

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

**Аникин Игорь Валерьевич**

**Вклады высшего твиста в жестких процессах  
КХД**

Специальность: 01.04.02 — теоретическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Дубна — 2014

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

Научный консультант:

доктор физико-математических наук  
Теряев Олег Валерианович (ЛТФ ОИЯИ)

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук  
профессор, ведущий научный сотрудник  
Ким Виктор Тимофеевич  
(ПИЯФ НИЦ Курчатовский институт, Гатчина)

доктор физико-математических наук  
ведущий научный сотрудник  
Баранов Сергей Павлович (ФИАН, Москва)

доктор физико-математических наук  
ведущий научный сотрудник  
Ларин Сергей Александрович (ИЯИ РАН, Москва)

Ведущая организация — МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

Защита состоится «        »                    2014 г. в            час. на заседа-  
нии диссертационного совета Д 720.001.01 в Лаборатории теоретической  
физики имени Н.Н. Боголюбова Объединенного института ядерных иссле-  
дований (141980, Дубна, Московская обл., ул. Жолио Кюри, д. 6)

С диссертацией можно ознакомиться в Научно-технической библиотеке  
и на сайте Объединенного института ядерных исследований

Автореферат разослан « \_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2014 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета

Арбузов Андрей Борисович

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность темы исследований

В течение десятилетий вся наиболее важная информация о внутренней структуре адронов собиралась на основе исследований инклюзивных процессов по рассеянию лептонов. Инклюзивные процессы – это процессы с недектируемыми частицами в конечном состоянии, где лептоны с высокой энергией рассеивались на нуклонной мишени в кинематическом режиме с большими значениями квадратов передачи импульса  $Q^2$ . При этом значения бьеркеновских долей импульса активного кварка  $x_B$  равны конечным величинам. Это так называемый бьеркеновский режим (бьеркеновский предел), а процессы, происходящие при таких режимах, относятся к *жестким* процессам [1]. Однако с развитием новых классов ускорителей с очень высокой светимостью, в последние несколько лет стало возможным изучать структуру адронов с помощью эксклюзивных жестких процессов, в которых, в отличие от инклюзивных процессов, все частицы в начальном и конечном состоянии известны и хорошо детектируемы на эксперименте. В частности, для таких будущих ускорителей, как Международный Линейный Коллайдер (МЛК, ILC), исследования такого рода жестких процессов является значимой частью в общем числе научных программ и проектов.

На фоне отсутствия полного теоретического понимания конфайнмента цвета, единственным методом приложения квантовой хромодинамики (КХД) является метод, который основывается на разделения (факторизации) динамик, связанных с малыми и большими расстояниями. Процессы, которые происходят на малом расстоянии (или при больших энергиях), могут быть описаны обычными пертурбативными теориями с использованием теории возмущений по малой константе взаимодействия (пертурбативная КХД). Причем, такие подпроцессы не зависят от динамики на больших расстояниях (или при малых энергиях).

С другой стороны, части амплитуд подпроцессов на больших расстояниях могут быть параметризованы в терминах матричных элементов от различных комбинаций кварк-глюонных операторов между адронными состояниями, включая и вакуумные состояния. Данные матричные элементы обладают непертурбативной природой и не могут быть вычислены в рамках пертурбативной КХД. Поэтому информация о таких объектах обычно извлекается из эксперимента или вычисляется в рамках каких-либо непертурбативных подходов, например в решеточных моделях. Основные свойства таких непертурбативных объектов, например свойства симметрии по отношению к пространственно-временным преобразованиям

ям или свойства эволюции по какой-либо переменной, можно фиксировать исходя из первых принципов.

С математической точки зрения, физическая процедура разделения динамик описывается теоремой факторизации или факторизационной процедурой. Теорема факторизации утверждает, что при больших значениях переданного импульса, которые обычно выражаются через виртуальность фотона  $Q^2$ , амплитуда данного процесса может быть оценена с помощью разложения по малой величине  $1/Q^2$  и представлена в виде, в котором динамики больших и малых расстояний факторизованы. Например, в скалярной теории любую амплитуду процесса в  $\alpha$ -представлении условно можно записать в виде интеграла Лапласа с интегрантом в виде произведения предэкспоненциальной, относительно большого параметра, и экспоненциальной функций [2]:

$$F(Q^2) = \int_0^{\infty} d\alpha g(\alpha) \exp[-Q^2 f(\alpha)] = \frac{g(0)}{Q^2 f'(0)} + O(1/Q^2), \quad (1)$$

где  $Q^2$  есть некий большой и положительный параметр, а функция  $f(\alpha)$  имеет минимум (но не экстремум) в точке  $\alpha = 0$ , причем  $f(0) = 0$ ,  $f'(0) > 0$ . В общем случае, мера интегрирования определяется многомерными  $\alpha$ -переменными, а функции  $g(\alpha)$  и  $f(\alpha)$  имеют довольно сложный вид по  $\alpha$ -переменным и выражаются через соответствующие однородные функции, структуры которых определяются конкретными диаграммами Фейнмана. Заметим, что при асимптотической оценке (1) значения  $g(0)$  и  $f'(0)$  в итоге будут ассоциированы с мягкими (непертурбативными) и жесткими (пертурбативными) частями амплитуд, соответственно, которые независимы друг от друга.

Для удобства классификации поправок типа  $1/Q^2$  вводят понятие геометрического твиста как разности массовой размерности оператора и его лоренцевского спина:  $\tau = d - j$  [3]. Геометрический твист определяется только для локальных кварк-глюонных операторов, которые преобразуются по определенному лоренцевскому представлению и, следовательно, имеют определенный спин. Кроме того, твист связан с определенной степенью поправок, например как  $(1/Q^2)^{\tau/2-1}$ .

В связи с этим, становится актуальной разработка методов вычисления и учета поправок по  $1/Q^2$  в различных порядках теории возмущения по константе взаимодействия. Данные поправки особо важны для теоретического и экспериментального анализа жестких процессов в области умеренных значений  $Q^2$ .

Диссертации посвящена разработке и дальнейшему развитию наиболее эффективных методов учета поправок высшего твиста для исследования

составной структуры адронов на основе различных схем факторизации, примененных к различным жестким процессам. В частности, предложена и развита коллинеарная факторизация на световом конусе, в основе которой лежит факторизация в импульсном представлении вокруг доминантного свето-подобного направления. Данный метод ведет к наиболее естественным определениям соответствующих корреляторов, которые в общем случае не являются независимыми. Редукция их числа к минимальному набору независимых корреляторов достигнута с помощью, во-первых, использования определенных интегральных соотношений, которые вытекают из уравнений движения КХД и, во-вторых, требования инвариантности амплитуд рассеяния относительно обобщенных лоренцевских вращений на световом конусе, описываемых свето-подобным вектором  $n^\mu$  фиксирующим калибровку. Кроме того, для описания нуклонных жестких процессов предложенный метод включает способ факторизации на основе ковариантного подхода без выделения доминантного направления на световом конусе. Условно можно сказать, что предложенный подход представляет собой эффективную комбинацию факторизаций в импульсном и координатном представлении.

