, "Аналитическая теория возмущений, правило сумм Бьеркена и высшие твисты," Сборник трудов семинара «Современные проблемы физики элементарных частиц», посвященного памяти И. Л. Соловцова, 17-18 января, г. Дубна (ЛТФ ОИЯИ), под редакцией А. П. Бакулева, А. Е. Дорохова, С. В. Михайлова, А. В. Нестеренко, О. П. Соловцовой (12 стр.).

Список литературы

- [1] A. V. Efremov and A. V. Radyushkin, Riv. Nuovo Cim. **3N2**, 1 (1980).
- [2] J. C. Collins, D. E. Soper and G. Sterman, Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **5**, 1 (1988).
- [3] A. V. Efremov and A. V. Radyushkin, Theor. Math. Phys. **44**, 573 (1980).
- [4] D. V. Shirkov and I. L. Solovtsov, Phys. Rev. Lett. **79**, 1209 (1997).
- [5] D. V. Shirkov, Theor. Math. Phys. **127**, 409 (2001), [hep-ph/0012283](#).
- [6] D. V. Shirkov and I. L. Solovtsov, Theor. Math. Phys. **150**, 132 (2007), [hep-ph/0611229](#).
- [7] Y. A. Simonov, Phys. Atom. Nucl. **65**, 135 (2002).
- [8] S. Catani, M. Ciafaloni and F. Hautmann, Phys. Lett. **B242**, 97 (1990).
- [9] L. V. Gribov, E. M. Levin and M. G. Ryskin, Phys. Rept. **100**, 1 (1983).
- [10] R. S. Pasechnik, A. Szczurek and O. V. Teryaev, Phys. Rev. **D78**, 014007 (2008).
- [11] V. A. Khoze, A. D. Martin and M. G. Ryskin, Phys. Lett. **B401**, 330 (1997).
- [12] T. Aaltonen *et al.* (2009), 0902.1271.
- [13] M. Albrow *et al.* CERN-LHCC-2006-039.

- [14] J. R. Forshaw (2009), 0901.3040.
- [15] A. Deur *et al.*, Phys. Rev. **D78**, 032001 (2008).
- [16] A. Szczurek, R. S. Pasechnik and O. V. Teryaev, Phys. Rev. **D75**, 054021 (2007).
- [17] R. S. Pasechnik, O. V. Teryaev and A. Szczurek, Eur. Phys. J. **C47**, 429 (2006).
- [18] R. S. Pasechnik, A. Szczurek and O. V. Teryaev (2009), 0901.4187.
- [19] R. S. Pasechnik, D. V. Shirkov and O. V. Teryaev, Phys. Rev. **D78**, 071902 (2008).
- [20] A. V. Lipatov and N. P. Zotov, Eur. Phys. J. **C44**, 559 (2005).
- [21] D. Kharzeev and E. Levin, Phys. Lett. **B523**, 79 (2001).
- [22] K. J. Golec-Biernat and M. Wusthoff, Phys. Rev. **D60**, 114023 (1999).
- [23] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov and V. S. Fadin, Sov. Phys. JETP **45**, 199 (1977).
- [24] V. A. Khoze, A. D. Martin, M. G. Ryskin and W. J. Stirling, Eur. Phys. J. **C35**, 211 (2004).
- [25] N. I. Kochelev, T. Morii and A. V. Vinnikov, Phys. Lett. **B457**, 202 (1999).
- [26] L. D. Landau, Dokl. Akad. Nauk. USSR **60**, 207 (1948).
- [27] C. N. Yang, Phys. Rev. **17**, 242 (1950).
- [28] P. Hagler, R. Kirschner, A. Schafer, L. Szymanowski and O. V. Teryaev, Phys. Rev. Lett. **86**, 1446 (2001).
- [29] S. P. Baranov and A. Szczurek, Phys. Rev. **D77**, 054016 (2008).
- [30] D. V. Shirkov, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **162**, 33 (2006).
- [31] S. B. Gerasimov, Sov. J. Nucl. Phys. **2**, 430 (1966).