ОБЪЕДИНЁННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Лаборатория теоретической физики им Н.Н. Боголюбова

На правах рукописи

КОРЧАГИН
Николай Сергеевич

ЭФФЕКТЫ АНОМАЛЬНОГО ХРОМОМАГНИТНОГО МОМЕНТА КВАРКА В НЕКОТОРЫХ РЕАКЦИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Специальность: 01.04.02 - теоретическая физика

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание учёной степени кандидата
физико–математических наук

Научный руководитель:
д.ф.–м.н. Кочелев Н.И.

Дубна   2014

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ

Современная микроскопическая теория сильных взаимодействий – квантовая хромодинамика(КХД) – имеет множество достижений в описании явлений, происходящих на малых расстояниях, что соответствует большим переданным импульсам. В таких режимах, благодаря явлению асимптотической свободы, константа связи сильного взаимодействия α_s мала, что позволяет применить теорию возмущений. Но при малых переданных импульсах такой подход неприменим из-за роста константы связи, которая становится порядка единицы при $Q^2 \sim 1$ GeV^2. В ряде случаев возможна факторизация больших и малых расстояний(выделение жёстких подпроцессов), что позволяет проводить вычисления, согласующиеся с экспериментом. В таком подходе мягкие подпроцессы обычно не вычисляются, а заменяются экспериментальными данными.

Разработка подходов, позволяющих проводить вычисления вне рамок теории возмущений важнейший раздел теории сильных взаимодействий, т.к. большинство экспериментальных данных связаны как раз с физикой больших расстояний(процессы адронизации, фрагментации, дифракции и т.п.). Кроме того, теория возмущений не может учесть всех эффектов, характерных для неабелевых теорий с сильной связью.

Таким образом, для комплексного описания физики адронов необходимы существенно непертурбативные методы и подходы. Оказалось, что эффекты больших расстояний, такие как спонтанное нарушение киральной симметрии(динамическое появление большой конституентной массы кварков) и конфайнмент(пленение цветовых зарядов в бесцветных адронах), тесным образом связаны со свойствами вакуума КХД.

Вакуум КХД имеет нетривиальную структуру и кардинальным образом отличается от вакуума в КЭД. Благодаря наличию сильной связи, вакуумное состояние перестраивается, возникают коллективные флуктуации полей, связанные с туннельными переходами между классическими вакуумами с разной топологической структурой[1, 2]. Инстантон - одна из хорошо изученных топологических флуктуаций вакуума глюонного поля(см. обзоры [3, 4]). Он может быть ответственен за многие непертурбативные эффекты, наблюдаемые в физике частиц.

В случае глюонного поля, инстантон - это особый вид колебаний вакуума, при котором в нём спонтанно вспыхивает и гаснет сильное глюонное поле. Поле внутри инстантона имеет нетривиальную топологию, т. е. не может быть сведено к нулю непрерывной деформацией. Привлечение инстантонов для описания КХД вакуума позволят решить очень многие проблемы. Например, в модели инстантонной жидкости естественным образом появляется эффект спонтанного нарушения киральной симметрии.

Недавно в работе [5] было показано, что нетривиальная топологическая структура вакуума КХД генерирует большой аномальный хромомагнитный момент у кварка(Anomalous Quark Chromomagnetic Moment – AQCM). Это приводит к появлению нового типа непертурбативного кварк-глюонного взаимодействия с переворотом спина и ожидается, что он может играть важную роль в спиновой физике.

В данной работе исследовалось влияние этой аномальной хромомагнитной кварк-глюонной вершины в трёх реакциях при высоких энергиях. Сначала будет показано, что существование этой вершины приводит к возникновению большой односпиновой асимметрии в кварк-кварковом рассеянии и, как следствие, к значительной асимметрии в инклюзивном рождении пионов. Далее мы рассмотрим какую роль играет эта вершина в упругом pp и $p\bar{p}$ рассеянии при больших передачах импульса. И в конце мы исследуем вклад этой вершины в сечение электророждения ρ-мезона.

1. Нетривиальная топологическая структура вакуума КХД и аномальный хромомагнитный момент кварка(AQCM)

Инстантон представляет из себя решение уравнения самодуальности, сформулированного в евклидовом пространстве-времени. Его явный вид:

$$A_\mu^a = \frac{2}{g_s}\eta_{\mu\nu}^a \frac{(x-x_0)_\nu}{(x-x_0)^2+\rho^2}. \quad (1)$$

Здесь g_s – константа сильного взаимодействия, $\eta_{\mu\nu}^a$ – символы т'Хоофта, x_0 – координата центра инстантона, ρ-радиус инстантона.

Как было сказано выше, инстантоны ведут к появлению аномального хромомагнитного кварк-глюонного взаимодействия[5]. В самом общем случае, взаимодействие массивного кварка с глюоном может быть записано как [6]

$$-g_s\, t^a U_\mu(k_1^2, k_2^2, q^2) = -g_s t^a[\gamma_\mu F_1(k_1^2, k_2^2, q^2) + \frac{\sigma_{\mu\nu} q_\nu}{2M_q} F_2(k_1^2, k_2^2, q^2)]. \quad (2)$$

Формфакторы $F_{1,2}$ описывают нелокальность взаимодействия. $k_{1,2}$ – импульсы входящего и выходящего кварка, $q = k_2 - k_1$ – импульс глюона, M_q – динамическая масса кварка, $\sigma_{\mu\nu} = (\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu)/2$. Первое слагаемое не меняет направление спина кварка(Рис.1a), а второе переворачивает его(Рис.1b).

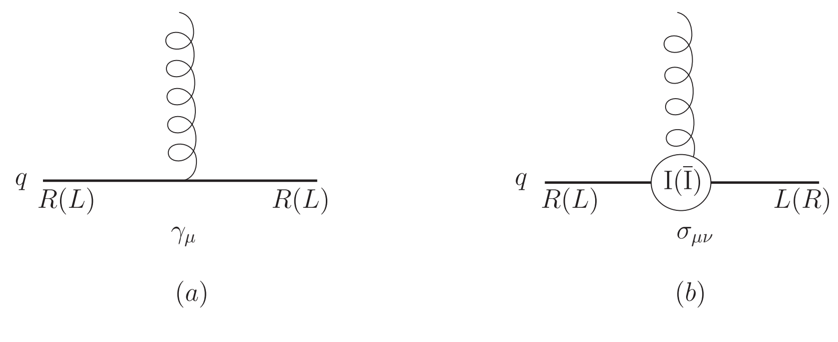

Рис. 1 Взаимодействие кварка с глюоном: a) пертурбативное и b) непертурбативное. Символы R и L обозначают киральность кварка, а символ $I(\bar{I})$ обозначает инстантон (анти-инстантон).

Формфактор $F_2(k_1^2, k_2^2, q^2)$ подавляет непертурбативную вершину на малых расстояниях, когда виртуальность (Рис. 2). В инстантонной модели вид этого формфактора явно связан с Фурье-образами кварковой нулевой моды и инстантонного поля. Он выражается в следующем виде:

$$F_2(k_1^2, k_2^2, q^2) = \mu_a \Phi_q(\mid k_1 \mid \rho/2)\Phi_q(\mid k_1 \mid \rho/2)F_g(\mid q \mid \rho) \ ,$$

где

$$\Phi_q(z) = -z\frac{d}{dz}(I_0(z)K_0(z) - I_1(z)K_1(z)), \qquad (3)$$

$$F_g(z) = \frac{4}{z^2} - 2K_2(z), \qquad (4)$$

$I_\nu(z)$, $K_\nu(z)$ модифицированные функции Бесселя и ρ – размер инстантона.

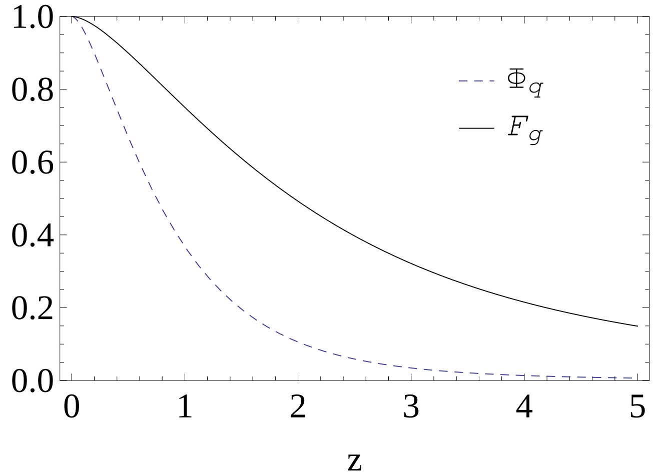

Рис. 2 Форма функций $\Phi_q(z)$ и $F_g(z)$ входящих в формфактор хромомагнитной вершины.

В рамках данной диссертации, мы сосредоточимся на исследовании эффектов возникающих благодаря хромомагнитной вершине, поэтому в дальнейшем мы полагаем формфактор $F_1 \approx 1$.

Величина непертурбативного вклада определяется значением аномального хромомагнитного момента кварка(Anomalous Quark Chromomagnetic Moment – AQCM):

$$\mu_a = F_2(0, 0, 0). \qquad (5)$$

В работе [5] впервые было показано, что в рамках модели вакуума КХД как инстантонной жидкости[3, 4], AQCM пропорционален инстантонной плотности

$$\mu_a = -\pi^3 \int \frac{d\rho n(\rho)\rho^4}{\alpha_s(\rho)}.$$

Здесь $n(\rho)$ – плотность инстантонов как функция их размера. Далее, используя предположение, что все инстантоны имеют одинаковый средний размер ρ_c, для AQCM получается выражение[6]

$$\mu_a = -\frac{3\pi(M_q\rho_c)^2}{4\alpha_s(\rho_c)}. \tag{6}$$

Следует подчеркнуть две особенности формулы для AQCM. Во-первых, константа сильного взаимодействия появляется в знаменателе, демонстрируя непертурбативную природу AQCM. Во-вторых, AQCM имеет отрицательный знак. Как будет видно далее, знак AQCM определяет знак SSA в кварк-кварковом рассеянии. Так же заметим, что при выводе этой формулы явно использовалось предположение, что кварки лёгкие, т.е. эта оценка для величины AQCM верна для u, d, s кварков, в то время как для тяжёлых кварков AQCM исчезает.

Величина AQCM сильно зависит от динамической массы кварка M_q, которая имеет значение 170 MeV в приближении среднего поля (MFA)[3] и 350 MeV в модели Дьяконова-Петрова(DP) [4]. Таким образом, при фиксированной константе связи в инстантонной модели, $\alpha_s \approx \pi/3 \approx 0.5$[4], получаем

$$\mu_a{}^{MFA} = -0.4 \quad \mu_a^{DP} = -1.6 \tag{7}$$

Так же отметим, что пертурбативный вклад Швингеровского типа в AQCM

$$\mu_a^{pQCD} = -\frac{\alpha_s}{12\pi} \approx -1.3 \cdot 10^{-2} \tag{8}$$

меньше на несколько порядков в сравнении с непертурбативным вкалдом индуцированным инстантонами, (7), и, следовательно, может оказывать только пренебрежимо малое влияние на наблюдаемые.

2. AQCM и односпиновая асимметрия в кварк-кварковом рассеянии

Проблема понимания механизма ответственного за появление большой односпиновой асимметрии(Single Spin Assymetry – SSA), наблюдаемой в многочисленных экспериментах с участием адронов, стоит давно. Множество различных подходов было предложено для разрешения этой проблемы(см. обзоры [8, 9, 10]). Большинство из них основано на факторизации, включающая ненулевой поперечный импульс партонов[11, 12, 13, 15]. Однако, обоснованность данного предположения не очевидна [16], потому что, факторизация доказана только для пертурбативной КХД(пКХД) в коллинеарном пределе.

Хорошо известно, что SSA возникает при интерференции различных амплитуд и должна содержать по меньшей мере две составляющих: переворот спиральности и мнимую часть. Малая токовая масса кварка – единственный источник переворота спиральности в пКХД. Так же, мнимая часть амплитуды рассеяния, идущая из петлевой диаграммы, подавлена дополнительной степенью сильной константы связи α_s. В результате пКХД не способна описать наблюдаемую SSA. Однако в непертурбативной КХД у нас имеется большой AQCM, переворачивающий спиральность.

В этой главе будут представлены результаты расчётов SSA в кварк-кварковом рассеянии, основанные на существовании аномального хромомагнитного момента кварка, индуцированного инстантонами [14] [1]. Мы так же оценим величину SSA в реакции инклюзивного рождения пионов $p^{\uparrow} + p \to \pi + X$, возникающую за счёт предложенного механизма.

2.1. Краткий обзор экспериментов по односпиновой асимметрии во взаимодействии адронов при высоких энергиях

Спиновые асимметрии в реакциях с участием адронов наблюдаются уже почти 50 лет. До проведения экспериментальных исследований пре-

[1] Полу-классический механизм образования SSA основанный на большом AQCM был недавно рассмотрен в работе [29, 30].

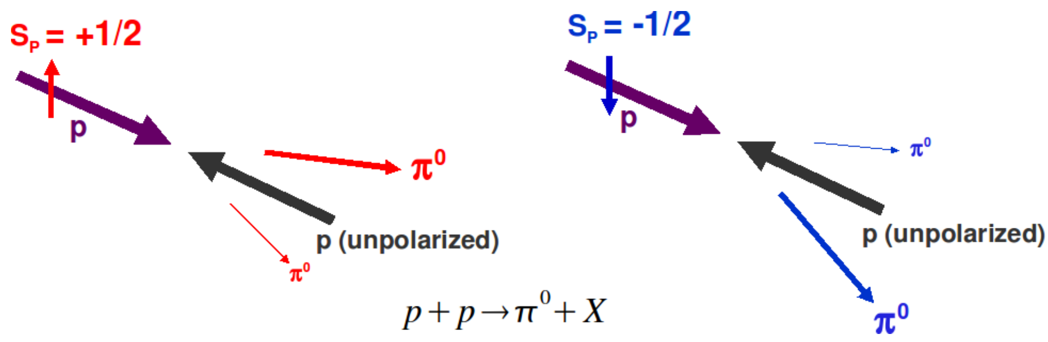

Рис. 3 К пониманию A_N.

обладало мнение, что при высоких энергиях в сильных взаимодействиях можно обойтись и без учёта спина частиц. Однако неожиданные экспериментальные результаты изменили эти взгляды.

Для инклюзивного процесса $A^{\uparrow} + B \to C + X$ асимметрия(или, как её часто называют, анализирующая способность) определяется как:

$$A_N = \frac{d\sigma^{\uparrow} - d\sigma^{\downarrow}}{d\sigma^{\uparrow} + d\sigma^{\downarrow}}, \tag{9}$$

где $\uparrow\downarrow$ обозначают направление спина адрона, перпендикулярное плоскости рассеяния, $d\sigma$ обозначает дифференциальное сечение $E_c d^3\sigma/d^3p_C$

Оси координат в системе центра масс обычно ориентируют так, чтобы частица A двигалась в направлении $Z+$, адрон C рождался в плоскости XZ, а спин "вверх"("вниз") направлен вдоль $Y+$ $(Y-)$. Часто величину A_N называют "лево-правой"асимметрией. Из-за инвариантности по отношению к вращению, число адронов C летящих влево, когда спин частицы A направлен вниз, такое же, как число адронов C летящих вправо при спине A направленном вверх.

Положительная асимметрия означает, что смотря по направлению движения поляризованного пучка при спине направленном вверх, больше измеряемых адронов C детектируется слева (Рис.3).

Эксперименты по инклюзивному рождению пионов $p^{\uparrow}p \to \pi + X$ показали значительную асимметрию в области фрагментации поляризованного пучка(большие положительные x_F) которая росла с p_T конечной частицы. Эти данные были в согласии с результатами предшествующих измерений для эксклюзивной реакции $\pi p^{\uparrow} \to \pi p$. Т.к. эти эксперименты были с фиксированной мишенью, т.е. при относительно малой энергии в системе центра масс и небольшими p_T(ниже 1.5 GeV), их результаты интерпрети-

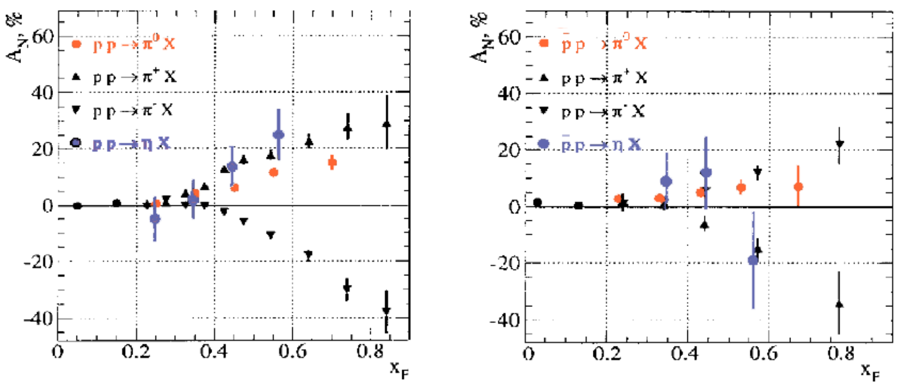

Рис. 4 FNAL E704 данные для асимметрии A_N. Слева: $p^{\uparrow} + p \to h + X$. Справа: $\bar{p}^{\uparrow} + p \to h + X$.

ровались как чисто непертурбативные эффекты и не предпринималось серьёзных попыток объяснить наблюдаемые явления с привлечением пКХД.

В 90х коллаборация E704 в Фермилабе провела новую серию экспериментов [17, 44, 19, 20] при энергии $\sqrt{s} \simeq 20$ GeV, что позволило измерить SSA при больших p_T. Односпиновая асимметрия была измерена в соударениях pp и $\bar{p}p$. Большая асимметрия(до 30-40 %) была зафиксирована в реакции инклюзивного рождения пионов для больших x_F. При малых $x_F < 0.3$ асимметрия была сравнима с нулём как для заряженных, так и для нейтральных пионов. Для заряженных пионов асимметрия была приблизительно одинаковая по величине, но разная по знаку. Для рождения π^+ в столкновении $p^{\uparrow}p$ асимметрия положительная, а для π^- отрицательная. Но в столкновении $\bar{p}^{\uparrow}p$ знаки меняются: отрицательный для рождения π^+ и положительный для π^-. Эти результаты возобновили интерес к проблеме.

Односпиновая асимметрия была так же измерена в ИФВЭ(Протвино). В работе [21] SSA измерена для инклюзивного рождения π^0 в рассеянии протонного пучка 40 GeV/c на поперечно поляризованных протонах и дейтронах в кинематической области $|x_F| \leq 0.2$ и $1.6 \leq p_T \leq 3.2$ GeV/c. Обнаруженная асимметрия в обоих реакциях была почти одинаковая. Она оказалась сравнима с нулём при $1.0 \leq p_T \leq 2.0$ GeV/c, и была большая по величине и отрицательная при $2.4 \leq p_T \leq 3.2$ GeV/c. В работе [22] односпиновая асимметрия измерена для инклюзивного рождения $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$, p и $\bar{p}$ в столкновении поперечно поляризованного 40 GeV/c протонного пучка с неполяризованной водородной мишенью. $0.02 \leq x_F \leq 0.10$ и

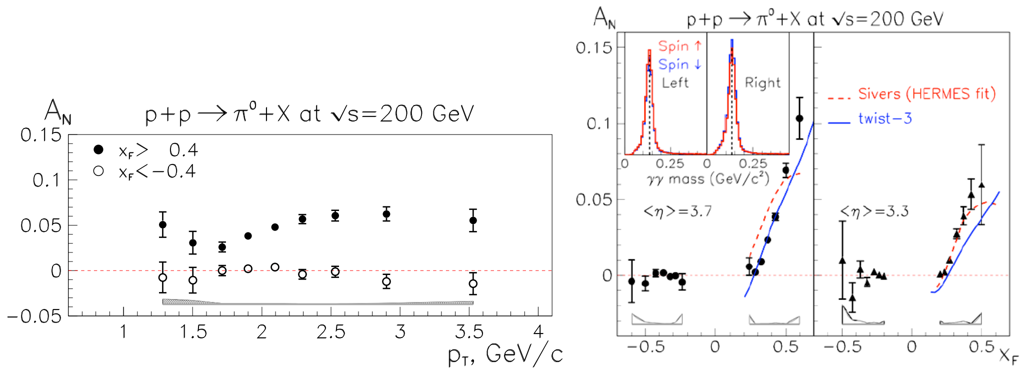

Рис. 5 Данные STAR для SSA в инклюзивном рождении пионов в pp рассеянии.