### Цели и методы исследования

В диссертации решаются следующие основные задачи.

- 1) Разработка эффективных методов учета вкладов высшего твиста, которые позволяют получать полные выражения для калибровочно-инвариантных амплитуд жестких процессов с участием адронов с произвольным спином.
- 2) Исследование аналитических свойств амплитуд глубоко-виртуального комптоновского рассеяния и амплитуд жесткого электроорождения векторных мезонов в рамках факторизации КХД.
- 3) Построение обобщения предложенного метода учета высшего твиста для процессов рождения двух  $\rho$  мезонов в  $\gamma\gamma^*$ -столкновениях.
- 4) Выполнение теоретического анализа возможности исследования экзотических гибридных (кварк-антикварк-глюонных) состояний с  $J^{PC} = 1^{-+}$  в двух-фотонных столкновениях.
- 5) Разработка наиболее общего, не зависящего от конкретных параметризаций, операторного метода выделения вкладов Вандзуры-Вильчека для процессов с трех-кварковыми корреляторами, который основан на использовании конформного разложения нелокальных операторов в спинорно-твисторном представлении.
- 6) Вычисление вкладов высшего твиста для нуклонных электромагнитных формфакторов в рамках правил сумм на световом конусе вплоть

до поправок  $O(\alpha_S)$  к вкладам амплитуд распределения твиста 3 и 4.

7) Изучение вкладов высшего твиста в рамках предложенной факторизации КХД для инклюзивных и полунклюзивных жестких процессов типа Дрелла-Яна и  $e^+e^-$  аннигиляции, где в различных струях рождаются два адрона.

Как отмечено выше, основным методом в диссертации является метод факторизации КХД, который позволяет разделять динамику при высоких и низких энергиях и изучать их по-отдельности. Помимо этого, при проведении теоретических исследований использовались стандартные хорошо известные методы квантовой теории поля и математической физики: метод фейнмановских диаграмм, метод ренормгруппы, методы представлений теории групп, аналитические методы на основе дисперсионных соотношений и др.

### Научная новизна и значимость

Основные результаты диссертации, выносимые на защиту, являются новыми и важными для развития современной физики высоких энергий. Приоритет автора в получении решения основных задач диссертации признается мировым сообществом, что подтверждается цитированием и использованием его результатов в дальнейших исследованиях другими учеными как в нашей стране, так и за рубежом. В диссертации развиты наиболее эффективные методы учета поправок высшего твиста в амплитудах различных процессах, идущих при высоких и умеренных энергиях, на основе различных схем факторизации КХД.

Разработка эффективного подхода, который позволяет существенно расширить область применения метода факторизации КХД на случай поправок от высшего твиста, открывает новое широкое направление теоретических исследований. Значимость данных исследований определяется требованиями современных экспериментов на существующих и будущих ускорителях, для которых теоретические расчеты и предсказания являются абсолютно важными и необходимыми.

Решаемые на основе предложенных в диссертации методов задачи являются актуальными и весьма значимыми для современных экспериментов в физике высоких и умеренных энергий на ускорителях HERA, LEP, ILC и др.

Важно подчеркнуть, что все теоретические результаты либо уже нашли свое применение при анализе данных соответствующих экспериментов, либо являются важными для дальнейших экспериментальных исследований. Так, в рамках предложенного метода факторизации КХД при анализе данных коллаборации L3 (LEP) по рождению двух  $\rho$  мезонов в двух-фотонных

столкновениях подтверждено и обобщено на случай виртуальных фотонов утверждение Н.Н. Ачасова о роли экзотического четырех-кваркового мезона [4]. Сделано предсказание о существовании экзотического четырех-кваркового изотензорного мезона с массой в районе 1.6 GeV. Также при теоретическом изучении процессов рождения экзотического гибридного кварк-антикварк-глюонного мезона с  $J^{PC} = 1^{-+}$  в электрон-протонных и двух-фотонных столкновениях обоснована возможность исследования данных экзотических мезонов в экспериментах на существующих и планируемых ускорителях (ILC).

### Положения, выносимые на защиту

Автором впервые получены и выносятся на защиту следующие основные результаты диссертации.

1. Предложен метод, на основе которого впервые вычислены вклады высшего твиста в амплитудах глубоко-неупругого комптоновского рассеяния на бесспиновой мишени. Построено обобщение на случай различных жестких эксклюзивных процессов с участием адронов с произвольным спином. Предложен альтернативный способ вывода соотношений Вандзуры-Вильчека для пионных обобщенных партонных распределений и пионных обобщенных амплитуд распределений, основу которого составляет требование инвариантности амплитуд по отношению к обобщенным лоренцевским вращениям.

2. Исследованы аналитические свойства амплитуды глубоко-виртуального комптоновского рассеяния и амплитуды жесткого электроорождения векторных мезонов. Показано, что точка вычитания в соответствующих дисперсионных соотношениях определяется так называемым  $D$ -членом, который необходим для выполнения фундаментального свойства полиномиальности обобщенных партонных распределений.

3. На основе предложенного подхода впервые вычислены вклады высшего твиста для процессов рождения двух  $\rho$  мезонов в  $\gamma\gamma^*$ -столкновениях. При анализе экспериментальных данных, представленных коллаборацией L3 (LEP), показана возможность существования экзотического четырех-кваркового резонанса с массой в районе 1.6 GeV. Показано, что решающую роль в данном случае играют вклады твиста 4 в амплитудах процессов  $\gamma\gamma^* \rightarrow \rho^0\rho^0$  и  $\gamma\gamma^* \rightarrow \rho^+\rho^-$ . Проведен теоретический анализ и обоснована возможность исследования экзотических гибридных (кварк-антикварк-глюонных) состояний в двух-фотонных столкновениях.

4. Разработан альтернативный, не зависящий от конкретных параметризаций, операторный метод выделения вкладов Вандзуры-Вильчека

для процессов с трех-кварковыми корреляторами, который основан на использовании конформного разложения нелокальных операторов в спинорном/твисторном представлении. В рамках правил сумм КХД на световом конусе вычислены нуклонные электромагнитные формфакторы вплоть до  $\alpha_S$ -поправок к вкладам от амплитуд распределения твиста 3 и 4. На основе проведенного численного анализа сделан вывод о том, что электромагнитные формфакторы могут быть описаны с ожидаемой точностью в 10-20%, используя при этом нуклонные амплитуды распределений, достаточно слабо отличающиеся от асимптотических форм.

**5.** Впервые вычислены вклады высшего твиста в жестких процессах электророждения поперечно-поляризованного  $\rho$  мезона и экзотического гибридного кварк-антикварк-глюонного мезона с  $J^{PC} = 1^{-+}$ . Показано, что вопреки наивным ожиданиям амплитуда эксклюзивного жесткого электророждения гибридного мезона имеет неисчезающий вклад твиста 2. Соответствующие кварк-антикварковые корреляторы на световом конусе включают глюонные компоненты засчет, во-первых, калибровочной инвариантности и, во-вторых, использования уравнений движения КХД. Обоснована возможность исследования экзотических гибридных мезонов на эксперименте.

**6.** На основе использования контурной калибровки для глюонных полей, зависящей от выбранного пути в пространстве Минковского, впервые обнаружен новый вклад высшего твиста 3 в жестких процессах Дрелла-Яна с поперечно-поляризованным адроном, с помощью которого решается проблема абелевой калибровочной инвариантности адронного тензора данного процесса. Показано, что учет полученных новых вкладов в односпиновую асимметрию процесса Дрелла-Яна с поперечно-поляризованным адроном ведет к дополнительному общему фактору 2, что важно для сравнения с экспериментом. Развита новая методика факторизации, которая может быть применима для любого процесса с двумя токами, и продемонстрировано приложение разработанного метода на случай  $e^+e^-$  аннигиляции, где рождаются два адрона.

### Достоверность результатов

Вычисления, проделанные в диссертации, основываются на использовании стандартных методов квантовой теории поля. Все новые результаты проверялись на предмет соответствия (для ряда предельных случаев) известным классическим достижениям в данной области теоретической физики. Во многих случаях оригинальные результаты диссертации в дальнейшем проверялись и воспроизводились другими исследователями.



## Апробация работы

Материалы данной диссертации широко известны специалистам, работающим в области теории и феноменологии физики высоких энергий. Результаты диссертации неоднократно докладывались и обсуждались на семинарах Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова ОИЯИ (Дубна), Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (Москва), на теоретических семинарах зарубежных научных центров: ЦЕРН (Женева, Швейцария), DESY (Гамбург, Германия), LNF (Фраскати, Италия), Университетов городов Париж (Франция), Регенсбург и Бохум (Германия), Центре Теоретической Физики Высшей политехнической школы (СРНТ Ecole Polytechnique, Франция), КЕК (Цукуба, Япония); на ряде международных конференций и рабочих совещаний, например

- XV Workshop on high energy spin physics (DSPIN-13), Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

- 20th International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects (DIS 2012)

- XIV International Workshop on High Energy Physics "DSPIN-11 Dubna, Russia, September 20 - 24, 2011

- 35th International Conference on High Energy Physics (ICHEP 2010) 21-28 Jul 2010. Paris, France

- 19th International Spin Physics Symposium (SPIN 2010) 27 Sep - 2 Oct 2010. Juelich, Germany

- Conference PHOTON-09, DESY, Hamburg, May 11-15, 2009

- 33rd International Conference on High Energy Physics (ICHEP 2006) 26 Jul - 2 Aug 2006. Moscow, Russia

## Публикации и личный вклад автора

Основные результаты диссертации опубликованы в виде 26 статей в ведущих российских и зарубежных физических журналах, входящих в Перечень ВАК. Помимо этого, по материалам диссертации опубликованы 10 работ в трудах конференций и рабочих совещаний. Основные работы по диссертации имеют высокую цитируемость и хорошо известны специалистам.

Основные положения и выводы диссертации являются результатом самостоятельных исследований автора. Вклад автора является определяющим, им осуществлялась формулировка задач, разработка методов их решения, развитие необходимого математического аппарата, подготовка текстов публикаций, а также переписка с редакциями научных журналов и рецензентами.

По материалам диссертации опубликованы следующие работы.

**Публикации по материалам диссертации**  
**I. Статьи в рецензируемых журналах**

1. I. V. Anikin and A. N. Manashov, *Higher twist nucleon distribution amplitudes in Wandzura-Wilczek approximation* // **Phys. Rev. D** **89**, 014011 (2014) (11 pages)
2. I. V. Anikin, V. M. Braun and N. Offen, *Nucleon Form Factors and Distribution Amplitudes in QCD* // **Phys. Rev. D** **88**, 114021 (2013) (26 pages)
3. I. V. Anikin and I. O. Cherednikov, *Space-time structure of polynomiality and positivity for GPDs* // **Phys. Rev. D** **88**, 105023 (2013) (7 pages)
4. I. V. Anikin, R. S. Pasechnik, B. Pire and O. V. Teryaev, *Gauge Invariance of DVCS off an Arbitrary Spin Hadron: The Deuteron Target Case* // **Eur. Phys. J. C** **72**, 2055 (2012) (9 pages)
5. I. V. Anikin and O. V. Teryaev, *Gauge invariance, causality and gluonic poles* // **Phys. Lett. B** **690**, 519 (2010) (7 pages)
6. I. V. Anikin, D. Y. Ivanov, B. Pire, L. Szymanowski and S. Wallon, *QCD factorization beyond leading twist in exclusive  $\rho(T)$  meson production* // **Acta Phys. Polon. B** **40**, 2131 (2009) (8 pages)
7. I. V. Anikin, D. Y. Ivanov, B. Pire, L. Szymanowski and S. Wallon, *On the description of exclusive processes beyond the leading twist approximation* // **Phys. Lett. B** **682**, 413 (2010) (6 pages)
8. I. V. Anikin, I. O. Cherednikov, N. G. Stefanis and O. V. Teryaev, *Duality between different mechanisms of QCD factorization in  $\gamma^* \gamma$  collisions* // **Eur. Phys. J. C** **61**, 357 (2009) (11 pages)
9. I. V. Anikin and O. V. Teryaev, *Dispersion relations and QCD factorization in hard reactions* // **Fizika B** **17**, 151 (2008) (8 pages)
10. I. V. Anikin and O. V. Teryaev, *Dispersion relations and subtractions in hard exclusive processes* // **Phys. Rev. D** **76**, 056007 (2007) (4 pages)
11. I. V. Anikin and O. V. Teryaev, *Factorization and transverse momentum in double inclusive  $e^+ e^-$  annihilation* // **Phys. Part. Nucl. Lett.** **6**, 3 (2009) (18 pages)

12. I. V. Anikin, B. Pire, L. Szymanowski, O. V. Teryaev and S. Wallon, *On exotic hybrid meson production in  $\gamma^* \gamma$  collisions* // **Eur. Phys. J. C** **47**, 71 (2006) (9 pages)
13. I. V. Anikin, B. Pire, L. Szymanowski, O. V. Teryaev and S. Wallon, *Hard electroproduction of hybrid mesons* // **Czech. J. Phys.** **55**, A229 (2005) (6 pages)
14. I. V. Anikin, B. Pire and O. V. Teryaev, *Do  $L3$  data indicate the existence of an isotensor meson?* // **Acta Phys. Polon. B** **37**, 883 (2006) (4 pages)
15. I. V. Anikin, B. Pire and O. V. Teryaev, *Search for isotensor exotic meson and twist 4 contribution to  $\gamma^* \gamma \rightarrow \rho \rho$*  // **Phys. Lett. B** **626**, 86 (2005) (9 pages)
16. I. V. Anikin, B. Pire, L. Szymanowski, O. V. Teryaev and S. Wallon,  *$\pi$  eta pair hard electroproduction and exotic hybrid mesons* // **Nucl. Phys. A** **755**, 561 (2005) (4 pages)
17. I. V. Anikin, B. Pire, L. Szymanowski, O. V. Teryaev and S. Wallon, *On BLM scale fixing in exclusive processes* // **Eur. Phys. J. C** **42**, 163 (2005) (6 pages)
18. I. V. Anikin, B. Pire, L. Szymanowski, O. V. Teryaev and S. Wallon, *Exotic hybrid mesons in hard electroproduction* // **Phys. Rev. D** **71**, 034021 (2005) (15 pages)
19. I. V. Anikin, B. Pire, L. Szymanowski, O. V. Teryaev and S. Wallon, *Deep electroproduction of exotic hybrid mesons* // **Phys. Rev. D** **70**, 011501 (2004) (4 pages)
20. I. V. Anikin, B. Pire and O. V. Teryaev, *On  $\gamma \gamma^*$  production of two  $\rho^0$  mesons* // **Phys. Rev. D** **69**, 014018 (2004) (9 pages)
21. I. V. Anikin and O. V. Teryaev, *Genuine twist three in exclusive electroproduction of transversely polarized vector mesons* // **Phys. Lett. B** **554**, 51 (2003) (13 pages)
22. I. V. Anikin and O. V. Teryaev, *Nonfactorized genuine twist 3 in exclusive electro production of vector mesons* // **Nucl. Phys. A** **711**, 199 (2002) (4 pages)