$0.7 \leq p_T \leq 3.4$ GeV/c. Измеренная асимметрия для $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$ и $\bar{p}$ показала линейную зависимость от $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$ и изменяла знак около $x_T = 0.37$. Для протонов асимметрия оказалась отрицательная и не зависящая от x_T.

Но самые интересные результаты недавно были получены на RHIC. Впервые асимметрия инклюзивного рождения пионов была исследована при энергиях $\sqrt{s} = 200$ GeV в pp рассеянии. Коллаборации STAR, PHENIX и BRAHMS, обнаружили что большие асимметрии сохраняются и при этих энергиях.

На Рис. 5 показаны недавние результаты коллаборации STAR. Поперечный импульс пионов в этих данных доходит до 3.5 GeV. Видно, что асимметрия имеет нетривиальную зависимость от p_T, без ожидаемого плавного падения с ростом p_T. Значительность этих результатов заключается в том, что в этом кинематическом режиме измеренные неполяризованные сечения рождения π находятся в соответствии с предсказаниями пКХД, поэтому разумно было ожидать, что пКХД подходы на основе факторизации должны объяснить асимметрию тоже. Однако, они предсказывают уменьшение SSA с ростом p_T

2.2. Краткий обзор существующих теоретических подходов к односпиновой асимметрии

Рассмотрим инклюзивное рождение адронов в протон-протонном рассеянии $A + B \to C + X$. Теорема о факторизации позволяет нам записать неполяризованное дифференциальное сечение как свёртку нескольких функций вероятности: двух функций партонного распределения началь-

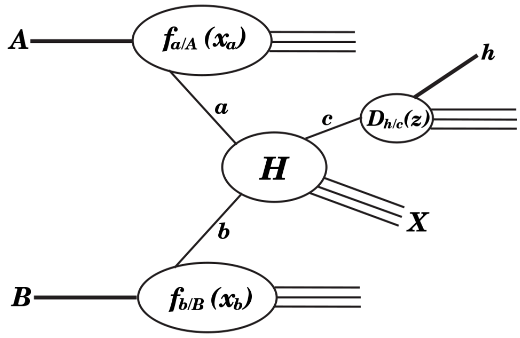

Рис. 6 Схематическое изображение инклюзивного рождения в протон-протонном соударении в факторизационном подходе.

ных частиц A и B, жёсткой части H, и функции фрагментации

$$E_C \frac{d^3\sigma}{d^3p_C} = \sum_{abc} \int dx_a dx_b \frac{dz}{z} f_{a/A}(x_a) f_{b/B}(x_b) H(a+b \to c+X) \mathcal{D}_{C/c}(z) \quad (10)$$

Здесь E_C энергия наблюдаемого адрона, $f_{a/A}(x_a)$ и $f_{b/B}(x_b)$ партонные функции распределения двух сталкивающихся адронов. $f_{a/A}$ ($f_{b/B}$) дают вероятность найти партон a (b), несущий долю импульса x_a (x_b) внутри адрона A (B). Функция фрагментации $\mathcal{D}_{C/c}(z)$ даёт вероятность партона c фрагментировать в адрон C с долей импульса z. Сумма идёт по всем ароматом кварков, антикварков и глюонов. Все функции берутся в лидирующем твисте. H является сечением для жёсткого подпроцесса рассеяния $a+b \to c+X$. Только эта часть выражения может быть посчитана в рамках пКХД. Все другие функции должны быть извлечены из экспериментальных данных.

В случае рассеяния, где протон A поляризован, а B неполяризован, нужно снабдить партон a спиновой матрицей плотности ρ^a. Аналогично можно присоединить такую матрицу ρ^c к функции фрагментации $\mathcal{D}_{C/c}(z)$, чтобы учесть спиновую зависимость фрагментации, т.к. партон c теперь поляризован. ρ^a и ρ^c матрицы размерности 2×2. Тогда предыдущие уравнение заменяется следующим

$$E_C \frac{d\sigma}{d^3p_C} = \sum_{abc} \sum_{\alpha\alpha'\gamma\gamma'} \int dx_a\, dx_b\, \frac{dz}{z}\, f_{a/A}(x_a)\, \rho^a_{\alpha\alpha'}\, f_{b/B}(x_b)\, H_{\alpha\alpha';\gamma\gamma'}\, \rho^c_{\gamma\gamma'}\, \mathcal{D}_{C/c}(z) \quad (11)$$

Чтобы получить значительные спиновые эффекты в пКХД, необходимо ввести факторизацию зависящую от поперечного импульса(transverse momentum dependent - TMD). Анализирующая способность - это асимметрия в азимутальном распределении частиц, поэтому для конечного состояния с одной инклюзивной частицей нужно ввести поперечный импульс $k_\perp$. До этого мы рассматривали коллинеарную факторизацию, в рамках которой невозможно ввести несбалансированный $k_\perp$. Используя TMD факторизацию получим

$$E_h \frac{d\sigma}{d^3p_h} = \sum_{abc} \sum_{\alpha\alpha'\gamma\gamma'} \int dx_a \, d^2k_{\perp a} \, dx_b \, d^2k_{\perp b} \, \frac{dz}{z} \, d^2k_{\perp h} \\ \hat{f}_{a/A}(x_a, k_{\perp a}) \, \rho^a_{\alpha\alpha'} \, \hat{f}_{b/B}(x_b, k_{\perp b}) \, H_{\alpha\alpha';\gamma\gamma'}(k_{\perp a}, k_{\perp b}, k_{\perp h}) \, \rho^c_{\gamma\gamma'} \, \hat{\mathcal{D}}_{C/c}(z, k_{\perp h}) \tag{12}$$

Шляпки над функциями партонного распределения и функцией фрагментации(PDF и FF) показывают, что они зависят от поперечного импульса. Эти PDF и FF определены таким образом, что проинтегрировав их по поперечному импульсу мы должны получить коллинеарные PDF ии FF.

$$f_{a/A}(x_a) = \int d^2k_{\perp a} \;\; \hat{f}_{a/A}(x_a, k_{\perp a}) \tag{13}$$

$$\mathcal{D}_{C/c}(z) = \int d^2k_{\perp h} \;\; \hat{\mathcal{D}}_{C/c}(z, k_{\perp h}) \tag{14}$$

Заметим что теорема о факторизации доказана только для колинеарного случая, и справедливость TMD подхода все ещё обсуждается [16].

2.2.1. Эффект Сиверса

Рассмотрим подход, основанный на наличии асимметрии в распределении по внутреннему поперечному импульсу в начальном состоянии, называемый механизмом Сиверса[23, 24]. В этом подходе асимметрия приходит из корреляции импульса k_T партона a с поперечным спином поляризованного адрона A. Орбитальное угловое движение кварков и глюонов внутри протона могут обеспечить этот механизм. Если партон с левонаправленным k_T имеет амплитуду рассеяния отличную от амплитуды правонаправленного партона в одно и то же конечное состояние, может появится общая асимметрия. Такая ситуация может возникнуть если остальная часть адронов, не участвующая в жёстком рассеянии создаёт окружение с которым взаимодействуют рассеянные партоны, и если это взаимодействие зависит от k_T партона. Результирующая анализирующая способность:

$$A_N \propto \sum_{abc} \int dx_a\, dx_b\, \frac{1}{z}\, d^2k_{\perp a}\; \Delta^N f_{a/A^\uparrow}(x_a, k_{\perp a})\, f_{b/B}(x_b)\, H(k_{\perp a})\, \mathcal{D}_{C/c}(z). \quad (15)$$

Зависимость неполяризованных партонных распределений и функций фрагментации от поперечного импульса была проинтегрирована. Асимметрия в распределении $\Delta^N f_{a/A^\uparrow}$ называется функцией Сиверса и определяется как

$$\Delta^N f_{a/A^\uparrow}(x_a, k_{Ta}) \equiv \hat{f}_{a/A^\uparrow}(x_a, k_{Ta}) - \hat{f}_{a/A^\downarrow}(x_a, k_{Ta}). \quad (16)$$

Очевидно, что даже если разность между сечениями жёсткого подпроцесса для спина вверх и вниз нулевая, ненулевая функция Сиверса создает асимметрию.

Эффект Сиверса применим к широкому кругу конечных состояний, т.к. он появляется до жёсткого рассеяния и фрагментация в этом случае так же не играет роли.

2.2.2. Эффект Коллинза

Даже если конечное состояние безспиновое, конечный партон c может быть поляризованным, и если и зависимость от спина может возникать в самом процессе фрагментации в адрон C[25, 26]. Это эффективно позволяет получить информацию о спиновом состоянии партона c. Формально, это равнозначно недиагональности матрицы ρ^c. В результате мы получаем, асимметрию пропорциональную:

$$\begin{aligned} A_N &\propto d\sigma^\uparrow - d\sigma^\downarrow \\ &\propto \sum_{abc} \int dx_a\, dx_b\, \frac{1}{z}\, d^2k_{\perp h}\; f_{a/A}(x_a)\, f_{b/B}(x_b)\, H_{+-;+-}(k_{\perp h})\, \Delta^N \mathcal{D}_{C/c^\uparrow}(z, k_{\perp h}) \end{aligned} \quad (17)$$

Заметьте что зависимость от поперечных импульсов всех начальных состояний была проинтегрирована. Только фрагментация сохранила зависимость от k_T. $\Delta^N \mathcal{D}_{/c^\uparrow}$ называют функцией Коллинза. Она определяется как

$$\Delta^N \mathcal{D}_{C/c^\uparrow}(z, k_{\perp h}) \equiv \hat{\mathcal{D}}_{C/c^\uparrow}(z, k_{\perp h}) - \hat{\mathcal{D}}_{C/c^\downarrow}(z, k_{\perp h}) \tag{18}$$

В эффекте Коллинза, адрон рождается с “внутренним"поперечным импульсом k_T(т.е. он не идёт из жесткого подпроцесса), направление которого коррелирует с поперечным спином кварка c. Спин кварка c точно такой же как и у кварка a, потому что кварк сохраняет свой спин в ходе жёсткого рассеяния. Наконец, если партон a – это кварк, несущий большую долю импульса протона x_F, то с большой вероятностью направление его спина совпадает с направлением спина родительского протона A. Таким образом поперечный импульс k_T наблюдаемого адрона может быть скорректирован со спином начального поляризованного протона A.

Поперечный импульс k_T конченого адрона ортогонален импульсу и спину партона c, поэтому при перевороте спина партона c может появляться лево-правая асимметрия. Это так же означает, что асимметрия определена по отношению к направлению импульса партона c, а не направлению пучка. Другими словами, асимметрия ограничена струёй, рождённым из партона c, а ось струи сама не имеет анализирующей способности. Это может быть проверено в экспериментах с полной реконструкцией струи и измерением асимметрии струи. Если наблюдаемое конечное состояние появляется не из фрагментации струи, например как в случае прямой эмиссии фотонов, эффект Коллинза даёт нулевую асимметрию.

2.2.3. Твист-3 эффекты

Все механизмы, затронутые ранее, были основаны на TMD факторизации в лидирующем твисте(Твист-2). Тем не менее, возможно генерировать поперечно-спиновые эффекты основываясь на явлениях в высших твистах, оставаясь при этом в рамках доказанной коллинеарной факторизации [27, 28].

В подходе Твист-3 имеется дополнительный глюонный пропагатор, который может быть связан с поляризованным или неполяризованным начальным адроном или функцией фрагментации. Для реакции $A + B \to h + X$ можно записать спин-зависимое сечение в виде:

$$\begin{aligned} d\sigma(p_T, \vec{s_T}) = & \sum_{abc} f^{(3)}_{a/A}(x_{a1}, x_{a2}, \vec{s_T}) \otimes f_{b/B}(x_b) \otimes H'(p_T, \vec{s_T}) \otimes \mathcal{D}_{h/c}(z) \\ & + \sum_{abc} f_{a/A}(x_a, \vec{s_T}) \otimes f^{(3)}_{b/B}(x_{b1}, x_{b2}) \otimes H''(p_T, \vec{s_T}) \otimes \mathcal{D}_{h/c}(z) \\ & + \sum_{abc} f_{a/A}(x_a, \vec{s_T}) \otimes f_{b/B}(x_b) \otimes H'''(p_T, \vec{s_T}) \otimes \mathcal{D}^{(3)}_{h/c}(z_1, z_2) \end{aligned} \quad (19)$$

Т.к. используется коллинеарная факторизация, k_T не появляется в формуле (19). Функции с символом (3) обозначают Твист-3 функции, имеющие дополнительную переменную для глюона. Отметим что партон-партонное сечение H отличается в каждой строке формулы (19), т.к. возможны 3 комбинации начального и конечного состояния в подпроцессе.

2.3. Односпиновая асимметрия, индуцированная AQCM в кварк-кварковом рассеянии при высоких энергиях

Вычислим односпиновую асимметрию, которая появляется в кварк-кваркового рассеяния в случае с учётом AQCM.

Для рассеяния поперечно поляризованного кварка на неполяризованном $q^{\uparrow}(p_1) + q(p_2) \to q(p_1') + q(p_2')$ односпиновая асимметрия определяется как

$$A_N = \frac{d\sigma^{\uparrow} - d\sigma^{\downarrow}}{d\sigma^{\uparrow} + d\sigma^{\downarrow}}, \quad (20)$$

где $\uparrow\downarrow$ обозначают направления спина начального кварка, перпендикулярное плоскости рассеяния

$$d\sigma^{\uparrow\downarrow} = \frac{|M_{\uparrow\downarrow}|^2}{2\mathrm{I}} d\mathrm{PS}_2(\mathrm{S}, \mathrm{q_t}), \quad (21)$$

где I начальный поток, $S = (p_1 + p_2)^2$, $M_{\uparrow\downarrow}$ матричный элемент для различных направлений спина начальной частицы, $d\mathrm{PS}_2(\mathrm{S}, \mathrm{q_t})$ - двухчастичный фазовый объем, $q_t = {p_1}'_t - p_{1t}$ поперечная часть переданного импульса. В пределе высоких энергий $S \gg q_t^2, M_q^2$, $I \approx S$ и $d\mathrm{PS}_2(\mathrm{S}, \mathrm{q_t}) \approx d^2 q_t / (8\pi^2 S)$.

Эту асимметрию можно выразить в терминах спиральных амплитуд [33],[34]

$$\Phi_1 = M_{++;++},\ \ \Phi_2 = M_{++;--},\ \ \Phi_3 = M_{+-;+-},\ \ \Phi_4 = M_{+-;-+},\ \ \Phi_5 = M_{++;+-},$$

где символы $+$ и $-$ обозначают спиральность кварка в системе центра масс. SSA даётся следующим выражением

$$A_N = -\frac{2Im[(\Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 - \Phi_4)\Phi_5^*]}{|\Phi_1|^2 + |\Phi_2|^2 + |\Phi_3|^2 + |\Phi_4|^2 + 4|\Phi_5|^2)}. \tag{22}$$

На Рис. 7 показаны диаграммы, дающие больший вклад в A_N. Мы полагаем, что члены высших порядков по μ_a и α_s будут подавлены благодаря малой плотности инстантонов в вакууме КХД[3] и дополнительными степенями константы связи сильного взаимодействия.

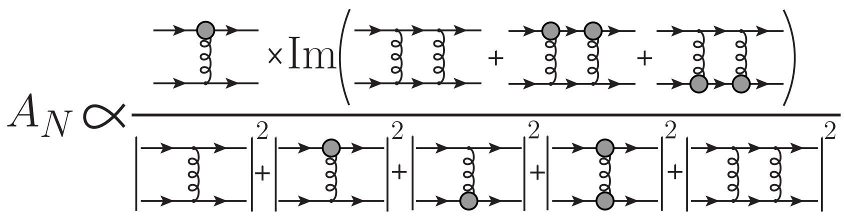

Рис. 7 Диаграммы дающие основной вклад в SSA. Кружок обозначает AQCM вершину с переворотом спина.

2.3.1. Расчёт SSA в qq рассеянии

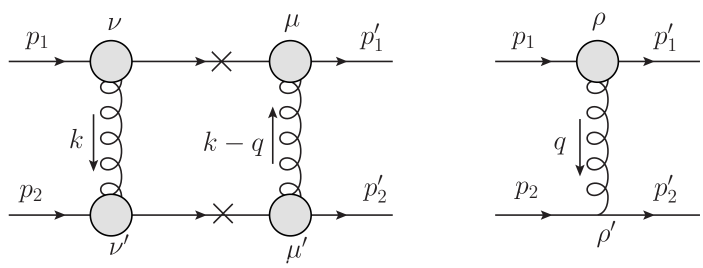

Рис. 8 Используемые обозначения для импульсов. Здесь кружок обозначает обобщённую вершину из (2).

На Рис. 8 показаны используемые обозначения и направления импульсов.

$$p_1' = p_1 - q; \quad p_2' = p_2 + q; \quad k' = k - q \tag{23}$$

Мы будем использовать Судаковскую параметризацию для четырех-импульсов[35],[36]:

$$k = \alpha p_1 + \beta p_2 + \vec{k}, \quad \vec{k} \cdot p_{1,2} = 0, \quad \vec{k}^2 = -k_t^2 < 0.$$

Дифференциальное сечение рассеяния кварка со спином "вверх"на неполяризованном кварке:

$$\frac{d\sigma_\uparrow}{dq_t} = \frac{q_t}{16S^2\pi^2}\frac{1}{2\times 9}|A_\uparrow|^2 \tag{24}$$

Фактор $\frac{1}{2\times 9}$ идёт от усреднения по спинам на нижней линии и по цвету.

Нас интересует только мнимая часть петлевой амплитуды, потому что только она даёт вклад в асимметрию. Мы получим её используя правила Кутковского, т.е. заменяя пропагаторы кварков, помеченные на Рис.8 крестиком, на дельта-функции с соответствующими импульсами в аргументе:

$$|A_\uparrow|^2 = g_s^6[\mathrm{color}] \int \frac{s}{2}\frac{d\alpha\, d\beta\, d^2\vec{k}}{(2\pi)^4}(-2\pi i)^2\delta((p_1-k)^2)\delta((p_1+k)^2)I. \tag{25}$$

Здесь I обозначает

$$\begin{aligned} I &= \mathrm{Tr}[\hat{p}_1' U_\mu(\hat{p}_1 - \hat{k})U_\nu \hat{p}_1 \frac{(1+\gamma_5\hat{a})}{2}\bar{U}_\rho]\,\mathrm{Tr}[\hat{p}_2' U_{\mu'}(\hat{p}_2+\hat{k})U_{\nu'}\hat{p}_2\overline{U}_{\rho'}] \times \\ &\times\ P_{\mu\mu'}(k'^2)P_{\nu\nu'}(k^2)P_{\rho\rho'}(q^2), \end{aligned} \tag{26}$$

где U_μ означает обобщённую кварк-глюонную вершину из (2), $P_{\mu\nu}(q^2)$ – глюонный пропагатор. Для оценок мы использовали пропагатор глюона в Феймановской калибровке в виде

$$P_{\mu\nu}(k^2) = \frac{g_{\mu\nu}}{k^2 - m_g^2}. \tag{27}$$

Здесь m_g можно рассматривать как инфракрасное обрезание связанное с конфайнментом[37], или как динамическую массу глюона [38], [39]. В инстантонной модели этот параметр может быть интерпретирован, как учитывающий мульти-инстантонные вклады в глюонный пропагатор. Мы будем использовать Грибовское разложение для глюонного пропагатора на поперечную и продольную части в пределе высоких энергий

$$g_{\mu\nu} = g^t_{\mu\nu} + \frac{2(p_{2\mu}p_{1\nu} + p_{2\nu}p_{1\mu})}{S} \approx \frac{2(p_{2\mu}p_{1\nu} + p_{2\nu}p_{1\mu})}{S}.$$

Это означает, что нас будут интересовать только лидирующие по степени S вклады. Отметим, что такая замена значительно упрощает расчёты.

Т.к. все кварки в таком подходе находятся на массовой поверхности, для формфактора F_2 имеем следующую формулу:

$$F_2(k_1^2, k_2^2, q^2) = F_2(0,0,q^2) = \mu_a F_g(\rho_c|q|). \tag{28}$$

Правильный расчёт трейса по цветовым индексам очень важен для SSA, потому что влияет на знак асимметрии.

$$\left(\mathrm{Tr}[t^a t^b t^c]\,\mathrm{Tr}[t^{a'} t^{b'} t^{c'}] - \mathrm{Tr}[t^a t^b t^c]\,\mathrm{Tr}[t^{b'} t^{a'} t^{c'}]\right)\delta_{aa'}\delta_{bb'}\delta_{cc'} = \tag{29}$$

$$= \frac{1}{16}\left(h^{abc}h^{a'b'c'} + h^{abc}h^{b'a'c'}\right) = \frac{-32+112}{16\times 3} = \frac{5}{3}. \tag{30}$$

Первое слагаемое идёт от диаграмм с "параллельным"обменом глюонами, а второе от диаграмм с перекрёстным обменом.

Теперь посчитаем след по спиновым индексам. Для интерференции между спин-флиповой амплитудой, и петлевой амплитудой с пертурбативными вершинами(первая и вторая диаграмма в числителе на Рис.7) получим

$$I_1 = \frac{16S^3|\vec{q}_t|}{(\vec{k}^2+m_g^2)(\vec{k}'^2+m_g^2)(\vec{q}^2+m_g^2)}\frac{F_2(q_t)}{2M_q}. \tag{31}$$

А для интерференции между спин-флиповой амплитудой, и петлевой амплитудой с двумя хромомагнитными вершинами

$$I_2 = \frac{16S^3|\vec{q}_t|(k_t^2 - k_t\cdot q_t)}{(\vec{k}^2+m_g^2)(\vec{k}'^2+m_g^2)(\vec{q}^2+m_g^2)}\frac{F_2(q_t)F_2(k_t)F_2(k_t')}{(2M_q)^3}. \tag{32}$$

Причём интерференция с третьей и четвёртой диаграммой на Рис.7 даёт одинаковый результат. В итоге, объединяя все вклады получим

$$\begin{aligned}\frac{\Delta d\sigma}{dq_t} &= \frac{2q_t}{16S^2\pi^2}\frac{1}{2\times 9}g_s^6\frac{5}{3}\int\frac{S}{2}\frac{d^2\vec{k}}{(2\pi)^4S^2}(-2\pi i)^2 2(I_1+2I_2) = \\ &= \frac{10g_s^6}{27(2\pi)^4}\frac{q_t^2\mu_a F_g(\rho_c|q_t|)}{2M_q(q_t^2+m_g^2)}\times \\ &\times\int\frac{d^2k_t(1+2(k_t^2-q_t\cdot k_t)\mu_a^2F_g(\rho_c|k_t|)F_g(\rho_c|k_t'|)/(2M_q)^2)}{(2\pi)^4(k_t^2+m_g^2)(k_t'^2+m_g^2)}.\end{aligned} \tag{33}$$

В знаменателе на Рис.7 по определению одно-спиновой асимметрии стоит удвоенное сечение рассеяния неполяризованного кварка. Запишем квадрат амплитуды для диаграмм древесного типа:

$$|A_{tree}|^2 = g_s^4[\text{color}]\,\mathrm{Tr}[\hat{p}_1' U_\mu \hat{p}_1 \bar{U_\nu}]\,\mathrm{Tr}[\hat{p}_2' U_{\mu'} \hat{p}_2 \bar{U}_{\nu'}] P_{\mu\mu'} P_{\nu\nu'}. \tag{34}$$

Общий цветовой фактор для них равен

$$\mathrm{Tr}[t^a t^b]\,\mathrm{Tr}[t^{a'} t^{b'}]\delta^{aa'}\delta^{bb'} = \frac{\delta^{aa}}{4} = 2. \tag{35}$$

В итоге получим для сечения

$$\begin{aligned} \frac{2d\sigma_{\text{tree}}^{unp}}{dq_t} &= \frac{q_t}{9\pi^2}\frac{g_s^4}{(q_t^2+m_g^2)^2}\left(1+2\left(q_t\frac{\mu_a F_g(\rho_c|q_t|)}{2M_q}\right)^2+\left(q_t\frac{\mu_a F_g(\rho_c|q_t|)}{2M_q}\right)^4\right) = \\ &= \frac{q_t}{9\pi^2}\frac{g_s^4}{(q_t^2+m_g^2)^2}\left(1+\left(q_t\frac{\mu_a F_g(\rho_c|q_t|)}{2M_q}\right)^2\right)^2. \end{aligned} \tag{36}$$

Первое слагаемое в первой строчке соответствует чисто пертурбативному обмену, второе – с одной хромомагнитной вершиной, а третье – с двумя. Так же эта формула пригодится нам в следующей главе, когда мы будем рассматривать динамику упругого pp рассеяния.

Перейдём к вычислению вклада диаграммы с петлёй. Выражение для амплитуды имеет вид:

$$\begin{aligned} A_{\text{loop}} &= g_s^4 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} t^a t^b t^{a'} t^{b'} [\bar{u}(p_1')\gamma_\mu(\hat{p}_1-\hat{k})\gamma_\nu \bar{u}(p_1)][\bar{u}(p_2')\gamma_{\mu'}(\hat{p}_2+\hat{k})\gamma_{\nu'}\bar{u}(p_2)] \times \\ &\times P_{\mu\mu'}^{aa'} P_{\nu\nu'}^{bb'}(-2\pi i)^2 \delta((p_1-k)^2)\delta((p_2+k)^2). \end{aligned} \tag{37}$$

Посчитаем цветовой фактор:

$$\begin{aligned} \mathrm{Tr}[t^a t^b t^c t^d]\,\mathrm{Tr}[t^{a'} t^{b'} t^{c'} t^{d'}]\delta_{aa'}\delta_{bb'}\delta_{cc'}\delta_{dd'} &= \left(\frac{\delta^{ab}\delta^{cd}}{12}+\frac{h^{abn}h^{ncd}}{8}\right)^2 = \\ &= \frac{64}{144}+\frac{(-4/3)^2}{64} = \frac{2}{3}, \end{aligned} \tag{38}$$

здесь $h^{abc} = d^{abc} + if^{abc}$. Для квадрата амплитуды получим

$$|A_{\text{loop}}|^2 = g_s^8 \frac{2s^2}{3\pi^2}\left(\int \frac{d^2k_t}{(k_t^2+m_g^2)((k_t-q_t)^2+m_g^2)}\right)^2 \tag{39}$$

и выражение для сечения

$$\frac{2d\sigma^{unp}_{\text{loop}}}{dq_t} \;=\; \frac{q_t}{27(2\pi)^6}\left(\int\frac{d^2k_t}{(k_t^2+m_g^2)((k_t-q_t)^2+m_g^2)}\right)^2. \qquad (40)$$

В конечном итоге, объединяя все результаты мы получим для величины асимметрии:

$$A_N = -\frac{5\alpha_s\mu_a q_t(q_t^2+m_g^2)}{12\pi M_q}\frac{F_g(\rho|q_t|)N(q_t)}{D(q_t)}, \qquad (41)$$

где

$$N(q_t) = \int d^2k_t\frac{(1+\mu_a^2(k_t^2-q_t\cdot k_t)F_g(\rho|k_t|)F_g(\rho|q_t-k_t|)/(2M_q^2)}{(k_t^2+m_g^2)((k_t-q_t)^2+m_g^2)})$$

и

$$D(q_t) = \left(1+(\frac{\mu_a q_t}{2M_q}F_g(\rho|q_t|))^2\right)^2+\frac{\alpha_s^2(q_t^2+m_g^2)^2}{12\pi^2}\left(\int\frac{d^2k_t}{(k_t^2+m_g^2)((k_t-q_t)^2+m_g^2)}\right)^2.$$

2.4. Результаты и обсуждение

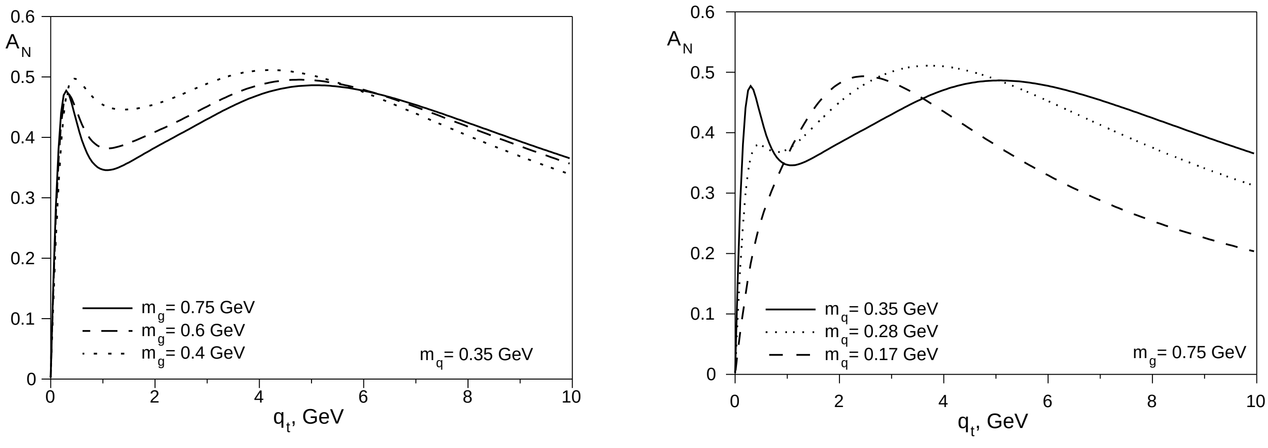

Рис. 9 Слева: зависимость SSA от поперечного импульса q_t при различных значениях инфракрасного обрезания в глюонном пропагаторе[37], [38], [39]. Справа: зависимость SSA от поперечного импульса q_t при различных значениях динамической массы кварка [3], [4],[6].

На Рис.9 показан результат для A_N как функция поперечного импульса кварка для различных значений динамической массы M_q и параметра инфракрасного обрезания m_g. Эти графики показывают, что A_N

(индуцированная AQCM) большая по абсолютной величине и слабо зависит от конкретного значения M_q и m_g. Так же следует подчеркнуть что A_N в таком подходе не зависит от энергии в с.ц.м. Это свойство напрямую связано с природой глюонного обмена в t-канале со спином 1.

Другая интересная особенность - это пологая зависимость A_N от поперечного импульса конечной частицы. Такое поведение обеспечивается двумя факторами. Во-первых, формфактор в кварк-глюонной вершине имеет слабую степенную зависимость. Во-вторых, КХД вакууме средний размером инстантона мал $\rho_c \approx 0.3$ [3]. Такая пологая зависимость от q_t была обнаружена коллаборацией STAR в инклюзивном рождении π^0 [42].

Кроме того, знак асимметрии определяется знаком AQCM и она должна быть положительной, (41). Этот знак важен в объяснении знака SSA наблюдаемой в инклюзивном рождении π^+, π^- и π^0 мезонов в протон-протонных и протон-антипротонных рассеяниях при высокой энергии.

Хотелось бы отметить, что механизм возникновения SSA основанный на AQCM довольно общий и может появляться в любой непертурбативной КХД модели со спонтанным нарушением киральной симметрии[2]. Притягательное свойство модели инстантонной жидкости заключается в том, что эффекты возникают на относительно малых расстояниях порядка $\rho_c \approx 0.3$ фм. В результате, это позволяет понять источник наблюдаемых больших одно-спиновых асимметрий при больших передачах импульса.

2.4.1. Оценка SSA в инклюзивном рождении пионов в pp соударениях

Мы можем произвести простые оценки для величины асимметрии на адронном уровне. Рассмотрим инклюзивное рождение пионов в протон-протонных соударениях. Ограничимся лидирующим вкладом от фрагментации конечного кварка в пион. В таком случае SSA для пионов

$$A_N^\pi(q_t) \approx \frac{\Delta_T q}{q} A_N^q(q_t), \tag{42}$$

где $A_N^q(q_t)$ – величина асимметрии на кварковом уровне, посчитанная ранее. $\Delta_T q$ – функция распределения поперечно поляризованных кварков

[2] Например, связь SSA и спонтанного нарушения киральной симметрии обсуждается в [40].

определённого аромата в поперечно поляризованном протоне. q – число соответствующих валентных кварков в протоне, которые могут фрагментировать в инклюзивный пион. Воспользуемся дополнительным предположением, что $\Delta_T q \approx \Delta q$, где Δq функция распределения продольно поляризованного кварка в продольно поляризованном протоне. В итоге получим, что

$$A_N^{\pi^+}(q_t) \approx 0.383 A_N^q(q_t), \quad A_N^{\pi^-}(q_t) \approx -0.327 A_N^q(q_t), \quad A_N^{\pi^0}(q_t) \approx 0.146 A_N^q(q_t). \tag{43}$$

Здесь мы использовали значения $\Delta u = 0.766$ и $\Delta d = -0.327$ из работы [41]. Если мы умножим численные факторы уравнения (43) на значение асимметрии, приведённое на Рис.9 и сравним полученные величины с экспериментальными данными[42, 43, 44, 45], то увидим что наша оценка в качественном согласии с ними. Однако, необходим более аккуратный расчёт, включающий функции фрагментации в конечные пионы, а так же поляризованные и неполяризованные партонные функции распределения.

2.4.2. AQCM в полуинклюзивном рождении мезонов

Очевидно, что индуцированный инстантонами переворот спиральности должен также дать вклад в спиновые асимметрии в полуинклюзивном рождении адронов в лептон-нуклонных взаимодействиях (SIDIS). Большое значение SSA в сечениях рождения π - и K-мезонов наблюдалась коллаборациями HERMES [46] и COMPASS[47].

В лидирующем порядке по инстантонной плотности, ненулевой вклад в SSA в SIDIS ожидается из интерференции диаграмм, представленных на Рис. 10. Здесь мнимая часть возникает из-за пертурбативного и непертурбативного взаимодействий в конечном состоянии кварка с системой-спектатором.

Реальная часть амплитуды, представленной двумя первыми диаграмм включает пертурбативную, сохраняющую спиральность, фотон-кварковую вершину и индуцированную инстантоном вершину со спин-флипом. Формфактор Паули, соответствующий последней вершине был рассчитан в[49].

Подчеркнём существенную разницу нашего подхода к SSA в SIDIS

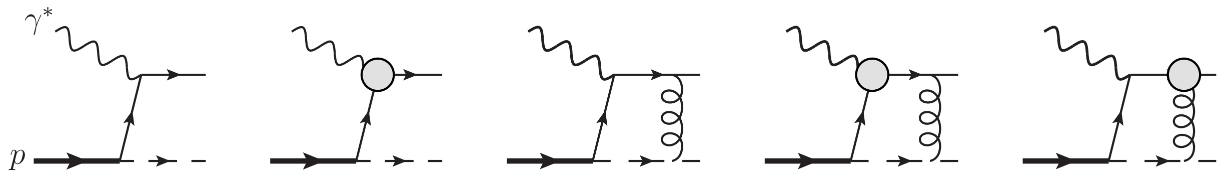

Рис. 10 Лидирующий вклад в SSA в SIDIS.

и моделью пертурбативного взаимодействия в конечном состоянии предложенной в [50]. В частности, можно ожидать, что основной вклад идёт из кинематической области, где виртуальность глюонов мала. Таким образом, взаимодействие глюонов с кварками должно быть сильно непертурбативным. Кроме того, переворот спиральности в [50] связан с волновой функцией нуклона. Поэтому SSA в таком механизме может быть значительна только в области малых поперечных импульсов конечных мезонов $k_t \approx \Lambda_{QCD} \approx 250$ MeV. В нашем подходе мы ожидаем значительные SSA при больших поперечных импульсах, потому что среднем размер инстантона гораздо меньше масштаба конфайнмента $\rho_c \approx R_{conf}/3$. Это качественное наблюдение соответствует экспериментальным данным, представленным коллаборациями HERMES и COMPASS, где большая SSA наблюдалось только при достаточно больших k_t. Кроме того, значительная Q^2 зависимость SSA, измеренная коллаборацией COMPASS [47] может быть связана с сильной Q^2 зависимость непертурбативной фотон–кварковой вершины.

2.5. Выводы

Была вычислена величина одно-спиновой асимметрии в кварк-кварковом рассеянии, индуцированная AQCM. Величина асимметрии оказалась довольно большой, порядка 50%. Этот эффект связан с сильным спин-флиповым кварк-глюонным взаимодействием, индуцированным топологически нетривиальной конфигурацией глюонного вакуумного поля – инстантонами. Поведение асимметрии в предложенном механизме имеет свойства, наблюдаемые в экспериментах: слабую зависимость от энергии и поперечного импульса при больших их значениях. Знак асимметрии определяется знаком AQCM, поэтому данный механизм может предсказывать знак SSA в рождении различных адронов. Сделаны оценки для величины SSA в инклюзивном рождении пионов в pp соударениях, которые находятся в качественном согласии с экспериментальными данными. Всё вышеперечисленное указывает на то, что предложенный механизм может быть ответственен за большие спиновые асимметрии, наблюдаемые в различных реакциях при высокой энергии.

3. AQCM и динамика упругого pp и $p\bar{p}$ рассеяния

Упругое адрон-адронное рассеяние в некотором смысле наиболее фундаментальный тип реакции, но в то же самое время плохо поддающийся теоретическому описанию. Хотя существует большое количество спин-зависимых данных при низких и средних энергиях, полное понимание механизмов ответственных за спиновые эффекты в упругих адрон-адронных процессах отсутствует.

В целом, можно выделить две кинематических области, представляющих интерес: при малых и средних значениях переданного импульса и при больших передачах. В первом, строго говоря, работает непертурбативная КХД, так что нет никаких точных теоретических предсказаний, хотя есть очень интересные наводящие идеи. Во второй области ожидалось что пКХД должна дать корректные описания, но к сожалению её предсказания сильно расходятся с существующими данными.