23. I. V. Anikin, D. Binosi, R. Medrano, S. Noguera and V. Vento, *Single spin asymmetry parameter from deeply virtual Compton scattering of hadrons up to twist - three accuracy. 1. Pion case* // **Eur. Phys. J. A** **14**, 95 (2002) (9 pages)
24. I. V. Anikin, A. E. Dorokhov, A. E. Maksimov, L. Tomio and V. Vento, *Nonforward parton distributions of the pion within an effective single instanton approximation* // **Nucl. Phys. A** **678**, 175 (2000) (12 pages)
25. I. V. Anikin and O. V. Teryaev, *Wandzura-Wilczek approximation from generalized rotational invariance* // **Phys. Lett. B** **509**, 95 (2001) (11 pages)
26. I. V. Anikin, B. Pire and O. V. Teryaev, *On the gauge invariance of the DVCS amplitude* // **Phys. Rev. D** **62**, 071501 (2000) (5 pages)

## II. Материалы конференций и рабочих совещаний

27. I. V. Anikin, A. Besse, D. Y. Ivanov, B. Pire, L. Szymanowski and S. Wallon, *Theory and phenomenology of helicity amplitudes for high energy exclusive leptonproduction of the  $\rho$ -meson* // **PoS QNP 2012**, 056 (2012) (5 pages)
28. I. V. Anikin and O. V. Teryaev, *Gauge invariance, gluonic poles and single spin asymmetry in Drell-Yan processes* // **J. Phys. Conf. Ser.** **295**, 012057 (2011) (5 pages)
29. I. V. Anikin, R. S. Pasechnik, B. Pire and O. V. Teryaev, *DVCS off deuteron and twist three contributions* // **PoS ICHEP 2010**, 137 (2010) (5 pages)
30. I. V. Anikin, D. Y. Ivanov, B. Pire, L. Szymanowski and S. Wallon, *Exclusive electroproduction of  $\rho_T$  meson with twist three accuracy* // **PoS ICHEP 2010**, 121 (2010) (5 pages)
31. I. V. Anikin, D. Y. Ivanov, B. Pire, L. Szymanowski and S. Wallon, *Hard exclusive electroproduction of  $\rho_T$  at twist 3* // **PoS DIS 2010**, 096 (2010) (5 pages)
32. I. V. Anikin, D. Y. Ivanov, B. Pire, L. Szymanowski and S. Wallon, *QCD factorization beyond leading twist in exclusive processes:  $\rho(T)$ -meson production* // **PoS EPS -HEP2009**, 070 (2009) (4 pages)

33. I. V. Anikin, D. Y. Ivanov, B. Pire, L. Szymanowski and S. Wallon, *gamma\* -> rho(T) impact factor with twist three accuracy* // AIP Conf. Proc. **1105**, 390 (2009) (4 pages)
34. I. V. Anikin, O. V. Teryaev, B. Pire, L. Szymanowski and S. Wallon, *Recent and future experimental evidences for exotic mesons in hard reactions* // Conf. Proc. C **060726**, 643 (2006) (4 pages)
35. I. V. Anikin, B. Pire, L. Szymanowski, O. V. Teryaev and S. Wallon, *Probing the partonic structure of exotic particles in hard electroproduction* // AIP Conf. Proc. **775**, 51 (2005) (10 pages)
36. I. V. Anikin, B. Pire and O. V. Teryaev, *Exclusive two rho0 mesons production in gamma gamma\* collision* // Nucl. Phys. Proc. Suppl. **126**, 277 (2004) (4 pages)

Наиболее важные результаты диссертации опубликованы в работах под номерами 1, 2, 4, 5, 8, 10-12, 15, 18, 19, 25, 26.

### Структура и объем работы

Диссертация состоит из Введения, пяти Глав, Заключения, Приложения и Списка литературы. Материал изложен на 281 страницах, включает 56 рисунков, 2 таблицы, 252 библиографическую ссылку.

### **КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ**

**Введение.** Здесь обосновывается актуальность темы диссертации, формулируются основная цель и задачи, возникающие при ее решении, обсуждается научная новизна представленных исследований. Представляется обзор литературы в данной области исследований.

**Глава 1.** В первой Главе диссертации рассмотрен процесс глубоко-виртуального комптоновского рассеяния (ГВКР):

$$\gamma^*(q) + A(p_1) \rightarrow \gamma(q') + A(p_2). \quad (2)$$

Процесс (2) относится к классу жестких эксклюзивных процессов, к которым можно применять факторизационную теорему, поскольку начальный фотон находится вне массовой поверхности с  $q^2 = -Q^2 \rightarrow \infty$ , в то время как конечный фотон - физический фотон с  $q'^2 = 0$ . Основное внимание в данной главе уделено формулировке и развитию оригинального подхода учета высшего твиста в жестких процессах. В частности, исследована

роль твиста 3 для восстановления абелевой калибровочной инвариантности амплитуд ГВКР на адронах со спином 0, 1 и построено обобщение на случай адронов с произвольным спином.

По сравнению со случаем инклюзивного глубоко-неупругого рассеяния (ГНР), основные этапы факторизационной процедуры: (а) введение разрезанной вершины  $d^4k_i dx_i \delta(x_i - k_i \cdot n)$ , (б) разложение петлевых импульсов и произведений пропагаторов вокруг коллинеарного доминантного направления, определяемого через свето-подобный базис  $\{p, n\}$ , и (в) использование коллинеарного тождества Уорда для жестких частей амплитуд остаются без особых изменений. Однако, существенным отличием от ГНР является наличие различных источников поперечности, генерируемые в процессе. Так, помимо поперечных поляризационных векторов, в ГВКР существуют поперечные чисто кинематические вектора, например  $\Delta^T$ , см. ниже. Наличие кинематических поперечностей сильно сказывается на процедуру факторизации и ведет, по существу, к ее основательной модификации, описание которой представлено в данной Главе.

В первой Главе получены интегральные соотношения, которые необходимы для вывода полного, с учетом твиста 3, выражения для калибровочно-инвариантной амплитуды. Данные соотношения имеют вид

$$\gamma_T^\alpha \gamma^- \left\{ \mathcal{F}_\alpha^{[\vec{\partial}^T \gamma^+]}(x) - x P^+ \mathcal{F}_\alpha^{[\gamma^T]}(x) + \frac{i}{2} \varepsilon^{\Delta^T - \alpha+} \mathcal{F}^{[\gamma^+ \gamma_5]}(x) + \xi P^+ i \varepsilon^{\beta - \alpha+} \mathcal{F}_\beta^{[\gamma^T \gamma_5]}(x) \right\} = 0, \quad (3)$$

$$\gamma_T^\alpha \gamma^- \left\{ i \varepsilon^{\beta - \alpha+} \mathcal{F}_\beta^{[\vec{\partial}^T \gamma^+ \gamma_5]}(x) + \frac{\Delta^T}{2} \mathcal{F}^{[\gamma^+]}(x) - x P^+ i \varepsilon^{\beta - \alpha+} \mathcal{F}_\beta^{[\gamma^T \gamma_5]}(x) + \xi P^+ \mathcal{F}_\alpha^{[\gamma^T]}(x) \right\} = 0, \quad (4)$$

где использован общий вид параметризации ( $\Gamma$  обозначает различные комбинации дираковских  $\gamma$ -матриц):

$$\langle p_2 | \bar{\psi}(0) \Gamma \psi(z) | p_1 \rangle \stackrel{F}{=} \mathcal{F}^{[\Gamma]}(x), \quad \langle p_2 | \bar{\psi}(0) \Gamma i \overleftrightarrow{\partial}_\alpha^T \psi(z) | p_1 \rangle \stackrel{F}{=} \mathcal{F}_\alpha^{[\vec{\partial}^T \Gamma]}(x). \quad (5)$$

Символ  $\stackrel{F}{=}$ , обозначает преобразования Фурье с соответствующей мерой интегрирования ( $z = \lambda n, z' = 0$ ), например  $dx e^{-i(xP - \frac{\Delta}{2})z + i(xP + \frac{\Delta}{2})z'}$ . Для простоты, но без потери общности, не представлены кварк-глюонные корреляторы, которые алгебраически идентичны структурам корреляторов с поперечной производной. Всевозможные кварк-глюонные корреляторы, соответствующие подлинному твисту 3, представлены в первой Главе в полном объеме.

Используя соотношения типа (3) и (4), впервые получены калибровочно-инвариантные выражения для амплитуд процесса (2) с участием адронов со спином 0 (пион, ядрах гелия-4) и 1 (дейтрон), где включены вклады от высшего твиста 3. Так, калибровочно-инвариантная амплитуда ГВКР на бесспиновой частице имеет следующий вид

$$T_{\mu\nu} = \frac{1}{2P \cdot q} \int dx \left( \frac{1}{x - \xi + i\epsilon} + \frac{1}{x + \xi - i\epsilon} \right) \mathcal{T}_{\mu\nu}, \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_{\mu\nu} = & H_1(x, \xi) \left( -2\xi P_\mu P_\nu - P_\mu Q_\nu - P_\nu Q_\mu + \right. \\ & \left. g_{\mu\nu}(P \cdot Q) - \frac{1}{2} P_\mu \Delta_\nu^T + \frac{1}{2} P_\nu \Delta_\mu^T \right) - \\ & H_3(x, \xi) \left( \xi P_\nu \Delta_\mu^T + 3\xi P_\mu \Delta_\nu^T + \Delta_\mu^T Q_\nu + \Delta_\nu^T Q_\mu \right) - \\ & \frac{\xi}{x} H_A(x, \xi) \left( 3\xi P_\mu \Delta_\nu^T - \xi P_\nu \Delta_\mu^T - \Delta_\mu^T Q_\nu + \Delta_\nu^T Q_\mu \right), \end{aligned}$$

где  $P = p_1 + p_2$ ,  $Q = (q + q')/2$ ,  $\Delta = p_2 - p_1 \approx -2\xi P + \Delta^T$ ,  $H_1(x, \xi)$  – функция твиста 2,  $H_3(x, \xi)$ ,  $H_A(x, \xi)$  – новые функции твиста 3.

В отличие от ГНР, полученное калибровочно-инвариантное выражение для амплитуды ГВКР содержит вклады совершенно новых функций. Впервые полученное калибровочно-инвариантное выражение для амплитуды ГВКР имеет важное значение теоретического и экспериментального исследований наблюдаемых величин.

В первой Главе предложен альтернативный способ вывода соотношений Вандзуры-Вильчека (ВВ) для пионных обобщенных партонных распределений и пионных обобщенных амплитуд распределений:

$$\begin{aligned} H_+^{WW}(x, \xi) &= -\frac{\theta(x > -\xi)}{2} \int_x^1 dy \frac{\partial_- H_1(y, \xi)}{y + \xi} + \frac{\theta(x < -\xi)}{2} \int_{-1}^x dy \frac{\partial_- H_1(y, \xi)}{y + \xi}, \\ H_-^{WW}(x, \xi) &= -\frac{\theta(x > \xi)}{2} \int_x^1 dy \frac{\partial_+ H_1(y, \xi)}{y - \xi} + \frac{\theta(x < \xi)}{2} \int_{-1}^x dy \frac{\partial_+ H_1(y, \xi)}{y - \xi}, \end{aligned}$$

где  $\partial_\pm H_1(x, \xi) = \partial_\xi H_1(x, \xi) \pm \partial_x H_1(x, \xi)$  и  $H_\pm(x, \xi) = H_3(x, \xi) \pm H_A(x, \xi)$ . Основу альтернативного метода составляет требование инвариантности ам-

плитуд относительно обобщенных лоренцевских вращений:

$$\frac{d}{dn_\beta} \left\{ T_{\mu\nu}^{(a)} + T_{\mu\nu}^{(b)} \right\} = 0, \quad (7)$$

которое по своему смыслу аналогично уравнению реноргруппы. Исследованы аналитические свойства амплитуд глубоко-виртуального комптоновского рассеяния и амплитуда жесткого электророждения векторных мезонов. Показано, что точка вычитания в соответствующих дисперсионных соотношениях определяется так называемым  $D$ -членом, который необходим для выполнения фундаментального свойства полиномиальности обобщенных партонных распределений.