3.1. Краткий обзор экспериментальной и теоретической ситуации

Упругое протон-протонное и протон-антипротонное сечения при высоких энергиях демонстрируют очень сложную динамику, которую довольно трудно объяснить в рамках КХД (см. обсуждение в [52, 53, 54, 55, 56, 57, 58, 59, 60]). При малых передачах импульса, экспериментальные данные могут быть описаны достаточно хорошо дифракционным рассеянием, индуцированным обменом Помероном между адронами. При больших $-t \gg 1$ GeV^2 в популярной модели Доначи-Ландшоффа(Donnachie-Landshoff – DL) доминирующий вклад даёт обмен Оддероном, который является $C = -1$ партнёром Померона. Было предложено, чтобы этот эффективный обмен происходит от пертурбативного трёх-глюонного обмена в протон-протонных и протон-антипротонных рассеяниях [61].

Экспериментальное подтверждение существования такого обмена можно найти в данных ISR в разнице структуры дипа около $|t| \approx 1.4$ GeV^2 в дифференциальных сечениях pp и $p\bar{p}$ при $\sqrt{s} = 53$ GeV [63].

Однако, не существует каких-либо сигналов Оддерона при очень малых передачах импульса. Мы хотели бы подчеркнуть, что нельзя ожидать, что пертурбативный подход DL работает даже при самых больших $-t \sim 14$ GeV^2, доступных сейчас. Это связано с тем, что в такой модели трёх-глюонного обмена, средняя виртуальность глюонов $\hat{t} \approx t/9$ достаточно мала $-\hat{t} = 0.3 - 1.6$ GeV^2. Следовательно, в этой кинематической области непертурбативные эффекты КХД могут играть важную роль и должны быть приняты во внимание.

Попытка включить некоторые из непертурбативных эффектов в модель DL была сделана в [62]. В этой работе сила трёхглюонного обмена с пертурбативной кварк-глюонной вершиной считался свободным параметром и его значение было найдено из подгонки данных. Таким образом, хорошее описание сечений при больших $-t$ не результат расчёта, а фит экспериментальных данных.

В данном разделе мы расширим подход трёх-глюонного бесцветного обмена между нуклонами Доначи–Ландшоффа. Будет показано, что непертурбативная версия DL модели для Оддерона на основе AQCM хорошо описывает высокоэнергетические данные для упругих протон-протонных, протон-антипротонных сечений при больших передачах импульса[64]. Так же будут обсуждаться спиновые эффекты в упругом рассеяния.

3.2. Вклад AQCM в сечение упругого pp и $p\bar{p}$ рассеяния при высоких энергиях

Основная идея подхода DL заключается в том, что в упругом рассеянии кварки из одного протона должны отклонится на одинаковый угол, чтобы протон не развалился при больших передачах импульса. Следствием этого является приблизительно равные импульсы глюонов обмена. Можно рассмотреть и более сложные мультиглюонные вклады в упругое рассеяние, но считается что они подавлены дополнительной α_s или фактором $1/t^n$ из глюонных пропагаторов.

В модели DL дифференциальное сечение pp и $p\bar{p}$ рассеяния связывается с амплитудой кварк-кваркового рассеяния и даётся формулой

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx \frac{244P^4}{s^6 t^2 R^{12}} \mid M_{qq}(\theta) \mid^6 . \tag{44}$$

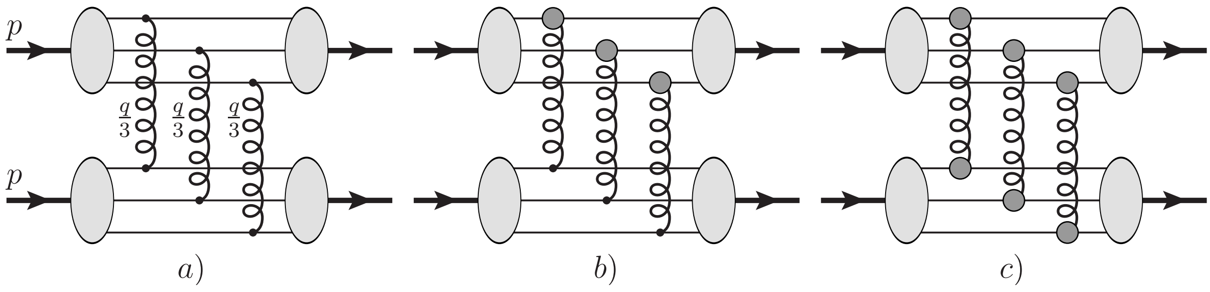

Рис. 11 Слева: Модель DL для протон-протонного рассеяния при больших $-t$. Справа: пример вклада AQCM индуцированного вторым членом из (2).

где M_{qq} матричный элемент кварк-кваркового рассеяния, θ – угол рассеяния в с.ц.м., P – вероятность найти трёхкварковую конфигурацию в протоне, и R – радиус протона. В своей работе DL рассматривали кварковое рассеяние в пКХД, поэтому

$$\mid M_{qq}^{pQCD}(\theta) \mid^2 = \frac{128\pi^2\alpha_s^2}{9}\frac{\hat{s}^2}{\hat{t}^2}, \tag{45}$$

где $\hat{s} \approx s/9$, при $\hat{s} \gg -\hat{t}$ $\hat{t}/\hat{s} \sim -\sin^2\theta/4$, и следующие значения для параметров были использованы*ad hoc* :

$$P = 1/10, \quad \alpha_s = 0.3, \quad R = 0.3. \tag{46}$$

Нужно подчеркнуть, что DL используют очень маленькое значение для радиуса протона, которое существенно меньше размера реального протона $R \approx 1$ фм. При использовании более адекватных значений $P = 1$ и $R = 1$ фм, мы получим $d\sigma/dt \sim 8{\cdot}10^{-4}/t^8$ mb/GeV^2. Это примерно на два порядка меньше по величине, чем экспериментальные данные $d\sigma/dt \approx 9 \cdot 10^{-2}/t^8$ mb/GeV^2 при больших $-t$.

Аналитический вклад AQCM в кварк-кварковое рассеяние был уже рассчитан в предыдущей главе(последний член в (36)). Перепишем его здесь в удобном виде

$$|M_{qq}^{AQCM}(\hat{s},\hat{t})|^2 = \frac{16\pi^3}{3}\alpha_s(|\hat{t}|)|\mu_a|\rho_c^2F_g^2(\sqrt{|\hat{t}|}\rho_c)\frac{\hat{s}^2}{|\hat{t}|} + \frac{\pi^4}{2}\mu_a^2\rho_c^4F_g^4(\sqrt{|\hat{t}|}\rho_c)\hat{s}^2. \tag{47}$$

Для оценок, мы используем $R \approx 1$ фм. Такая величина для сильного радиуса протона общепринята. Для вероятности трёхкварковой конфигурации возьмём значение $P = 1$, которое является естественным предположением в модели рассеяния трёх кварков на трёх кварках. Для динамической

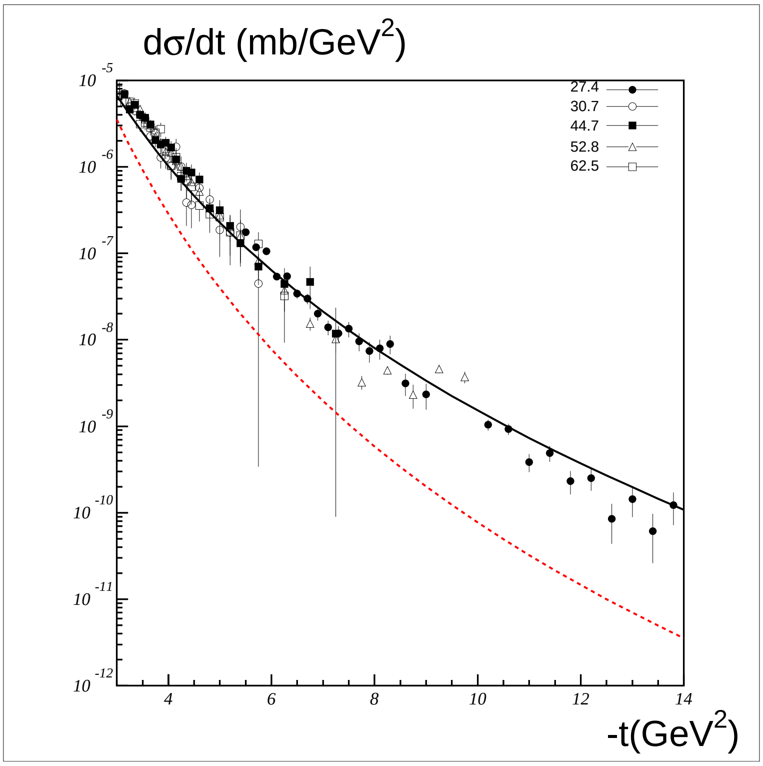

Рис. 12 Вклад пКХД обмена (пунктирная линия) и вклад AQCM (сплошная линия) в упругое pp и $p\bar{p}$ рассеяние при больших энергиях и передачах в сравнении с экспериментальными данными [68].

массы кварка была использована величина $M_q = 280$ MeV, средний размер инстантона был фиксирован значением $\rho_c = 0.3$ фм и для константы связи использовалась формула

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{9\ln((Q^2 + M_g^2)/\Lambda_{QCD}^2)}, \tag{48}$$

где $\Lambda_{QCD} = 0.28$ GeV и $M_g = 0.88$ GeV[6]. $Q^2 = -t/9 = q_t^2/9$, где q_t поперечный импульс, передающийся между адронами.

3.3. Численные результаты

Окончательный результат для вклада AQCM в сечения pp и $p\bar{p}$ показан сплошной линией на Рис.12. Следует отметить, что вклад AQCM асимптотически убывает при $1/t^{11}$ из-за формфактора (3). Таким образом, при асимптотически больших передачах импульса, пертурбативный вклад, ведущий себя как $1/t^8$ даст доминирующий вклад. Тем не менее, в кинематической области, доступной в настоящее время в экспериментах $-t \leq 14$

GeV^2, непертурбативный вклад AQCM доминирует и его величина достаточна для описания доступных данных, Рис.13.

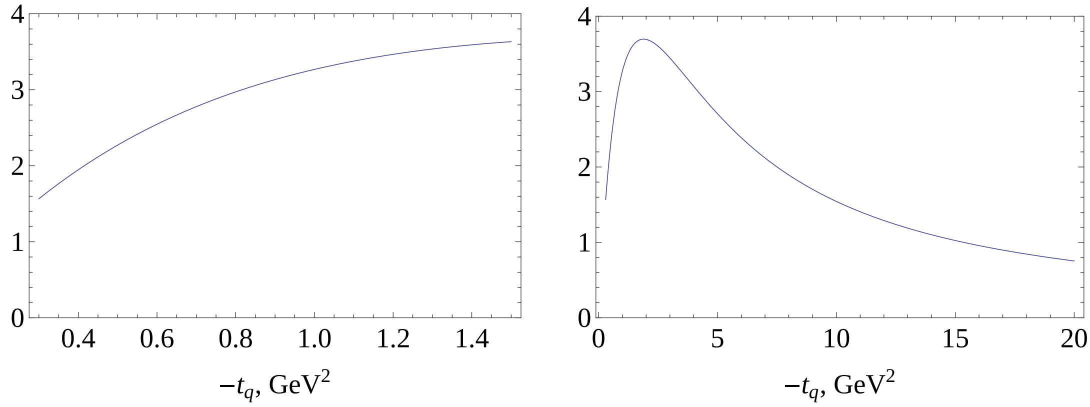

Рис. 13 Отношение вклада AQCM к вкладу пКХД. Видно, что в доступной сейчас кинематической области вклад AQCM доминирует(слева), но при асимптотически больших передачах пКХД вклад больше(справа).

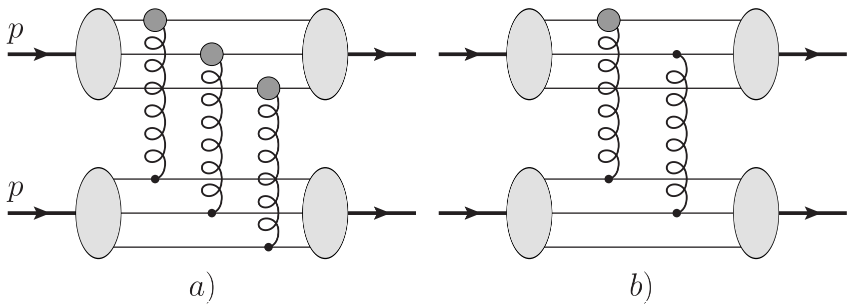

Рис. 14 Интерференция между a) диаграммами DL-типа с AQCM и b)Помероном со спин-флипом, индуцированным AQCM.

Наконец, разница в форме дипа при $-t \approx 1-2$ GeV^2 между дифференциальным сечением в pp и $p\bar{p}$ рассеянии на ISR может быть связана с интерференцией амплитуд с Оддероном и Помероном(Рис.14). Из-за C-нечётности Оддерона, знак интерференции между этими диаграммами будет разный в pp и $p\bar{p}$.

В нашей модели в амплитуде обмена Оддероном доминирует спин-флиповая компонента, которая пропорциональна $\sqrt{t}$. При малых передачах импульса, этот вклад в pp и $p\bar{p}$ рассеянии имеет зависимость

$$M \sim \frac{\sqrt{-t}}{(m_g^2 - t)^3}, \tag{49}$$

где m_g, как и раньше, динамическая масса глюона [69]. Следовательно, разница в дифференциальных сечениях при малых $-t$ и в полных сечениях между pp и $p\bar{p}$ рассеянием очень мала при высоких энергиях, что соответствует эксперименту.

Так же стоит отметить, что мы не ожидаем существенного вклада от обмена Помероном при больших передачах $-t > 3.5$ GeV^2. Это связано с большим подавляющим фактором $(s/s_0)^{2\alpha'_P t}$, возникающий из-за ненулевого наклона Померонной траектории $\alpha'_P \approx 0.25$ GeV^{-2}.

3.4. SSA в упругом pp и $p\bar{p}$ рассеянии.

Как было показано в предыдущей главе, AQCM приводит к большой асимметрии в кварк-кварковом рассеянии и может считаться фундаментальным механизмом для объяснения больших наблюдаемых спиновых асимметрий в реакциях при высоких энергиях. Большая SSA была так же обнаружена для упругого pp рассеяния на AGS и она сохраняется при больших передачах (Рис.15) В нашей модели в амплитуде обмена Оддероном

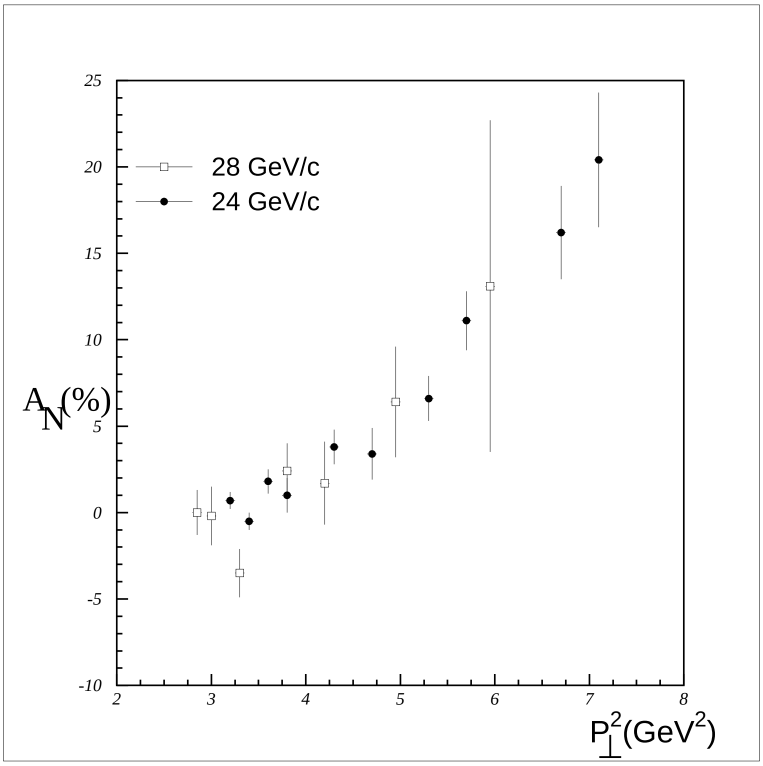

Рис. 15 Односпиновая асимметрия в упругом pp рассеянии на AGS[72].

доминирует спин-флиповая компонента. А из-за C нечётности Оддерона это приводит к тому, что амплитуда с переворотом спина Φ_5 должна иметь разный знак в протон-протонном и протон-антипротонном рассеянии. Следовательно, величина асимметрии A_N для упругого $p\bar{p}$ рассеяния должна менять знак по сравнению с pp. Это предсказание может быть проверено коллаборацией PAX на HESR(FAIR) [73]. Из-за доминирования в структуре Оддерона и Померона обмена со спином 1 в t-канале, мы так же ожидаем, что односпиновая асимметрия при больших $-t$ должна иметь слабую зависимость от энергии. Это предсказание может быть проверено в эксперименте pp2pp на RHIC, если они смогут охватить кинематическую область больших поперечных передач[76]. К сожалению, вычисление абсолютной величины SSA в упругом pp и $p\bar{p}$ рассеянии является довольно сложной задачей, потому что нужно знать спин-флиповые и не спин-флиповые компоненты Оддеронного и Померонного обмена. Кроме того, при малых передачах импульса и низких энергиях необходимо учитывать эффекты обмена вторичными Реджеонами.

3.5. Выводы

В заключение, показано что непертурбативная аномальная кварк-глюонная вершина даёт большой вклад в упругое протон-протонное и протон-антипротонное рассеяние при больших передачах импульса. Можно рассматривать трёх-глюонный обмен, индуцированный это вершиной как эффективный обмен Оддероном с большой долей спин-флипа в его амплитуде в его амплитуде.

Следует отметить, что вклад AQCM в упругое сечение pp и $p\bar{p}$ пропорционален $1/\alpha_s^6$ [5]. Следовательно, сохраняющие спиральность компоненты в Оддероне связанные с пертурбативной вершиной должны быть подавлены по α_s.

Мы привели аргументы, что сильная спиновая зависимость Оддеронной амплитуды может вести к большим спиновым эффектам в протон-протонном и протон-антипротонном рассеянии при больших передачах.

Наш подход основан на существовании двух совершенно разных масштабов в физике адронов. Один из них связан с радиусом конфайнмента $R \approx 1$ фм, что в модели инстантонной жидкости соответствует среднему расстоянию между инстантонами и анти-инстантонами($R_{I\bar{I}} \approx 1$ фм [3, 4]). Этот масштаб ответственен за дифракционное рассеяние при малых передачах импульса. Второй масштаб в рамках модели инстантонной жидкости определяется как средний размер инстантона $\rho_c \approx 0.3$ фм и связан с масштабом спонтанного нарушения киральной симметрии. Этот феномен приводит к появлению большой динамической массы кварка и его большого аномального хромомагнитного момента, который отвечает за динамику упругого pp и $p\bar{p}$ рассеяния при больших передачах импульса. Мы хотели бы отметить, что модели структуры адронов с двумя масштабами обсуждались в работах [74, 75].