**Глава 2.** Во второй Главе исследованы вклады высшего твиста в жестких процессах столкновения реального и глубоко-виртуального фотонов. Построено обобщение предложенного в первой главе метода учета высшего твиста для процессов рождения двух  $\rho$  мезонов в  $\gamma\gamma^*$ -столкновениях. На основе экспериментальных данных, представленных коллаборацией L3 (LEP), показана возможность существования экзотического четырехкваркового резонанса с массой в районе 1.6 GeV. При этом решающую роль в данном случае играют вклады твиста 4 в амплитудах процессов  $\gamma\gamma^* \rightarrow \rho^0\rho^0$  и  $\gamma\gamma^* \rightarrow \rho^+\rho^-$ :

$$\mathcal{M}_{\text{tw}4}^{I=0,2} \sim \langle 0 | [\bar{\psi}_+ \psi_+] [\bar{\psi}_+ \psi_+] | p_1, p_2 \rangle. \quad (8)$$

Анализируя зависимость от  $Q^2$ , показано, что для объяснения экспериментальных данных в области малых значений  $Q^2$  ведущую роль играет вклад от амплитуды твиста 4 и ее интерференция с амплитудой лидирующего твиста 2. За счет положительной интерференции сечение рождения  $\rho^0\rho^0$  при малых  $Q^2$  в несколько раз больше, чем сечение рождения  $\rho^+\rho^-$ , где имеет место отрицательная интерференция, рис. 1. В то время как в области больших  $Q^2$ , где вклады высшего твиста малы и, в конечном счете, вымирают, сечение рождения  $\rho^0\rho^0$  меньше в два раза, чем сечение рождения  $\rho^+\rho^-$ , что является типичным для изосинглетного канала. Данная ситуация позволяет сделать вывод о возможности существования экзотического изотензорного мезона. Дополняя анализ зависимостью сечений от  $W$ , показано, что наилучшее описание всех экспериментальных данных достигается при следующем наборе параметров: масса изотензорного мезона  $M_{R^2} = 1.6 \text{ GeV}$ , ширина его распада  $\Gamma_{R^2} = 0.4 \text{ GeV}$ , параметры, связанные с вкладами твиста 2 и 4  $\mathbf{S}_2^{I=0, I_3=0} = 0.12 \text{ GeV}$ ,  $\mathbf{S}_4^{I=0, I_3=0} = 0.006 \text{ GeV}$ ,  $\mathbf{S}_4^{I=2, I_3=0} = 0.018 \text{ GeV}$ . Таким образом, с одной стороны, данные L3 позволяют оценить вклады высшего твиста от четырех-кварковых амплитуд распределения в соответствующие амплитуды рождения пар векторных



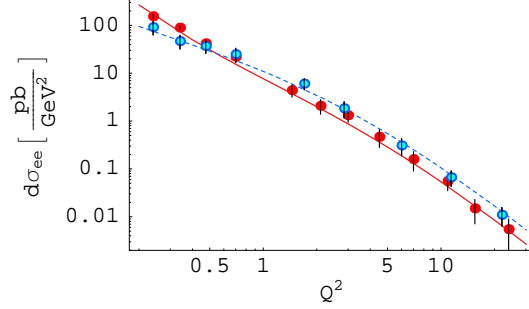


Рис. 1:  $Q^2$ -зависимость сечений  $d\sigma_{ee \rightarrow ee\rho^0\rho^0}/dQ^2$  и  $d\sigma_{ee \rightarrow ee\rho^+\rho^-}/dQ^2$ . Сплошная линия соответствует рождению  $\rho^0\rho^0$ ; пунктирная - рождению  $\rho^+\rho^-$ .

мезонов. С другой стороны, подтверждена и обобщена на случай виртуальных фотонов гипотеза Н.Н. Ачасова о роли экзотического четырехкваркового мезона [4]. Сделано предсказание о существовании экзотического четырехкваркового изотензорного мезона с массой в районе 1.6 GeV. Показано, что численный анализ дает необходимое, но не достаточное, условие существования экзотического изотензорного мезона.

Также во второй Главе, проведен теоретический КХД-анализ и приведены оценки возможности экспериментального исследования экзотических гибридных (кварк-антикварк-глюонных) состояний в двух-фотонных столкновениях.

**Глава 3.** В третьей Главе представлен операторный метод выделения вкладов Вандзуры-Вильчека для процессов, амплитуды которых содержат трехкварковые корреляторы. Описан метод, который основан на использовании конформного разложения нелокальных операторов в спинорном (или твисторном) представлении. Данный метод не зависит от конкретной параметризации соответствующих корреляторов, поэтому пригоден для любых процессов.

В данной Главе представлен вывод операторных выражений для вкладов ВВ в операторах твиста 4 и 5. Так для операторов твиста 4 представлено следующее конформное представление ( $\partial_+ = (n\partial)$ ):

$$O_4^{WW}(z) = \sum_{N,k,q} b_{Nk} S_+^k \left\{ \Psi_{Nq}^{(1)}(z) \partial_+^k O_{Nq}^{t=4,(1)} + \Psi_{Nq}^{(2)}(z) \partial_+^k O_{Nq}^{t=4,(2)} \right\},$$

где  $z = (z_1, z_2, z_2)$  являются координатами трехкваркового оператора,  $b_{Nk}$  – нормировочная константа,  $S_+ = S_{1,+} + S_{2,+} + S_{3,+}$  – сумма одно-частичных конформных генераторов. Коэффициентные функции  $\Psi_N^{(i)}(z)$  выражаются через коэффициентную функцию  $\Phi_N(z)$  конформного разложения опера-

тора твиста 3. В данной Главе представлены аналогичные выражения для вкладов ВВ в операторы твиста 5. Показан переход от операторных выражений вкладов ВВ к вкладам ВВ, соответствующих амплитуд распределения твиста 4 и 5. Приведены конкретные конформные представления для коэффициентных функций твиста 4 и 5.

Представлены вычисления в рамках правил сумм КХД на световом конусе нуклонных электромагнитных формфакторов:

$$\begin{aligned} 2\lambda_1 F_1(Q^2) &= \frac{1}{\pi} \int_0^{s_0} ds e^{(m_N^2 - s)/M^2} \text{Im } \mathcal{A}^{\text{QCD}}(Q^2, s), \\ \lambda_1 F_2(Q^2) &= \frac{1}{\pi} \int_0^{s_0} ds e^{(m_N^2 - s)/M^2} \text{Im } \mathcal{B}^{\text{QCD}}(Q^2, s). \end{aligned}$$

вплоть до вкладов от высшего твиста. В частности, представлены вычисления нуклонных формфакторов до  $\alpha_S$ -поправок к вкладам от амплитуд распределения твиста 3 и 4:

$$\begin{aligned} Q^2 \mathcal{A}_q^{\text{NLO}} &= \int [dx_i] \left\{ \sum_{k=1,3} \left[ V_k(x_i) C_q^{V_k}(x_i, W) + A_k(x_i) C_q^{A_k}(x_i, W) \right] \right. \\ &\quad \left. + \sum_{m=1,2,3} \left[ V_2^{(m)}(x_i) C_q^{V_2^{(m)}}(x_i, W) + A_2^{(m)}(x_i) C_q^{A_2^{(m)}}(x_i, W) \right] \right\} + \mathcal{O}(\text{twist-5}), \end{aligned}$$

и

$$Q^2 \mathcal{B}_q^{\text{NLO}} = \int [dx_i] \left[ V_1(x_i) D_q^{V_1}(x_i, W) + A_1(x_i) D_q^{A_1}(x_i, W) \right] + \mathcal{O}(\text{twist-5}).$$

где  $W = (Q^2 + P'^2)/Q^2$  определяется через виртуальность фотона  $Q^2$  и конечного нуклона  $P'^2$ ;  $V_2^{(m)}$ ,  $A_2^{(m)}$ ,  $V_1$  и  $A_1$  – соответствующие амплитуды распределения,  $C_q^V(x_i, W)$  и  $D_q^A(x_i, W)$  обозначают соответствующие коэффициентные функции (амплитуды жесткого подпроцесса), явный вид которых является очень громоздким.

Произведен точный учет кинематических вкладов к нуклонным амплитудам распределений твиста 4 и твиста 5, которые индуцированы операторами с низшим геометрическим твистом. Выполнено разложение на световом конусе с точностью до твиста 4 для трех-кварковых операторов, где кварковые поля определены в разных точках. Представлены новые вычисления вкладов твиста 5 вне светового конуса и предложена наиболее общая модель для амплитуд распределений лидирующего твиста, включая вклады от полиномов второго порядка. Вычислены двадцать две коэффициентные функции с точностью до  $\alpha_S$ -поправок, причем двадцать из них

вычислены впервые. Для устранения смешивания с нефизическими операторами в рамках размерной регуляризации использована перенормировочная процедура для операторов с открытыми спинорными индексами. На основе проведенного численного анализа сделан вывод о том, что электромагнитные формфакторы могут быть описаны с ожидаемой точностью в 10-20%, используя при этом нуклонные амплитуды распределений достаточно слабо отличающиеся от асимптотических форм.

**Глава 4.** В четвертой Главе исследованы различные вклады высшего твиста в жестких процессах электророждения поперечно-поляризованного  $\rho$  мезона и экзотического гибридного кварк-антикварк-глюонного мезона с  $J^{PC} = 1^{-+}$ . Показано, что, вопреки наивным ожиданиям, амплитуда эксклюзивного жесткого электророждения гибридного мезона имеет неисчезающий вклад от твиста 2. Действительно, соответствующие кварк-антикварковые корреляторы на световом конусе включают динамические глюонные компоненты за счет калибровочной инвариантности и использовании уравнений движения КХД.

Рассмотрим разложение Тейлора для нелокального коррелятора

$$\begin{aligned} \langle H(p, 0) | \bar{\psi}(-z/2) \gamma_\mu [-z/2; z/2] \psi(z/2) | 0 \rangle = \\ \sum_{n \text{ odd}} \frac{1}{n!} z_{\mu_1} \dots z_{\mu_n} \langle H(p, 0) | \bar{\psi}(0) \gamma_\mu \overleftrightarrow{D}_{\mu_1} \dots \overleftrightarrow{D}_{\mu_n} \psi(0) | 0 \rangle, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $D_\mu$  - ковариантная производная и  $\overleftrightarrow{D}_\mu = \frac{1}{2}(\overrightarrow{D}_\mu - \overleftarrow{D}_\mu)$ . За счет положительной зарядовой четности гибрида только нечетные члены в (9) дают вклад. При  $n = 1$ , имеем для оператора твиста 2:

$$\mathcal{R}_{\mu\nu} = S_{(\mu\nu)} \bar{\psi}(0) \gamma_\mu \overleftrightarrow{D}_\nu \psi(0), \quad (10)$$

где  $S_{(\mu\nu)}$  обозначает симметризацию  $S_{(\mu\nu)} T_{\mu\nu} = 1/2(T_{\mu\nu} + T_{\nu\mu})$ .  $\mathcal{R}_{\mu\nu}$  пропорционален кварковому тензору энергии-импульса, т.е.  $\mathcal{R}_{\mu\nu} = -i\Theta_{\mu\nu}$ . Его матричный элемент равен

$$\langle H(p, \lambda) | \mathcal{R}_{\mu\nu} | 0 \rangle = \frac{1}{2} f_H M_H S_{(\mu\nu)} e_\mu^{(\lambda)} p_\nu \int_0^1 dy (1-2y) \phi^H(y), \quad (11)$$

Симметрия по  $\mu\nu$  в выражении для тензора энергии-импульса обеспечивает вклад твиста 2. Выражение  $e_{L\mu} \sim p_\mu/M_H$  выполняется для быстро движущегося продольно-поляризованного векторного мезона (т.е. это соответствует проекции поляризованного вектора на доминантное светоподобное направление). С другой стороны, мезон является собственным

состоянием оператора четности  $P$  только в системе покоя, в которой все пространственные компоненты  $p_i$  равны нулю, а  $e_\mu$  имеет нулевую компоненту равную нулю:  $e_0 = 0$ . Это ведет к отрицательной четности соответствующих компонент  $\mathcal{R}_{0k}$  при  $k = 1, 2, 3$ :

$$P \left( S_{(k0)} \bar{\psi}(0) \gamma_k \vec{D}_0 \psi(0) \right) = -. \quad (12)$$

Благодаря этому показано, что нелокальный матричный элемент может описывать экзотическое гибридное состояние, мезон, а соответствующая АР определена на лидирующем твисте 2 с исчезающим первым моментом. Ненулевой матричный элемент от кваркового тензора энергии-импульса между вакуумом и экзотическим мезонным состоянием исследовался в работе [5]. С помощью уравнений движения данный матричный элемент может быть связан с матричным элементом от кварк-глюонного оператора может быть оценен в рамках правил сумм КХД [6]. Это позволяет зафиксировать нормировочный фактор, константу связи,  $f_H$ . Один из возможных вариантов решений соответствует резонансу с массой около 1.4 GeV и значению константы связи на этом масштабе:

$$f_H \approx 50 \text{ MeV} . \quad (13)$$

В данной Главе, обоснована также возможность исследования экзотических гибридных мезонов на эксперименте. Изучены механизмы нарушения факторизации амплитуд электророждения поперечно-поляризованных векторных мезонов. Показан недостаток применения обычной процедуры Бродского-Лепаж-Маккензи (БЛМ) для фиксации масштаба в эксклюзивном электророждении векторных мезонов. Недостаток связан с присутствием нефизических сингулярностей в соответствующих выражениях. Предложено обобщение процедуры БЛМ для фиксации масштаба, которое не содержит нефизических сингулярностей.

**Глава 5.** В пятой Главе изучены вклады высшего твиста в инклюзивных и полунклюзивных жестких процессах. Доказано, что для восстановления абелевой калибровочной инвариантности адронного тензора процесса Дрелла-Яна с поперечно-поляризованным адроном необходимо добавить вклад дополнительной диаграммы с функцией твиста 3.

При вычислении одно-спиновой асимметрии в процессе  $P+P^\uparrow \rightarrow \ell\bar{\ell}+X$  источником мнимой части является кварковый пропагатор в диаграммах с кварк-глюонными (твист 3) корреляторами, см. рис. 2(а). Это ведет к вкладам от глюонных полюсов [7]. Прежде данные вклады были воспроизведены (а) в случае ненулевых граничных условий для глюонных полей; (б) а также для случая асимметричных граничных условий

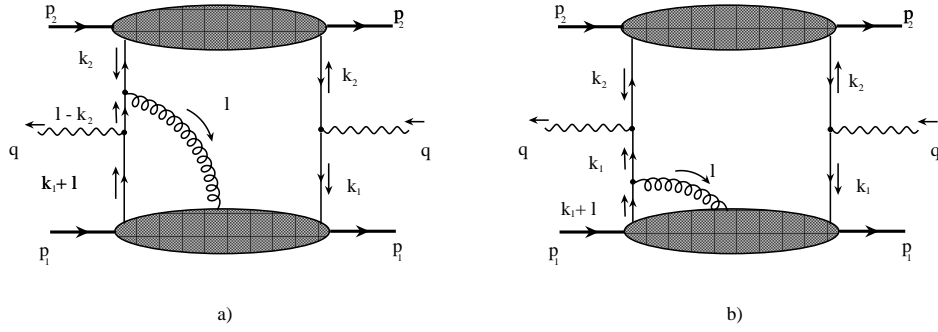


Рис. 2: Диаграммы Феймана для адронного тензора процесса Дрелла-Яна.