4. Вклад AQCM в дифракционное электророждение ρ-мезона

4.1. Дифракционные процессы и Померон

Дифракционные процессы как нельзя кстати подходят для изучения непертурбативной физики больших расстояний. В них можно чётко разделить известную пертурбативную часть, и малоизученную непертурбативную, т.е. лежащую за рамками теории возмущений. Частицы в таких реакциях сталкиваются при больших энергиях, но при этом обмениваются малым импульсом, где и могут проявится новые явления, связанные со сложной структурой вакуума КХД.

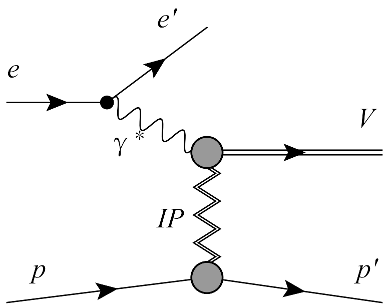

Рис. 16 Дифракционное рождение векторного мезона, индуцированное обменом Помероном.

Обычно, когда виртуальный фотон сталкивается с протоном, он выбивает кварк, при этом протон разрушается и порождает систему с большой инвариантной массой. Такое рассеяния называется глубоко-неупругим(Deep Inelastic Scattering - DIS). При этом конечные адроны плавно распределены по быстроте[3]. Но иногда протон выживает, лишь слегка «деформируясь», а фотон превращается в дифракционную систему с малой инвариантной массой $M^2_{\text{diffr}} \ll s$. В таком случае протон и дифракционная система будут разделены «щелью» в распределении по быстроте. Для дифракционного процесса необходимо, чтобы полная энергия реакции была много больше любого размерного параметра, входящего в данный

[3]Быстротой y называют аддитивную при Лоренц-бустах величину, связанную со скоростью. Она определяется как $y = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right)$, где p_z компонента импульса направленная вдоль оси пучка.

процесс, т.е.

$$\frac{Q^2}{s}, \frac{-t}{s}, \frac{m_p^2}{s} \ll 1$$

В реакции $\gamma^* p \to Xp$, система X может быть связанным $q\bar{q}$ состоянием или парой $q\bar{q}$, формирующей две адронные струи. Мы сосредоточимся в этой главе на рождении связанного состояния, а именно ρ мезона. Это самый лёгкий векторный мезон, состоящий из лёгких u- и d-кварков, поэтому мы ожидаем, что этот процесс чувствителен к непертурбативным флуктуациям вакуума КХД.

Как и в классической физике, дифракционное рассеяние представляет собой взаимодействие с границами рассеивающего тела. Фотон взаимодействует не с валентными кварками протона, а слегка задевает его внешнюю оболочку. Это взаимодействие можно описать так: протон испускает некий низко-энергетическим объект(«эффективную частицу»), который уже взаимодействует с фотоном(Рис. 16). Эксперименты показали, что этот объект должен быть бесцветным и электрически нейтральным. Он взаимодействует только сильным образом и даёт доминирующий вклад в адрон-адронные сечения при высоких энергиях. Этот объект назвали Помероном(обозначается $\mathbb{P}$)[77, 78, 79].

Поначалу, для объяснения поведения сечений хватало одного Померона с интерсептом(эффективным спином) 1.08, который в последствии стали называть «мягким» Помероном. В дальнейшем оказалось, что одного его недостаточно для описания всех экспериментальных данных. Второй Померон был введён для описания структурных функций в глубоконеупругих лептон-протонных столкновениях. Этот Померон, названый «жёстким» Помероном, имеет значительно больший интерсепт – 1.44. Основные свойства жёсткого Померона были предсказаны в рамках пертурбативной КХД, поэтому сейчас жёсткую часть Померона ассоциируют с пертурбативным БФКЛ подходом [80], в котором Померон рассматривается как обмен двумя реджезованными глюонами. Мягкий же Померон предположительно возникает из непертурбативной динамики.

Например, непертурбативная модель померона была предложена в работе [81], где эффекты связанны со специфическим поведением пропагатора глюона при малых импульсах. Однако в этой модели предполагалось, что вершина взаимодействия кварка с глюоном имеет такую же спиновую структуру как и в теории возмущений. Нашей же целью является рассмотреть такую модель Померона, где меняются не только пропагатор глюона в инфракрасной области, но и спиновая структуру кварк-глюонного взаимодействия [82].

4.2. Аналитический расчёт реакции $\gamma^* p \to \rho p$

4.2.1. Описание ρ мезона

В квантовой теории поля(КТП) волновые функции являются операторами в пространстве Фока. Мезон представляет из себя систему взаимодействующих частиц, поэтому проекция его на Фоковское пространство свободных, невзаимодействующих частиц будет иметь сложную структуру:

$$|V_{phys}\rangle = c_0|q\bar{q}\rangle + c_1|q\bar{q}g\rangle + c_2|q\bar{q}gg\rangle + c_3|q\bar{q}q\bar{q}\rangle + \dots \tag{50}$$

Здесь $|c_i|^2$ будут иметь смысл вероятности найти мезон в данном состоянии. В наших расчётах мы будем учитывать только первый член этого разложения, т.е. рассматривать мезон как $q\bar{q}$ состояние.

В работе [83] показано, как волновая функция, характеризующая переход между мезоном и состоянием $q\bar{q}$, появляется на языке Фейнмановских диаграмм.

Введём радиальную волновую функцию мезона:

$$\psi(p) = \frac{\Gamma(p)}{M^2 - m_V^2}, \tag{51}$$

где $\Gamma(p)$ – вершинный фактор, p – относительный импульс конституентов. M^2 – собственное значение релятивистского кинетического оператора состояния $q\bar{q}$ кварков на массовой поверхности. Проще говоря, это масса системы свободных кварка и антикварка. m_V^2 – собственное значение полного релятивистского гамильтониана, т.е. это масса реального мезона.

Поляризация векторной частицы описывается вектором V_μ. В общем виде выражение для вершины $q\bar{q}V$ будет:

$$\bar{u}'\Gamma_\mu u V_\mu \Gamma(p). \tag{52}$$

Здесь $\Gamma(p)$ – вершинный фактор, такой же как и в (51).

Обычно в литературе, по аналогии с вершиной $q\bar{q}\gamma$, Γ_μ выбирают как γ_μ. Мы поступим так же. Но строгости ради нужно сказать, что такой выбор не отображает правильную внутреннюю спиновую структуру векторного мезона. В ρ мезоне кварки не имеют орбитального момента, т.е. находятся в S состоянии. Известно, что правильная спинорная структура, соответствующая чистому S состоянию $q\bar{q}$ пары[84], это

$$S_\mu = \gamma_\mu - \frac{2p_\mu}{M+2m} = \left(g_{\mu\nu} - \frac{2p_\mu p_\nu}{m(M+2m)}\right)\gamma_\nu = S_{\mu\nu}\gamma_\nu. \tag{53}$$

Величина $S_{\mu\nu}$ имеет смысл проектора на S состояние. Сначала мы все вычисления будем проводить с γ_μ в мезонной вершине, а в конце, применяя замену

$$V_\mu \to V_\nu S_{\mu\nu} \tag{54}$$

получим выражение для S состояния.

4.2.2. Кинематика вершины $V \to q\bar{q}$

Использование разложения 4-векторов по базису векторов на световом конусе(light cone vectors – LC векторы) позволяет значительно упростить вычисления, поэтому этот приём получил широкое распространение в физике высоких энергий. Мы тоже воспользуемся этой техникой.

Будем разлагать любой вектор на компоненты, направленные вдоль LC векторов n_+^μ, n_-^μ и на поперечные компоненты, которые будут обозначаться знаком вектора над буквой. Новые базисные LC векторы определяются как:

$$n_+^\mu = \frac{1}{\sqrt{2}}(1,\vec{0},1), \quad n_-^\mu = \frac{1}{\sqrt{2}}(1,\vec{0},-1), \quad (n_+n_-) = 1, \quad (n_+n_+) = (n_-n_-) = 0,$$
$$p^\mu = p_+n_+^\mu + p_-n_-^\mu + \vec{p}^\mu, \qquad p^2 = 2p_+p_- - \vec{p}^2. \tag{55}$$

Аналогичным образом можно разложить γ-матрицы:

$$\gamma^\mu = \gamma_+n_+^\mu + \gamma_-n_-^\mu + \vec{\gamma}, \tag{56}$$

$$\gamma_+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(\gamma_0+\gamma_3), \quad \gamma_- = \frac{1}{\sqrt{2}}(\gamma_0-\gamma_3).$$

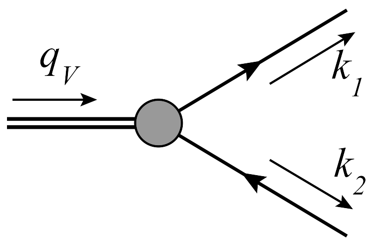

Рис. 17 Кинематика вершины $V \to q\bar{q}$.

Теперь рассмотрим кинематику вершины $q\bar{q}V$ (Рис. 17). Разложение векторов будет следующим:

$$\begin{aligned} q_V^\mu &= q_{V+}n_+^\mu + q_{V-}n_-^\mu, \\ k_1^\mu &= k_{1+}n_+^\mu + k_{1-}n_-^\mu + \vec{k}_\mu = zq_{V+}n_+^\mu + yq_{V-}n_-^\mu + \vec{k}_\mu, \\ k_2^\mu &= k_{2+}n_+^\mu + k_{2-}n_-^\mu - \vec{k}_\mu = (1-z)q_{V+}n_+^\mu + (1-y)q_{V-}n_-^\mu - \vec{k}_\mu, \end{aligned} \tag{57}$$

откуда получим

$$q_V^2 = 2q_{V+}q_{V-} = m_V^2, \quad k_1^\mu + k_2^\mu = q_V^\mu. \tag{58}$$

В общем случае, кварки могут находятся вне массовой поверхности, т.е.

$$k_i^2 \neq m^2.$$

Введём импульс k_i^*, который будет соответствовать кварку на массовой поверхности. Большая компонента k_{i+} нечувствительна к небольшому изменению виртуальности кварка. Компонента k_{i-} мала, поэтому изменится. Таким образом, чтобы получить импульс реального кварка, произведём замену

$$k_{i-} = \frac{k_i^2 + \vec{k}^2}{2k_{i+}} \to k_{i-}^* = \frac{m^2 + \vec{k}^2}{2k_{i+}}. \tag{59}$$

Введём новый вектор $q^\mu = k_1^{*\mu} + k_2^{*\mu}$. Его квадрат равен:

$$M^2 = q^2 = 2q_+q_- = 2q_{V+}(k_{1-}^* + k_{2-}^*) = \frac{\vec{k}^2 + m^2}{z(1-z)}. \tag{60}$$

Напомним, что эта величина имеет смысл инвариантной массы состояния $q\bar{q}$ свободных, невзаимодействующих кварков. Она отличается от величины m_V, которая является инвариантной массой состояния взаимодействующих виртуальных кварков.

Так же полезно ввести величину

$$2p_\mu = (k^*_{1-} + k^*_{2-})_\mu, \tag{61}$$

которая представляет относительный импульс кварков. Проделав некоторые вычисления, можно показать, что

$$M^2 = 4m^2 + 4\mathbf{p}^2, \quad p^2 = -\mathbf{p}^2, \quad (pq) = 0, \tag{62}$$

где $\mathbf{p}$ – это 3х-мерный относительный импульс кварков в системе их центра инерции(в дальнейшем все 3х-мерные вектора будем писать жирным шрифтом). Компоненты этого вектора:

$$\mathbf{p} = (\vec{p}, p_z), \quad \vec{p} = \vec{k}, \quad p_z = \frac{1}{2}(2z-1)M. \tag{63}$$

4.2.3. Нормировка волновой функции ρ мезона

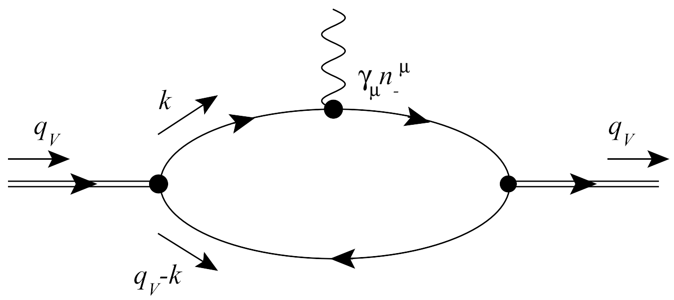

Рис. 18 Диаграмма, используемая для нормировки волновой функции.

Мы будем нормировать волновую функцию мезона на «поперечный» электромагнитный формфактор. Чтобы сделать это, положим амплитуду диаграммы, изображённой на Рис. 18, равной $2q_+i$. Внешняя фотонная линия имеет нулевой импульс и соединяется с фермионной линией в вершине через $\gamma_\mu n^\mu_-$. Из-за такой структуры взаимодействия, фотон передаёт только поперечную часть своего импульса. Т.к. фотон мы взяли со стремящимся к нулю импульсом, то формфактор равен единице, что соответствует бесструктурной частице. А если к обычной бесструктурной частице присоединить фотон через такую же вершину $\gamma_\mu n^\mu_-$, то получим, что амплитуда равна $2q_+i$.

Сначала посчитаем амплитуду взяв вершину $q\bar{q}V$ в виде $\bar{u}'\gamma_\mu u \cdot \Gamma(p)$. В таком случае общее выражение для такой амплитуды будет:

$$A = \frac{N_c}{(2\pi)^4} \int d^4k \frac{|\Gamma|^2 \mathrm{Tr}[\hat{V}_1 \cdot (\hat{k} - \hat{q}_V + m) \cdot \hat{V}_2^* \cdot (\hat{k} + m) \cdot \hat{n}_- \cdot (\hat{k} + m)]}{[k^2 - m^2 + i\epsilon]^2 [(q_V - k)^2 - m^2 + i\epsilon]} \tag{64}$$

Детали вычисления можно посмотреть в работе [83]. Здесь мы покажем только конечный результат

$$1 = \frac{N_c}{(2\pi)^3} \int d^2\vec{k} \frac{dz}{z(1-z)} |\psi|^2 [-M^2 (V_1 V_2^*) - 4(V_1 p)(V_2^* p)], \tag{65}$$

где p - относительный импульс кварк-антикварковой пары.

Отметим важное свойство, которое было использовано при получении этого результата. Благодаря наличию вершины $\gamma^\mu n_-^\mu$ оба конституента могут рассматриваться при вычислении следа как частицы на массовой поверхности.

Переходя к интегрированию по $\mathbf{p}$ получим:

$$1 = \frac{N_c}{(2\pi)^3} \int d^3\mathbf{p} \frac{4}{M} |\psi|^2 [-M^2 (V_1 V_2^*) - 4(V_1 p)(V_2^* p)]. \tag{66}$$

Мы видим, что выражение под знаком интеграла сферически не симметрично, что указывает на наличие примеси D волны. Выделим только интересующую нас S волну. Делая последовательно замену

$$V_{1\mu} \to V_{1\nu} S_{\mu\nu}, \quad V_{2\mu} \to V_{2\nu} S_{\mu\nu}, \tag{67}$$

получим, ответ для S состояния:

$$1 = \frac{N_c}{(2\pi)^3} \int d^3\mathbf{p}\, 4M |\psi^S(\mathbf{p}^2)|^2. \tag{68}$$

4.2.4. Нормировка на константу распада

Дополнительное условие для волновой функции можно получить из ширины распада $\Gamma(\rho \to e^+e^-)$. Определим константу распада(т.е. амплитуду перехода мезона в фотон) через соотношение

$$A = \langle 0 | J_\mu^{em} | V \rangle = -i f_V c_V \sqrt{4\pi\alpha_{em}} V_\mu. \tag{69}$$

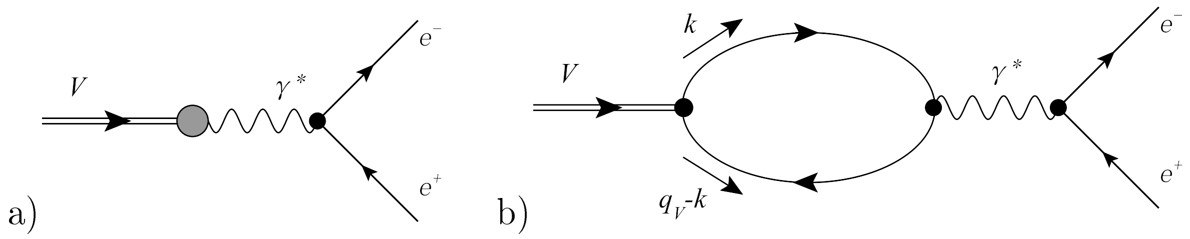

Рис. 19 Диаграмма для распада мезона $\rho \to e^+e^-$.

Величина c_V отображает ароматный состав частицы. Для ρ мезона $c_V = 1/\sqrt{2}$. Это число получается, если записать ароматный состав и учесть заряды кварков.

Петля не меняет поляризационного состояния системы, поэтому мы можем домножить выражение (69) на вектор поляризации фотона V^*:

$$if_V = i\frac{-1}{(2\pi)^4}N_c\int d^4k\frac{\mathrm{Tr}[i\hat{V}^*\cdot i(\hat{k}+m)\cdot i\hat{V}\Gamma\cdot i(\hat{k}-\hat{q_V}+m)]}{[k^2-m^2+i\epsilon][(q_V-k)^2-m^2+i\epsilon]}. \tag{70}$$

Проделав вычисления, получим

$$f_V = \frac{N_c}{(2\pi)^3}\int\frac{dz}{z(1-z)}d^2\vec{k}\psi_V[-M^2(VV^*)-4(Vp)(V^*p)]. \tag{71}$$

Как обычно, делая замену (54), и выделим S состояние

$$f^{(S)} = \frac{N_c}{(2\pi)^3}\int d^3\mathbf{p}\ \psi_S\frac{8}{3}(M+m). \tag{72}$$

И в итоге для ширины распада:

$$\Gamma(V\to e^+e^-) = \frac{1}{32\pi^2 m_V^2}\frac{m_V}{2}4\pi|A|^2 = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{3m_V^3}f_V^2c_V^2. \tag{73}$$

Эта формула будет использоваться нами для извлечения численного значения f_V из экспериментальных данных.

4.2.5. Вид волновой функции

Для дальнейших вычислений нам нужно определить явный вид волновой функции. Опыт вычислении [83] показал, что ρ мезон может хорошо описываться функцией осцилляторного типа:

$$\psi^S(\mathbf{p}^2) = c\exp\left(-\frac{a^2\mathbf{p}^2}{2}\right), \tag{74}$$

где параметр a задаёт размер функции и связан в размером мезона. Константы c и a находятся из условия нормировки и из ширины распада. Такой выбор волновой функции отражает явление конфайнмента(вероятность найти кварк резко падает с ростом расстояния).

4.3. Амплитуда дифракционного рождения ρ мезона

Мы будем рассматривать процесс обмена Помероном, как двухглюонный обмен(Рис. 20). Верхняя часть диаграммы описывает переход виртуального фотона в векторный мезон, спровоцированный Помероном. Фотон флуктуирует в пару $q\bar{q}$, которая взаимодействует с двумя глюонами, а затем сливается, образуя мезон. Нижнюю же часть диаграммы невозможно посчитать в рамках пертурбативной КХД, поэтому мы выразим её через экспериментально измеримую глюонную плотность.