[8]. Данные граничные условия обеспечивают чисто вещественную кварк-глюонную функцию  $B^V(x_1, x_2)$ , которая параметризует матричный элемент  $\langle \bar{\psi} \gamma^+ A_\alpha^T \psi \rangle$ :

$$B^V(x_1, x_2) = \frac{\mathcal{P}}{x_1 - x_2} T(x_1, x_2),$$

$$T(x_1, x_2) \stackrel{\mathcal{F}}{\sim} \langle \bar{\psi} \gamma_\beta \tilde{n}_\nu G_{\nu\alpha} \psi \rangle, \quad T(x, x) \neq 0.$$

Однако, для чисто вещественной функции  $B^V(x_1, x_2)$  вклад от диаграммы, представленной на рис. 2(б) равен нулю, что ведет к проблеме с абелевой калибровочной инвариантностью адронного тензора процесса Дрелла-Яна. В данной Главе представлен путь решения данной проблемы. А именно, представлены аргументы в пользу того, что функция  $B^V(x_1, x_2)$  не является чисто вещественной, а обладает мнимой частью. Показано, что нетривиальный дополнительный вклад от диаграммы на рис. 2(б) напрямую связан с комплексной прескрипцией в глюонном полюсе кварк-глюонной функции:

$$B^V(x_1, x_2) = \frac{T(x_1, x_2)}{x_1 - x_2 + i\epsilon} + \delta(x_1 - x_2) B_{A(-\infty)}^V(x_1), \quad (14)$$

которая, в свою очередь, напрямую связана с комплексной полюсной прескрипцией в кварковом пропагаторе в жесткой части соответствующего адронного тензора, см. рис. 2(а). Особую роль при этом играет пути-зависимая контурная калибровка для глюонных полей. Причинная прескрипция  $+i\epsilon$  в безмассовом кварковом пропагаторе в жесткой части диаграммы 2(а) выбирает соответствующую контурную калибровку определенную выражением:  $[-\infty^-, 0^-] = 1$  ( $[z_1, z_2]$  обозначает вильсоновскую линию). Данная контурная калибровка предопределяет решение уравне-

ния  $\partial^+ A_T^\alpha = G_T^{+\alpha}$  и виде

$$A^\mu(z) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega^- \theta(z^- - \omega^-) G^{+\mu}(\omega^-) + A^\mu(-\infty), \quad (15)$$

которое, в свою очередь, ведет к представлению функции  $B^V(x_1, x_2)$  в форме глюонного полюса с комплексной прескрипцией, см. (14).

Полученное представление кварк-глюонной функции  $B^V(x_1, x_2)$ , см. (14) генерирует дополнительную диаграмму на рис. 2(б) и дает новый вклад в мнимую часть, который абсолютно необходим для калибровочной инвариантности адронного тензора  $\overline{\mathcal{W}}_{\mu\nu}$ :

$$q_\mu \overline{\mathcal{W}}_{\mu\nu}^{\text{GI}} = q_\mu \overline{\mathcal{W}}_{\mu\nu}(\text{Fig.2a}) + q_\mu \overline{\mathcal{W}}_{\mu\nu}(\text{Fig.2b}) = \varepsilon_{\nu p_2 S T p_1} \bar{q}(y_B) \times \\ \Im \int_{-1}^1 dx_2 T(x_B, x_2) \left[ \frac{x_B - x_2}{(x_B - x_2 + i\epsilon)^2} - \frac{1}{x_B - x_2 + i\epsilon} \right] = 0.$$

Продемонстрировано, что учет полученных новых вкладов в односпиновую асимметрию процесса Дрелла-Яна с поперечно-поляризованным адроном ведет к дополнительному общему фактору 2 в выражениях для асимметрии ( $\mathcal{L}_{\mu\nu}$  обозначает соответствующий лептонный тензор):

$$A \sim \mathcal{L}_{\mu\nu} \overline{\mathcal{W}}_{\mu\nu}^{\text{GI}} = 2 \cos \theta \varepsilon_{l_1 S T p_1 p_2} \bar{q}(y_B) T(x_B, x_B),$$

что важно для сравнения с будущими экспериментами.

Также в пятой Главе развит метод факторизации, который может быть применим для любого процесса с двумя токами, и продемонстрировано приложение разработанного метода на случай  $e^+e^-$  аннигиляции, где в различных струях рождаются два адрона.

**Заключение.** Здесь кратко суммируются основные научные результаты, представленные в диссертационной работе, формулируются положения, выносимые на защиту. Приводится неполный список семинаров и научных конференций, где докладывались и обсуждались основные результаты диссертации. Выражаются благодарности коллегам по совместной работе.

**Приложения.** Диссертация содержит одно Приложение, где приведены основные выражения для производных от операторов твиста 5 в случае электромагнитных формфакторов нуклонов.

## Список литературы

- [1] M. E. Peskin and D. V. Schroeder, Reading, USA: Addison-Wesley (1995) 842 p
- [2] A. V. Efremov and A. V. Radyushkin, Phys. Lett. B **94**, 245 (1980); A. V. Efremov and A. V. Radyushkin, Riv. Nuovo Cim. **3N2**, 1 (1980); A.V. Radyushkin, Phys.Rev **D56** (1997) 5524.
- [3] F. J. Yndurain, “The theory of quark and gluon interactions,” Berlin, Germany: Springer (2006) 474 p
- [4] N.N. Achasov, S.A. Devyanin and G.N. Shestakov, Phys. Lett. B **108**, 134 (1982) and Z.Phys. C **16**, 55 (1982). N.N. Achasov, S.A. Devyanin and G.N. Shestakov, Z.Phys. C **27**, 99 (1985); N. N. Achasov and G. N. Shestakov, Sov. Phys. Usp. **34**, 471 (1991) [Usp. Fiz. Nauk **161**, 53 (1991 UFNAA,161N6,53-108.1991)].
- [5] A. V. Kolesnichenko, Yad. Fiz. **39** (1984) 1527.
- [6] I. I. Balitsky, D. Diakonov and A. V. Yung, Z. Phys. C **33** (1986) 265; I. I. Balitsky, D. Diakonov and A. V. Yung, Sov. J. Nucl. Phys. **35** (1982) 761.
- [7] N. Hammon, O. Teryaev and A. Schafer, Phys. Lett. B **390**, 409 (1997) [arXiv:hep-ph/9611359].
- [8] D. Boer, P. J. Mulders and O. V. Teryaev, arXiv:hep-ph/9710525; Phys. Rev. D **57**, 3057 (1998) [arXiv:hep-ph/9710223].