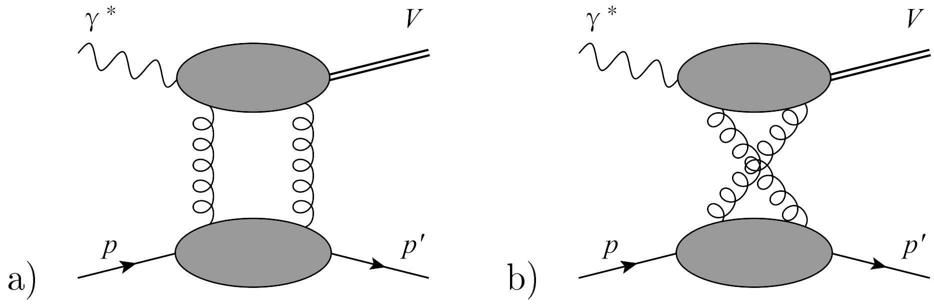

Рис. 20 Диаграммы процесса $\gamma^* p \to Vp$ с двумя глюонами в t-канале. Диаграмма (b) не даёт вклада в мнимую часть амплитуды.

В нашей работе мы будем считать только мнимую часть амплитуды, т.к. реальная часть мала и при желании может быть получена из мнимой с помощью условий аналитичности. Таким образом, мы не будем учитывать диаграмму, показанную на Рис. 20b, т.к. она даёт вклад только в реальную часть амплитуды.

Взаимодействие $q\bar{q}$ пары с двумя глюонами описывается четырьмя диаграммами, показанными на Рис. 21. В дальнейшем мы будем называть диаграммы в соответствии с их обозначением на этом рисунке. Т.е., например, диаграмма (a) значит диаграмму изображённая на Рис. 21a.

На Рис. 22 показаны выбранные обозначения и направления импульсов, которые будут использоваться при вычислениях.

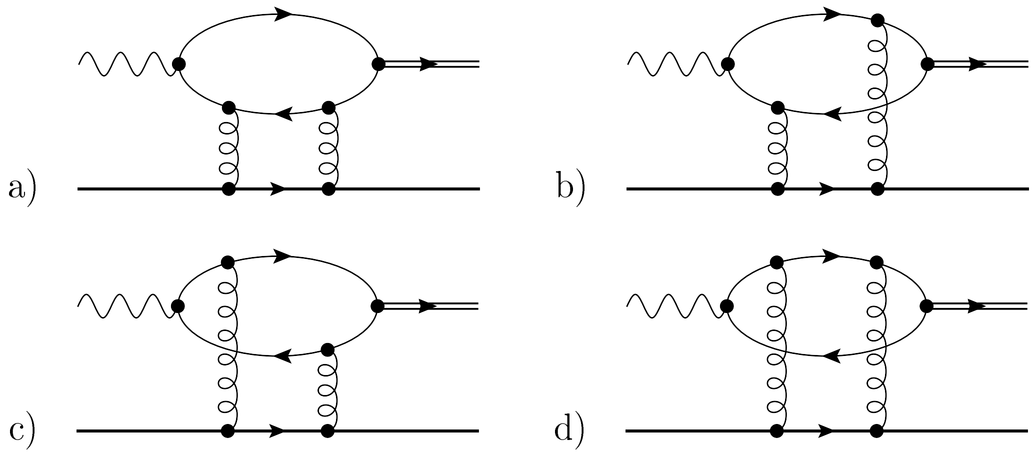

Рис. 21 Четыре возможности присоединить глюоны к кварковой петле.

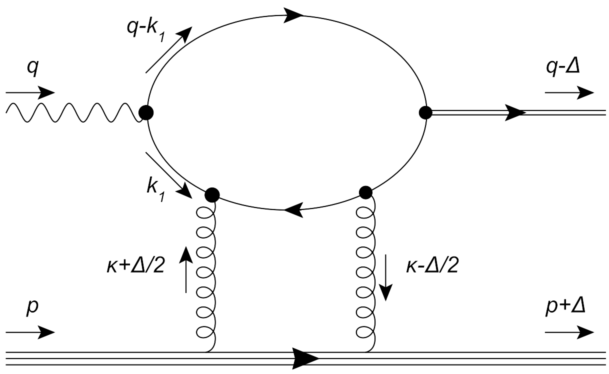

Рис. 22 Используемые направления и обозначения для импульсов.

В этом разделе мы будем использовать следующее разложение по Судаковским векторам:

$$\begin{aligned} k_\mu &= yp'_\mu + zq'_\mu + \vec{k}_\mu, \\ \kappa_\mu &= \alpha p'_\mu + \beta q'_\mu + \vec{\kappa}_\mu, \\ \Delta_\mu &= \delta p'_\mu + \sigma q'_\mu + \vec{\Delta}_\mu. \end{aligned} \tag{75}$$

Импульс k циркулирует по кварковой петле, а κ по глюонной. Δ - переданный импульс. Векторы p' и q' обозначают LC импульсы. Они связаны с введёнными до этого импульсами n_+^μ и n_-^μ как:

$$q'^\mu = q_+ n_+^\mu, \quad p'^\mu = q_- n_-^\mu. \tag{76}$$

Так же выразим импульсы протона и фотона через p' и q':

$$
\begin{aligned}
&p_\mu = p'_\mu + \frac{m_p^2}{s} q'_\mu, \quad q_\mu = q'_\mu - x p'_\mu, \quad q'^2 = p'^2 = 0,\\
&x = \frac{Q^2}{s} \ll 1, \quad s = 2(p'q').
\end{aligned} \tag{77}
$$

Пользуясь этими формулами, мы можем найти продольную компоненту переданного импульса. Учитывая только лидирующие по степени s члены, получим:

$$
\begin{aligned}
m_p^2 = p^2 = (p-\Delta)^2 = m_p^2 - 2(p\Delta) + \Delta^2 \;\Rightarrow\; \sigma = -\frac{\vec{\Delta}^2}{s},\\
m_V^2 = (q+\Delta)^2 = -Q^2 + 2(q\Delta) + \Delta^2 \;\Rightarrow\; \delta = x + \frac{m_V^2 + \vec{\Delta}^2}{s}.
\end{aligned} \tag{78}
$$

Используя этот результат, посчитаем конечный импульс векторного мезона:

$$
q_{V\mu} = q_\mu + \Delta_\mu = q'_\mu + \frac{m_V^2 + \vec{\Delta}^2}{s} p'_\mu + \vec{\Delta}_\mu. \tag{79}
$$

Здесь мы использовали тот факт, что компонента q' не чувствительна к малой добавке.

Виртуальный фотон и мезон могут иметь различные поляризации:

$$
\begin{aligned}
&e_{T\mu} = \vec{e}_\mu,\\
&V_{T\mu} = \vec{V}_\mu + \frac{2(\vec{\Delta}\vec{V})}{s} p'_\mu,\\
&e_{L\mu} = \frac{1}{Q}(q'_\mu + x p'_\mu),\\
&V_{L\mu} = \frac{1}{M}\left(q'_\mu + \frac{\vec{\Delta}^2 - M^2}{s} p'_\mu + \vec{\Delta}_\mu\right).
\end{aligned} \tag{80}
$$

Индексы T и L обозначают поперечную и продольную поляризацию соответственно. Все векторы поляризации удовлетворяют условиям:

$$
e_L^2 = e_T^2 = V_L^2 = V_T^2 = -1, \quad (e_L q) = (e_T q) = (V_L q_V) = (V_T q_V) = 0. \tag{81}
$$

4.3.1. Общая амплитуда рождения ρ мезона

Запишем амплитуду на примере диаграммы (c) на Рис. 21:

$$
\begin{aligned}
iA = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4\kappa}{(2\pi)^4} \bar{u}'_p (-ig_s\gamma^{\nu'} t^{B'}) i \frac{\hat{p} - \hat{\kappa}_1 + m_p}{\left[(p-\kappa_1)^2 - m_p^2 + i\epsilon\right]} (-ig_s \gamma^{\mu'} t^{A'}) u_p \times \\
\times (-i) \frac{g_{\mu\mu'}\delta_{AA'}}{(\kappa_1^2 - \mu^2 + i\epsilon)} \cdot (-i) \frac{g_{\nu\nu'}\delta_{BB'}}{(\kappa_2^2 - \mu^2 + i\epsilon)} \cdot c_V \Gamma^* \times \quad (82) \\
\times \frac{\mathrm{Tr}\left[ie\hat{e} i(\hat{k}_4 + m)(-ig_s U^\nu t^B) i(\hat{k}_3 + m) i\hat{V}^* i(\hat{k}_2 + m)(-ig_s U^\mu t^A) i(\hat{k}_1 + m)\right]}{(k_1^2 - m^2 + i\epsilon)(k_2^2 - m^2 + i\epsilon)(k_3^2 - m^2 + i\epsilon)(k_4^2 - m^2 + i\epsilon)}.
\end{aligned}
$$

Здесь вершина U – это выражение (2) с соответствующими импульсами. Мы присоединили глюоны к кваркам в протоне пертурбативно через γ-матрицы, т.к. в дальнейшем всё равно нижняя часть будет описываться эффективно глюонной плотностью. Так же заметим, что в глюонном пропагаторе введена «глюонная масса» μ, которая феноменологически обеспечивает конфайнмент.

4.3.2. Сворачивание цветовых индексов

При рассеянии на протоне мы должны учесть, что кварки находятся в бесцветном адроне, у которого антисимметричная цветовая структура:

$$
\psi_{color} = \frac{1}{\sqrt{6}} \epsilon^{abc} q^a q^b q^c. \quad (83)
$$

В таком случае возможно 2 способа присоединить глюоны к трём кварковым линиям. Первый – оба глюона прицеплены к одному кварку. В таком случае импульс кварка не поменяется и нуклон останется в начальном состоянии: $\langle N|N\rangle = 1$. Второй вариант – когда глюоны присоединены к разным кваркам. В этом случае между кварками появится дополнительный импульс κ, что даст фактор $\langle N|\exp(i\kappa r_1 - i\kappa r_2)|N\rangle$, т.е. двухчастичный формфактор. Учитывая это для нижней линии получим

$$
\begin{aligned}
& \frac{1}{6}\epsilon^{abc}\left(3\delta_{aa'}\delta_{bb'} t^{A'}_{cc''} t^{B'}_{c''c'} + 6\delta_{aa'} t^{A'}_{bb'} t^{B'}_{cc'} \langle N|\exp(i\kappa_1 r_1 - i\kappa_2 r_2)|N\rangle\right)\epsilon^{a'b'c'} = \\
= \; & \mathrm{Tr}[t^{A'}t^{B'}] - \mathrm{Tr}[t^{A'}t^{B'}]\langle N|\exp(i\kappa_1 r_1 - i\kappa_2 r_2)|N\rangle = \quad (84) \\
= \; & \frac{1}{2}\delta_{A'B'}(1 - \langle N|\exp(i\kappa_1 r_1 - i\kappa_2 r_2)|N\rangle) = \frac{1}{2}\delta_{A'B'} V(\kappa).
\end{aligned}
$$

Первый член в первой строке соответствует присоединению обоих глюонов к одному кварку. Второй - к разным. Таким образом, общий цветовой фактор для случая трёх цветов будет:

$$\mathrm{Tr}[t^{B'}t^{A'}]V(\kappa)\delta_{AA'}\delta_{BB'}\mathrm{Tr}[t^{B}t^{A}] = \frac{1}{2}V(\kappa)\delta_{AB'}\frac{1}{2}\delta_{AB'} = 2V(\kappa). \tag{85}$$

4.4. Вычисление мнимой части амплитуды

Как и в предыдущих главах, мы воспользуемся Грибовским разложением пропагатора глюона. В амплитуде мы делаем замену

$$g_{\mu\mu'}g_{\nu\nu'} \to \frac{4p'_\mu q'_{\mu'} p'_\nu q'_{\nu'}}{s^2}. \tag{86}$$

Теперь мы можем посчитать верхнюю и нижнюю часть диаграммы отдельно. Для протонной линии, учитывая только лидирующие по степени s члены, получим для рассеяния вперёд

$$\bar{u}'_p \hat{q}'\hat{p}'\hat{q}' u_p \Big|_{\mathrm{forward}} = \frac{1}{2}\mathrm{Tr}[\hat{p}'\hat{q}'\hat{p}'\hat{q}'] = s^2. \tag{87}$$

Фактор 1/2 появляется от усреднения по поляризации протона. Эффекты, связанные с рассеянием на ненулевой угол будут учтены в дальнейшем в глюонной плотности.

Подставляя все полученные результаты в (82), и учитывая, что

$$\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}, \tag{88}$$

получим для амплитуды следующее выражение:

$$\begin{aligned} A = &\int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4\kappa}{(2\pi)^4} \sqrt{4\pi\alpha_{em}} c_V \frac{1}{2} C_F N_c (4\pi\alpha_s)^2 V(\kappa) \frac{4}{s^2} s^2 \cdot \\ &\cdot \Gamma^* \frac{\mathrm{Tr}\left[\hat{e}(\hat{k}_4+m)U^\nu p'_\nu(\hat{k}_3+m)\hat{V}^*(\hat{k}_2+m)U^\mu p'_\mu(\hat{k}_1+m)\right]}{[\text{all propagators}]}. \end{aligned} \tag{89}$$

Введём обозначение

$$I(\gamma^* \to V) = \frac{1}{2s^2}\mathrm{Tr}\left[\hat{e}(\hat{k}_4+m)U^\nu p'_\nu(\hat{k}_3+m)\hat{V}^*(\hat{k}_2+m)U^\mu p'_\mu(\hat{k}_1+m)\right]. \tag{90}$$

У каждой диаграммы на Рис.21 след отличается, поэтому у нас будет четыре таких величины: $I^{(a)}$, $I^{(b)}$, $I^{(c)}$, $I^{(d)}$. Перепишем амплитуду с использованием этого обозначения:

$$A = \sqrt{4\pi\alpha_{em}}4C_F N_c c_V s^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4\kappa}{(2\pi)^4} \frac{(4\pi\alpha_s)^2 V(\kappa)}{[\text{all propagators}]} \Gamma^* I(\gamma^* \to V). \tag{91}$$

Перейдём к вычислению знаменателя амплитуды. Как обычно, применим Судаковское разложение и перейдём к новым переменным интегрирования:

$$d^4k = \frac{1}{2} s dy dz d^2\vec{k}. \tag{92}$$

Нас интересует только мнимая часть, которую мы посчитаем используя правила Кутковского. Более подробное вычисление через анализ полюсов можно посмотреть в приложении работы [83]. Рассмотрим для примера

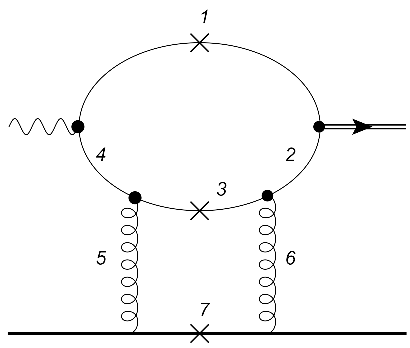

Рис. 23 Диаграмма (a).

диаграмму (a) Рис. 21, более подробно изображённую на Рис.23. Крестиками обозначены частицы, которые будут помещены на массовую поверхность. Будем искать мнимую часть выражения

$$\int dy\, dz\, d\alpha\, d\beta \, \frac{\Gamma^*(M^2)}{[(q-k)^2 - m^2 + i\epsilon][k^2 - m^2 + i\epsilon][(k+\Delta)^2 - m^2 + i\epsilon]} \times$$
$$\times \frac{1}{[(k+\kappa_1)^2 - m^2 + i\epsilon][\kappa_1^2 - \mu^2 + i\epsilon][\kappa_2^2 - \mu^2 + i\epsilon][(p-\kappa_1)^2 - m^2 + i\epsilon]}. \tag{93}$$

Напомним, что

$$\kappa_1 = \kappa + \frac{\Delta}{2}, \quad \kappa_2 = \kappa - \frac{\Delta}{2}.$$

Перепишем пропагаторы в Судаковских переменных:

$$\begin{array}{lrcl}
\langle 1\rangle & (q-k)^2-m^2 &=& \left(-y-\frac{Q^2}{s}\right)(1-z)s-(\vec{k}^2+m^2),\\
\langle 2\rangle & (k+\Delta)^2-m^2 &=& (y+\delta)(z+\sigma)s-[(\vec{k}+\vec{\Delta})^2+m^2],\\
\langle 3\rangle & (k+\kappa_1)^2-m^2 &=& (y+\alpha+\frac{1}{2}\delta)(z+\beta+\frac{1}{2}\sigma)s-[(\vec{k}+\vec{\kappa}+\Delta/2)^2+m^2],\\
\langle 4\rangle & k^2-m^2 &=& yzs-(\vec{k}^2+m^2),\\
\langle 5\rangle & \kappa_1^2-\mu^2 &=& (\alpha+\frac{1}{2}\delta)(\beta+\frac{1}{2}\sigma)s-[(\vec{\kappa}+\vec{\Delta}/2)^2+\mu^2],\\
\langle 6\rangle & \kappa_2^2-\mu^2 &=& (\alpha-\frac{1}{2}\delta)(\beta-\frac{1}{2}\sigma)s-[(\vec{\kappa}-\vec{\Delta}/2)^2+\mu^2],\\
\langle 7\rangle & (p-\kappa_1)^2-m^2 &=& \left(1-\alpha-\frac{\delta}{2}\right)\left(\frac{m_p^2}{s}-\beta-\frac{\sigma}{2}\right)s-[(\vec{\kappa}+\frac{1}{2}\vec{\Delta})^2+m_p^2].
\end{array} \tag{94}$$

Пропагаторы $\langle 1\rangle$, $\langle 3\rangle$ и $\langle 7\rangle$ заменяем на дельта-функции, т.е. помещаем эти частицы на массовую поверхность:

$$\begin{aligned}
&y=-\frac{Q^2}{s}-\frac{\vec{k}^2+m^2}{(1-z)s},\\
&\alpha=\frac{Q^2}{s}-\frac{1}{2}\delta+\frac{\vec{k}^2+m^2}{z(1-z)}+\frac{(\vec{k}+\vec{\kappa}+\vec{\Delta}/2)^2+m^2}{(z+\beta+\sigma/2)s},\\
&\beta\approx\frac{(\vec{\kappa}+\vec{\Delta}/2)^2}{s}\ll 1.
\end{aligned} \tag{95}$$

Подставляя эти значения в пропагаторы $\langle 2\rangle$ и $\langle 4\rangle$, получим для них следующие формулы:

$$\langle 4\rangle \;=\; -\frac{1}{1-z}[\vec{k}^2+m^2+z(1-z)Q^2], \tag{96}$$

$$\langle 2\rangle \;=\; (z+\sigma)s\delta-(z+\sigma)Q^2-(z+\sigma)\frac{\vec{k}^2+m^2}{1-z}-[(\vec{k}+\vec{\Delta})^2+m^2].$$

Чтобы упростить пропагатор $\langle 2\rangle$, посчитаем для данной диаграммы M^2:

$$\begin{aligned}
M^2&=(q-\Delta)^2=2q_+q_--\vec{\Delta}^2=2q_{V+}q_--\vec{\Delta}^2=2q_{V+}(k^*_{2-}+k^*_{3-})-\vec{\Delta}^2=\\
&=2q_{V+}\left(\frac{m^2+\vec{k}_2^2}{2zq_{V+}}+\frac{m^2+\vec{k}_3^2}{2(1-z)q_{V+}}\right)-\vec{\Delta}^2=\frac{\vec{k}_2^2+m^2}{1-z}+\frac{\vec{k}_3^2+m^2}{z+\sigma}-\vec{\Delta}^2.
\end{aligned} \tag{97}$$

Подставив явные значения импульсов $\vec{k}_2$ и $\vec{k}_3$ получим:

$$M^2=\frac{\vec{k}^2+m^2}{1-z}+\frac{(\vec{k}+\vec{\Delta})^2+m^2}{z+\sigma}-\vec{\Delta}^2. \tag{98}$$

С учетом этой инвариантной массы и вместе с вершинным фактором Γ

$$\frac{\Gamma^*}{(z+\sigma)(m_V^2-M^2)}=\frac{\psi}{z}. \tag{99}$$

Учитывая что $\alpha, \delta, \sigma \ll 1$, в пропагаторах глюонов можно пренебречь продольной частью и останется

$$\begin{aligned} \langle 5 \rangle &= -[(\vec{\kappa} + \frac{1}{2}\vec{\Delta})^2 + \mu^2], \\ \langle 6 \rangle &= -[(\vec{\kappa} - \frac{1}{2}\vec{\Delta})^2 + \mu^2]. \end{aligned} \tag{100}$$

Заменив три пропагатора на дельта-функции мы посчитали скачок. Он связан с мнимой частью как

$$\mathrm{Disc}(A) = 2i\,\mathrm{Im}(A). \tag{101}$$

Таким образом, окончательное выражение для мнимой части этой диаграммы:

$$\begin{aligned} &\mathrm{Im} \int dy\, dz\, d\alpha\, d\beta\, \frac{\Gamma}{[\text{all propagators}]} = \\ &= \frac{4\pi^3}{s^3} \int \frac{dz}{z(1-z)} \psi_V(z,k) \frac{1-z}{z} \frac{1}{[\vec{k}^2 + m^2 + z(1-z)Q^2]} \frac{1}{(\vec{\kappa}^2 + \mu^2)^2}. \end{aligned} \tag{102}$$

Вычисления для диаграмм b, c и d аналогичны. Разница заключается лишь в том, что импульсы кварков, входящих в мезонную вершину различны для разных диаграмм. Это приводит к тому, что инвариантная масса $q\bar{q}$ состояния M разная, и, следовательно, волновая функция ψ меняется от диаграммы к диаграмме. Чтобы волновая функция была общая, сдвинем импульсы так, чтобы в мезонной вершине они были одинаковы во всех диаграммах. Это приведёт к тому, что в каждой диаграмме будет разный импульс у виртуального кварка, входящего в фотонную вершину. Мы обозначим этот сдвинутый импульс как $\vec{k}_1$.

Если мы положим по определению, что инвариантная масса $q\bar{q}$ пары M должна быть

$$M^2 = \frac{\vec{k}^2 + m^2}{z(1-z)}, \tag{103}$$

несложно заметить, что импульс k_1 надо определить следующим образом:

$$\begin{aligned} \vec{k}_{1a} &= \vec{k} - (1-z)\vec{\Delta}, \\ \vec{k}_{1b} &= \vec{k} - (1-z)\vec{\Delta} + \vec{\kappa} + \frac{1}{2}\vec{\Delta}, \\ \vec{k}_{1c} &= \vec{k} - (1-z)\vec{\Delta} - \vec{\kappa} + \frac{1}{2}\vec{\Delta}, \\ \vec{k}_{1d} &= \vec{k} + z\vec{\Delta}. \end{aligned} \tag{104}$$

Запишем общую амплитуду реакции, просуммировав амплитуды всех четырёх диаграмм и аккуратно собрав все числовые факторы:

$$
\begin{aligned}
A = is\frac{C_F N_c c_V \sqrt{4\pi\alpha_{em}}}{64\pi^5}\cdot \int \frac{dz}{z(1-z)} d^2\vec{k}\psi_V(z,\vec{k}^2)\int \frac{d^2\vec{\kappa}\, V(\kappa^2)}{(\vec{\kappa}^2+\mu^2)^2}(4\pi\alpha_s)^2 \times \\
\times\left[\frac{1-z}{z}\frac{I^{(a)}}{\vec{k}_{1a}^2+m^2+z(1-z)Q^2} + \frac{I^{(b)}}{\vec{k}_{1b}^2+m^2+z(1-z)Q^2} + \right. \\
\left. + \frac{I^{(c)}}{\vec{k}_{1c}^2+m^2+z(1-z)Q^2} + \frac{z}{1-z}\frac{I^{(d)}}{\vec{k}_{1d}^2+m^2+z(1-z)Q^2}\right].
\end{aligned} \tag{105}
$$

4.5. Глюонная плотность

Следуя работе [83] мы так же введём дифференциальную глюонную плотность $\mathcal{F}$. Для рассеяния вперёд она определяется как

$$
C_F N_c \frac{\alpha_s(\vec{\kappa}^2)}{\pi}\left(\frac{\kappa^2}{\kappa^2+\mu^2}\right)^2 V(\kappa) \equiv \mathcal{F}^{(Born)} \to \mathcal{F}. \tag{106}
$$

В случае рождения векторного мезона из фотона, начальная и конечная частицы имеют разную кинематику даже при рассеянии на нулевой угол, из-за разной массы. Поэтому в общем случае глюонная плотность является функцией нескольких переменных:

$$
\mathcal{F}(x_1, x_2, \vec{\kappa}, \vec{\Delta}).
$$

Эту функцию можно аппроксимировать в виде [83]

$$
\mathcal{F}(x_g, 0, \vec{\kappa}, 0) \approx \mathcal{F}(0.41 x_g, \vec{\kappa}), \tag{107}
$$

где

$$
x_g = \frac{Q^2+M_t^2}{W^2+Q^2} = x\left(1+\frac{M_t^2}{Q^2}\right). \tag{108}
$$

M_t – это «поперечная масса» $q\bar{q}$ пары в процессе $\gamma^* g \to q\bar{q}$:

$$
M_t^2 = \frac{m^2+\vec{k}^2}{1-z} + \frac{m^2+(\vec{k}-\vec{\kappa})^2}{z}. \tag{109}
$$

Далее нужно учесть эффекты, связанные с ненулевой величиной переданного импульса $\vec{\Delta}$. Мы будем иметь два источника зависимости от

$\vec{\Delta}$: обмен Помероном и формфактор протона. Принято параметризовать эти эффекты экспонентой:

$$\mathcal{F}(0.41x_g, \vec{\kappa}) \exp\left(-\frac{b_{3\mathbb{P}}\vec{\Delta}^2}{2}\right). \tag{110}$$

$b_{3\mathbb{P}}$ обычно выбирается в виде

$$b_{3\mathbb{P}} = b_{2G} + 2\alpha'_{BFKL} \log\left(\frac{x_0}{x_g}\right). \tag{111}$$

Слагаемое b_{2G} характеризует формфактор протона. Мы использовали следующие значения для параметров: $b_{2G} = 4\,\mathrm{GeV}^{-2}$, $x_0 = 3.4 \cdot 10^{-4}$, $\alpha'_{BFKL} = 0.25\,\mathrm{GeV}^{-2}$.

Выразим полную амплитуду через функцию глюонной плотности:

$$\begin{aligned} A(x, Q^2, \vec{\Delta}) \;=\; & -is\frac{c_V\sqrt{4\pi\alpha_{em}}}{4\pi^2}\int\frac{dz}{z(1-z)}\int d^2\vec{k}\psi(z,\vec{k})\int\frac{d^2\vec{\kappa}}{\vec{\kappa}^4}\alpha_S\mathcal{F}(x,\vec{\kappa},\vec{\Delta})\times \\ & \times\left[\frac{1-z}{z}\frac{I^{(a)}}{\vec{k}_{1a}^2+m^2+z(1-z)Q^2}+\frac{I^{(b)}}{\vec{k}_{1b}^2+m^2+z(1-z)Q^2}+\right. \\ & \left.+\frac{I^{(c)}}{\vec{k}_{1c}^2+m^2+z(1-z)Q^2}+\frac{z}{1-z}\frac{I^{(d)}}{\vec{k}_{1d}^2+m^2+z(1-z)Q^2}\right]. \end{aligned} \tag{112}$$

4.6. Вычисление спиновой структуры процесса $\gamma^* p \to \rho p$

Следующим шагом в вычислении будет расчёт величины $I^{(i)}$, т.е. следа для каждой из четырех диаграмм. Рассмотрим подробно, как можно посчитать выражение вида

$$\mathrm{Tr}\left[\hat{e}(\hat{k}_4+m)U^\nu p'_\nu(\hat{k}_3+m)\hat{V}^*(\hat{k}_2+m)U^\mu p'_\mu(\hat{k}_1+m)\right]. \tag{113}$$

Этот след соответствует диаграмме (c) на Рис. 21. Мы вычислим это выражение с помощью техники спиральных амплитуд [85, 86].

4.6.1. Техника спиральных амплитуд

Все числители пропагаторов фермионов могут быть разложены на спиноры:

$$\hat{k} + m \to \sum_{\lambda=\pm 1} u_\lambda \bar{u}_\lambda \qquad \text{(для кварков)},$$
$$\hat{k} + m = -[(-\hat{k}) - m] \to -\sum_{\lambda=\pm 1} v_\lambda \bar{v}_\lambda \qquad \text{(для антикварков)}.$$

Чтобы посчитать матричные элементы вида $\bar{u}(p, \lambda_1)....u(q, \lambda_2)$, нужно задать в явном виде спиноры u и v. Т.к. выбор представления спиноров не влияет на конечный результат, выберем их в удобном для нас виде(подробности см. [85, 86]).

Так же нам пригодятся обозначения:

$$a(\lambda) = -\lambda a_x - i a_y, \qquad [\vec{a}\vec{b}] = a_x b_y - b_x a_y, \tag{114}$$

где $\lambda = \pm 1$(спиральность фермиона).

Каждый матричный элемент, данный далее в таблицах, должен быть умножен на фактор $\sqrt{\mathbb{p}^+ \mathbb{q}^+}$.

	$\bar{u}_\lambda(\mathbb{p})...u_\lambda(\mathbb{q})$	$\bar{u}_{-\lambda}(\mathbb{p})...u_\lambda(\mathbb{q})$
γ^+	2	0
γ^-	$\frac{1}{\mathbb{p}^+\mathbb{q}^+}(m^2 + \vec{\mathbb{p}}\vec{\mathbb{q}}) + i\lambda[\vec{\mathbb{p}}\vec{\mathbb{q}}]$	$\frac{m}{\mathbb{p}^+\mathbb{q}^+}(\mathbb{p}(\lambda) - \mathbb{q}(\lambda))$
$\vec{a}\cdot\vec{\gamma}$	$\frac{\vec{a}\vec{\mathbb{p}}}{\mathbb{p}^+} + \frac{\vec{a}\vec{\mathbb{q}}}{\mathbb{q}^+} - i\lambda\left(\frac{[\vec{a}\vec{\mathbb{p}}]}{\mathbb{p}^+} - \frac{[\vec{a}\vec{\mathbb{q}}]}{\mathbb{q}^+}\right)$	$-ma(\lambda)\left(\frac{1}{\mathbb{p}^+} - \frac{1}{\mathbb{q}^+}\right)$

	$\bar{v}_\lambda(\mathbb{p})...v_\lambda(\mathbb{q})$	$\bar{v}_\lambda(\mathbb{p})...v_{-\lambda}(\mathbb{q})$
γ^+	2	0
γ^-	$\frac{1}{\mathbb{p}^+\mathbb{q}^+}(m^2 + \vec{\mathbb{p}}\vec{\mathbb{q}}) - i\lambda[\vec{\mathbb{p}}\vec{\mathbb{q}}]$	$-\frac{m}{\mathbb{p}^+\mathbb{q}^+}(\mathbb{p}(\lambda) - \mathbb{q}(\lambda))$
$\vec{a}\cdot\vec{\gamma}$	$\frac{\vec{a}\vec{\mathbb{p}}}{\mathbb{p}^+} + \frac{\vec{a}\vec{\mathbb{q}}}{\mathbb{q}^+} + i\lambda\left(\frac{[\vec{a}\vec{\mathbb{p}}]}{\mathbb{p}^+} - \frac{[\vec{a}\vec{\mathbb{q}}]}{\mathbb{q}^+}\right)$	$ma(\lambda)\left(\frac{1}{\mathbb{p}^+} - \frac{1}{\mathbb{q}^+}\right)$

	$\bar{v}_\lambda(\mathbb{p})...u_\lambda(\mathbb{q})$	$\bar{v}_{-\lambda}(\mathbb{p})...u_\lambda(\mathbb{q})$
γ^+	0	2
γ^-	$\frac{m}{\mathbb{p}^+\mathbb{q}^+}(\mathbb{p}(\lambda) + \mathbb{q}(\lambda))$	$\frac{1}{\mathbb{p}^+\mathbb{q}^+}(-m^2 + \vec{\mathbb{p}}\vec{\mathbb{q}}) + i\lambda[\vec{\mathbb{p}}\vec{\mathbb{q}}]$
$\vec{a}\cdot\vec{\gamma}$	$ma(\lambda)\left(\frac{1}{\mathbb{p}^+} + \frac{1}{\mathbb{q}^+}\right)$	$\frac{\vec{a}\vec{\mathbb{p}}}{\mathbb{p}^+} + \frac{\vec{a}\vec{\mathbb{q}}}{\mathbb{q}^+} - i\lambda\left(\frac{[\vec{a}\vec{\mathbb{p}}]}{\mathbb{p}^+} - \frac{[\vec{a}\vec{\mathbb{q}}]}{\mathbb{q}^+}\right)$

	$\bar{u}_\lambda(\mathbb{p})...v_\lambda(\mathbb{q})$	$\bar{u}_\lambda(\mathbb{p})...v_{-\lambda}(\mathbb{q})$
γ^+	0	2
γ^-	$-\frac{m}{\mathbb{p}^+\mathbb{q}^+}(\mathbb{p}(-\lambda)+\mathbb{q}(-\lambda))$	$\frac{1}{\mathbb{p}^+\mathbb{q}^+}(-m^2+\vec{\mathbb{p}}\vec{\mathbb{q}})+i\lambda[\vec{\mathbb{p}}\vec{\mathbb{q}}]$
$\vec{a}\cdot\vec{\gamma}$	$-ma(-\lambda)\left(\frac{1}{\mathbb{p}^+}+\frac{1}{\mathbb{q}^+}\right)$	$\frac{\vec{a}\vec{\mathbb{p}}}{\mathbb{p}^+}+\frac{\vec{a}\vec{\mathbb{q}}}{\mathbb{q}^+}-i\lambda\left(\frac{[\vec{a}\vec{\mathbb{p}}]}{\mathbb{p}^+}-\frac{[\vec{a}\vec{\mathbb{q}}]}{\mathbb{q}^+}\right)$

4.6.2. Амплитуда для вершины $\gamma q\bar{q}$

Амплитуда для поперечно поляризованного фотона имеет вид $\bar{u}\hat{e}_T v = \bar{u}(-\vec{\gamma}\vec{e})v$. При одинаковой спиральности кварка и антикварка получим:

$$\bar{u}_\lambda \hat{e}_T v_\lambda = \frac{1}{\sqrt{z(1-z)}} me(-\lambda)\,. \tag{115}$$

При противоположных спиральностях выражение будет:

$$\bar{u}_\lambda \hat{e}_T v_{-\lambda} = -\frac{1}{\sqrt{z(1-z)}}\left[(\vec{e}\vec{k}_1)(1-2z) - i\lambda[\vec{e}\vec{k}_1]\right]\,. \tag{116}$$

Для продольно поляризованного фотона:

$$\bar{u}_\lambda \hat{e}_L v_\lambda = \bar{u}_\lambda \frac{1}{Q}(q_+\gamma_- + xp_-\gamma_+)v_\lambda. \tag{117}$$

При одинаковых спиральностях фермионов эта вершина равна 0:

$$\bar{u}_\lambda \hat{e}_L v_\lambda = \frac{1}{Q}\left[q_+\frac{-m\sqrt{z(1-z)}q_+}{z(1-z)q_+^2}\Big(k_1(-\lambda) - k_1(-\lambda)\Big) + xp_-\cdot 0\right] = 0\,, \tag{118}$$

а для противоположных:

$$\bar{u}_\lambda \hat{e}_L v_{-\lambda} = -\frac{1}{\sqrt{z(1-z)}}\frac{1}{Q}[m^2 + \vec{k}_1^2 - z(1-z)Q^2]\,. \tag{119}$$

4.6.3. Амплитуда для мезонной вершины

Из-за наличия у мезона поперечного импульса, выражения для вершины будут немного сложнее. Рассмотрим сначала поперечно поляризованный мезон:

$$\hat{V}_T^* = V_{T\mu}^*\gamma_\mu = -\vec{\gamma}\vec{V}^* + \frac{2(\vec{V}^*\vec{\Delta})}{s}p_-\gamma_+. \tag{120}$$

При одинаковых спиральностях спиноров, входящих в вершину:

$$\bar{v}_\lambda \hat{V}_T^* u_\lambda = -\frac{\sqrt{z(1-z)}q_+}{z(1-z)q_+} mV^*(\lambda) = -\frac{1}{\sqrt{z(1-z)}} mV^*(\lambda). \quad (121)$$

Для дальнейших вычислений нам пригодятся следующие равенства($\vec{k}_2$ и $\vec{k}_3$ импульсы фермионов входящих в мезонную вершину):

$$\vec{k}_2 = \vec{k} + z\vec{\Delta}, \quad \vec{k}_3 = -\vec{k} + (1-z)\vec{\Delta},$$

$$(1-z)\vec{k}_2 - z\vec{k}_3 = \vec{k}, \quad (1-z)\vec{k}_2 + z\vec{k}_3 = (1-2z)\vec{k} + 2z(1-z)\vec{\Delta},$$
$$(\vec{k}_2\vec{k}_3) = -\vec{k}^2 + (1-2z)(\vec{k}\vec{\Delta}) + z(1-z)\vec{\Delta}^2.$$

При противоположных спиральностях спиноров имеем:

$$\begin{aligned}
\bar{v}_{-\lambda} \hat{V}_T^* u_\lambda &= \frac{\sqrt{z(1-z)}q_+}{z(1-z)q_+} \Bigg[-(\vec{V}^*\vec{k}_3)z - (\vec{V}^*\vec{k}_2)(1-z) + \\
&+ i\lambda \Big([\vec{V}^*\vec{k}_3]z - [\vec{V}^*\vec{k}_2](1-z) \Big) + \frac{2(\vec{V}^*\vec{\Delta})}{s} z(1-z)2p_-q_+ \Bigg] = \\
&= -\frac{1}{\sqrt{z(1-z)}} \Big[(\vec{V}^*\vec{k})(1-2z) + i\lambda[\vec{V}^*\vec{k}] \Big]. \qquad (122)
\end{aligned}$$

Теперь рассмотрим мезон с продольной поляризацией:

$$\hat{V}_L^* = \frac{1}{M} \left[\frac{\vec{\Delta}^2 - M^2}{s} \gamma_+ p_- + q_+\gamma_- - \vec{\gamma}\vec{\Delta} \right]. \quad (123)$$

Как и в случае с продольным фотоном, амплитуда при одинаковых спиральностях кварков равна 0:

$$\bar{v}_\lambda \hat{V}_L^* u_\lambda = \frac{\sqrt{z(1-z)}q_+}{z(1-z)q_+} \frac{1}{M} \Big[-m\Delta(\lambda) + m[\vec{k}_2 + \vec{k}_3] \Big] = 0. \quad (124)$$

При разных спиральностях:

$$\begin{aligned}
\bar{v}_{-\lambda} \hat{V}_L^* u_\lambda &= \frac{\sqrt{z(1-z)}}{z(1-z)M} \Bigg[- \Big[(\vec{\Delta}\vec{k}_3)z + (\vec{\Delta}\vec{k}_2)(1-z) + i\lambda[\vec{\Delta}\vec{k}] \Big] + \\
&+ \Big[-m^2 + (\vec{k}_2\vec{k}_3) + i\lambda[\vec{k}_3\vec{k}_2] \Big] + + \frac{\vec{\Delta}^2 - M^2}{s} p_- 2z(1-z)q_+ \Bigg] = \\
&= -\frac{1}{\sqrt{z(1-z)}} 2z(1-z)M. \qquad (125)
\end{aligned}$$

4.6.4. Выражения для кварк-глюонных вершин

Теперь посчитаем амплитуду для кварк-глюонной вершины. Выражение будет сильно зависеть от того, пертурбативно глюон взаимодействует с кварком или непертурбативно:

$$U^{\mu}p'_{\mu} = \left(\gamma_+ F_1 - \frac{F_2}{2M_q}\gamma_+\vec{\gamma}\vec{\kappa}\right)p_-. \tag{126}$$

Для пертурбативного случая, т.е. для первого слагаемого, как и следовало ожидать, останется только амплитуда без переворота спина:

$$\bar{v}_\lambda \gamma_+ p_- v_\lambda = 2zq_+p_- = sz, \quad \bar{u}_\lambda \gamma_+ p_- u_\lambda = 2(1-z)q_+p_- = s(1-z), \tag{127}$$

для нижней антикварковой линии и верхней кварковой линии соответственно.

Непертурбативное слагаемое даст вклад в амплитуду с переворотом спина:

$$\bar{v}_\lambda(\gamma_+\vec{\gamma}\vec{\kappa}p_-)v_{-\lambda} = -sz\kappa(\lambda), \quad \bar{u}_\lambda(\gamma_+\vec{\gamma}\vec{\kappa}p_-)u_{-\lambda} = -s(1-z)\kappa(-\lambda). \tag{128}$$

Теперь мы имеем строительные блоки, из которых можно собрать полный след.

4.6.5. Полный след амплитуды $\gamma^* p \to \rho p$

Спиральная структура кварковой петли будет различна при пертурбативном и непертурбативном взаимодействии. Её можно разделить на три части

$$I^{(i)} = I^{(i)}_{pert} + I^{(i)}_{cm} + I^{(i)}_{mix}. \tag{129}$$

Первый член обозначает что оба глюона присоединены к кваркам пертурбативно, второй, когда обе вершины связаны с AQCM. Последнее слагаемое – интерференция между пертурбативной и непертурбативной вершинами.

Рассмотрим сначала амплитуду при чисто пертурбативным взаимодействием. Т.к. в этом случае глюон не переворачивает спин кварка,

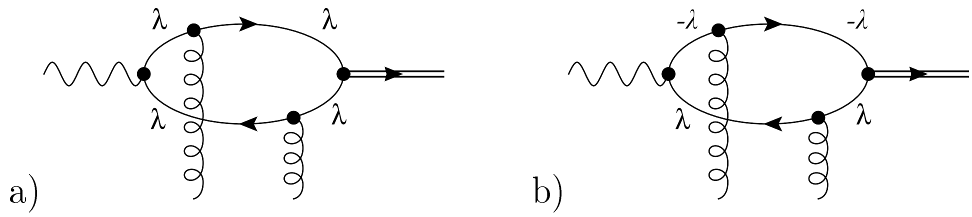

Рис. 24 Две возможные комбинации спиральностей в фермионной петле при пертурбативном взаимодействии. Если глюоны присоединить к одному фермиону, то спиральная структура не изменится.

то мы имеем только две возможных комбинаций спиральностей(Рис. 24). Рассмотрим амплитуду $T \to T$. При одинаковых спиральностях кварка и антикварка(Рис. 24a):

$$s(1-z)sz\frac{-1}{\sqrt{z(1-z)}}mV^*(\lambda)\frac{1}{\sqrt{z(1-z)}}me(-\lambda) = -s^2m^2e(-\lambda)V^*(\lambda). \tag{130}$$

Просуммировав по спиральностям получим

$$2s^2m^2(\vec{e}\vec{V}^*). \tag{131}$$

При разных спиральностях фермионов(Рис. 24b) получим:

$$s^2\left[(\vec{V}^*\vec{k})(1-2z)+i\lambda[\vec{V}^*\vec{k}]\right]\left[(\vec{e}\vec{k}_1)(1-2z)-i\lambda[\vec{e}\vec{k}_1]\right]. \tag{132}$$

Просуммировав по спиральностям и воспользовавшись тождеством

$$[\vec{a}\vec{b}][\vec{c}\vec{d}] = (\vec{a}\vec{c})(\vec{b}\vec{d}) - (\vec{a}\vec{d})(\vec{b}\vec{c}), \tag{133}$$

получим:

$$2s^2\left[(\vec{V}^*\vec{k})(\vec{e}\vec{k}_1)(1-2z)^2+(\vec{e}\vec{V}^*)(\vec{k}\vec{k}_1)-(\vec{e}\vec{k})(\vec{V}^*\vec{k}_1)\right]. \tag{134}$$

Учитывая, что в определение I в (90) входит $2s^2$, сложив (134) и (131) получим:

$$I^{(c)}_{T\to T} = -\left[(\vec{e}\vec{V}^*)(m^2+\vec{k}\vec{k}_{1c})+(\vec{V}^*\vec{k})(\vec{e}\vec{k}_{1c})(1-2z)^2-(\vec{e}\vec{k})(\vec{V}^*\vec{k}_{1c})\right]. \tag{135}$$

Знак минус появился из-за того, что мы имеем 2 антикварковых пропагатора, что даёт фактор $(-1)^2$ и минус, появляющийся для любой фермионной петли.

Вычисление для $I^{(b)}$ даст точно такой же результат. А для $I^{(a)}$ и $I^{(d)}$ результат будет отличаться фактором $-z/(1-z)$ и $-(1-z)/z$ соответственно(дополнительный знак минус возникает из-за изменения числа антикварковых пропагаторов в других диаграммах). Т.е. можно написать

$$-\frac{1-z}{z}I^{(a)} = I^{(b)} = I^{(c)} = -\frac{z}{1-z}I^{(d)}\,.$$

Для случая когда обе кварк-глюонные вершины переворачивают спин, имеем другой набор спиральностей в петле(Рис. 25). Т.к. всю зависимость от переданного импульса $\vec{\Delta}$ мы эффективно учитываем в глюонной плотности, то здесь будем считать $\vec{\Delta} = 0$. Т.е. импульсы обоих глюонов одинаковы $\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa$. Используя технику, описанную выше получим:

$$\begin{aligned} I^{(a)}_{cm}(T \to T) &= -\frac{z}{1-z}\Big[(\vec{e}\vec{V}^*)(m^2 + \vec{k}\vec{k}_{1a}) + (\vec{V}^*\vec{k})(\vec{e}\vec{k}_{1a})(1-2z)^2 - \\ &- (\vec{e}\vec{k})(\vec{V}^*\vec{k}_{1a})\Big]\vec{\kappa}^2 F_2(k^2_{I\,\mathrm{avg}}, 0, \kappa^2) F_2(k^2_{II\,\mathrm{avg}}, 0, \kappa^2). \qquad (136) \end{aligned}$$

Здесь нужно отметить что один из кварков входящих в кварк-глюонную вершину всегда на массовой поверхности и $k^2_{I,II\,\mathrm{avg}}$ обозначает виртуальность второго кварка, который вне массовой поверхности. Т.к. во всех четырёх диаграммах поперечный импульс этого кварка разный, мы берём среднюю виртуальность, чтобы формфактор F_2 был общий. Чтобы получить выражение для $I^{(d)}_{cm}$ достаточно просто произвести замену $z/(1-z) \to (1-z)/z$ и $\vec{k}_{1a} \to \vec{k}_{1d}$ в формуле выше. Для диаграммы с AQCM вклад

$$\begin{aligned} I^{(c)}_{cm}(T \to T) = \Big[&\big((1-2z)^2(\vec{V}^*\vec{k})(\vec{k}_{1c}\vec{e}) - (\vec{k}\vec{k}_{1c})(\vec{e}\vec{V}^*) + (\vec{k}\vec{e})(\vec{V}^*\vec{k}_{1c})\big)\vec{\kappa}^2 + \\ &+ m^2\big(2(\vec{e}\vec{\kappa})(\vec{V}^*\vec{\kappa}) - (\vec{e}\vec{V}^*)\vec{\kappa}^2\big)\Big] F_2(k^2_{I\,\mathrm{avg}}, 0, \kappa^2) F_2(k^2_{II\,\mathrm{avg}}, 0, \kappa^2) \qquad (137) \end{aligned}$$

Как и раньше, замена $\vec{k}_{1c} \to \vec{k}_{1b}$ даст формулу для $I^{(b)}_{cm}$.

Для интерференции между пКХД и AQCM вершинами получим

$$\begin{aligned} I^{(c)}_{mix}(T \to T) &= m\Big[(\vec{V}^*\vec{k})(\vec{\kappa}\vec{e})(1-2z) - [\vec{e}\vec{\kappa}][\vec{V}^*\vec{k}] - (\vec{e}\vec{k}_{1c})(\vec{\kappa}\vec{V})(1-2z) - \\ &- [\vec{e}\vec{k}_{1c}][\vec{\kappa}\vec{V}^*]\Big]\big(F_2(k^2_{II\,\mathrm{avg}}, 0, \kappa^2) - F_2(k^2_{I\,\mathrm{avg}}, 0, \kappa^2)\big). \qquad (138) \end{aligned}$$

Снова $I^{(b)}_{mix}$ получается подстановкой $k_{1c} \to k_{1b}$. Оставшиеся амплитуды:

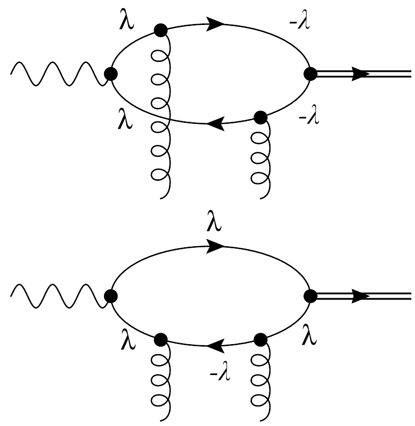

Рис. 25 Спиральная структура фермионной петли при непертурбативном взаимодействии кварка с глюоном.

$$
\begin{aligned}
I^{(a)}_{mix}(T\to T) &= \frac{zm}{1-z}\Big[(\vec V^*\vec k)(\vec\kappa\vec e)(1-2z) - [\vec e\vec\kappa][\vec V^*\vec k] - (\vec e\vec k_{1a})(\vec\kappa\vec V)(1-2z) - \\
&- [\vec e\vec k_{1a}][\vec\kappa\vec V^*]\Big]\left(F_2(k^2_{II\,\mathrm{avg}},0,\kappa^2) - F_2(k^2_{I\,\mathrm{avg}},0,\kappa^2)\right), \qquad (139)\\
I^{(d)}_{mix}(T\to T) &= \frac{(1-z)m}{z}\Big[(\vec V^*\vec k)(\vec\kappa\vec e)(1-2z) + [\vec e\vec\kappa][\vec V^*\vec k] - \\
&- (\vec e\vec k_{1d})(\vec\kappa\vec V^*)(1-2z) + [\vec e\vec k_{1d}][\vec\kappa\vec V^*]\Big]\times \\
&\times \left(F_2(k^2_{II\,\mathrm{avg}},0,\kappa^2) - F_2(k^2_{I\,\mathrm{avg}},0,\kappa^2)\right). \qquad (140)
\end{aligned}
$$

Рассмотрим теперь случай продольной поляризации:

$$
\begin{aligned}
I^{(c)}_{pert}(L\to L) &= -4QMz^2(1-z)^2, \qquad (141)\\
I^{(c)}_{cm}(L\to L) &= -4QMz^2(1-z)^2\vec\kappa^2 F_2(k^2_{I\,\mathrm{avg}},0,\kappa^2)F_2(k^2_{II\,\mathrm{avg}},0,\kappa^2).
\end{aligned}
$$

Здесь так же верно равенство $I^{(b)} = I^{(c)} = -\frac{1-z}{z}I^{(a)} = -\frac{z}{1-z}I^{(d)}$ с соответствующей подстановкой $\vec k_{1i}$.

При продольной поляризации интерференционный вклад I_{mix} исчезает.

$$I^{(a)}_{mix}(L\to L) = I^{(b)}_{mix} = I^{(c)}_{mix} = I^{(d)}_{mix} = 0. \qquad (142)$$

4.6.6. Сечение реакции электророждения ρ-мезона

Т.к. энергия частиц в реакции в среднем несколько десятков GeV, то массами частиц можно пренебречь. Тогда дифференциальное сечение реакции будет:

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4}{2s}|A|^2\frac{1}{(2\pi)^6}\frac{1}{8}d\Omega. \tag{143}$$

Перейдём к дифференциальному сечению $d\sigma/dt$. Из простой кинематики можно получить соотношение:

$$t = -\frac{s}{2}(1-\cos\theta) \Rightarrow dt = \frac{s}{2}\,d(\cos\theta), \tag{144}$$

где θ – угол между импульсами γ^* и ρ-мезона. Учитывая азимутальную симметричность реакции, проинтегрируем по ϕ и получим для дифференциального сечения:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16s^2\pi}|A|^2. \tag{145}$$

Чтобы получить полное сечение, проинтегрируем $d\sigma/dt$ в пределах дифракционного конуса. В нашем случае рассмотрения предела $0 < -t < 1$ GeV^2 достаточно.

Нас интересуют сечения σ_T и σ_L, т.е. сечения, где начальный гамма-квант поляризован поперечно или продольно:

$$\begin{aligned} \sigma_T &= \sigma_{T\to T} + \sigma_{T\to L} \approx \sigma_{T\to T}, \\ \sigma_L &= \sigma_{L\to L} + \sigma_{L\to T} \approx \sigma_{L\to L}. \end{aligned} \tag{146}$$

Полное сечение является просто их суммой:

$$\sigma_{tot} = \sigma_T + \epsilon\sigma_L, \tag{147}$$

где ϵ – параметр поляризации, близкий к единице. Например на установке HERA он порядка $\langle\epsilon\rangle = 0.996$.

4.7. Численный анализ результатов

Для численных расчётов использовалась программа, написанная в пакете Mathematica. Из условия нормировки (64) и вычисления константы распада (72), были получены следующие параметры для волновой функции, которые использовались в дальнейших численных вычислениях:

$$c = 17.36\ \text{GeV}^{-2}, \quad a = 4.18\ \text{GeV}^{-1}. \tag{148}$$

Во многих непертурбативных подходах возникает бегущая динамическая масса конституентного кварка, которая уменьшается до маленькой токовой массы при больших виртуальностях. Это влияет на зависимость от Q^2 наблюдаемых в рождении векторных мезонов. Напомним что в соответствии с подходом цветового диполя, доминирующий вклад в амплитуду рождения векторного мезона идет из компонент волновой функции взятых при поперечном размере $r_S \sim 6/\sqrt{Q^2 + m_V^2}$ [87, 88, 89]. Следовательно, виртуальность кварков $\propto (Q^2 + m_V^2)$, и можно смоделировать переход к пКХД режиму при большой виртуальности фотона используя простое приближение

$$m(Q^2) = \frac{m(0)}{1 + Q^2/m_V^2}, \tag{149}$$

где $m(0) = 345$ MeV[4] и $m_V = 770$ MeV

Для константы сильного взаимодействия мы использовали следующую параметризацию:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{4\pi}{9\ln((q^2 + M_g^2)/\Lambda_{QCD}^2)}, \tag{150}$$

где $\Lambda_{QCD} = 0.280$ GeV, а величина $M_g = 0.88$ GeV. Выбранная таким образом α_s конечна в инфракрасном режиме, т.е. $\alpha_s(q^2) \to$ const при $q^2 \to 0$.

Для дифференциальной глюонной плотности использовался фит 3 из работы [83]. Чтобы убедиться в корректности работы программы, мы сначала воспроизвели результаты для σ_L, σ_T и σ_{tot}, полученные в той же работе.

4.7.1. Сравнение полученных сечений с экспериментом

На Рис.26 показаны графики для σ_L, σ_T в сравнении с экспериментальными данными[90, 91, 92, 93]. Интерференция между пКХД и AQCM вершинами не даёт вклада в сечение при продольной поляризации. Поэтому учёт непертурбативной вершины незначительно увеличивает сечение σ_L при малых Q^2.

При поперечной поляризации ситуация интересней, т.к. в этом случае интерференция между пКХД и AQCM вершинами существенна. Чис-

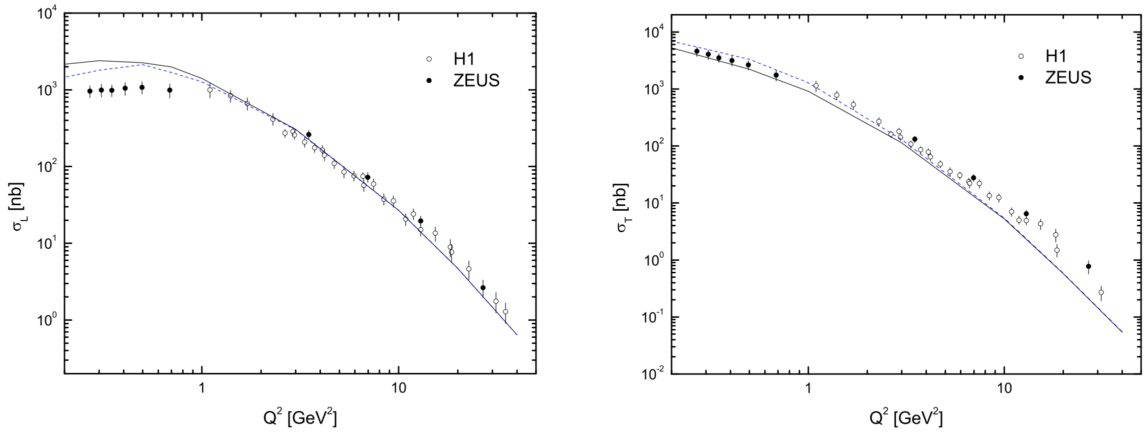

Рис. 26 Сечение σ_L и σ_T реакции $\gamma^* p \to \rho p$ как функция от Q^2 при энергии столкновения $W = 75$ GeV. Штрихованной линией показан результат расчёта только с пертурбативным взаимодействием. Сплошной линией показан результат с учётом непертурбативных вкладов.

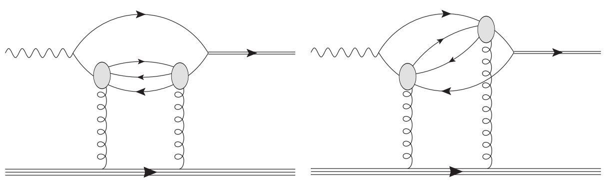

Рис. 27 Дополнительный вклад в электророждение ρ-мезона, заключающийся в обмене кварк-антикварком между хромомагнитными вершинами.

ленно добавка от неё больше, чем от чистого вклада AQCM и имеет обратный знак. Это приводит к тому, что величина сечения уменьшается по сравнению с сечением получаемым за счёт одного пКХД вклада.

Здесь нужно отметить следующее: при вычислениях мы использовали функцию глюонной плотности, фитированную на экспрիментальные данные для структурной функции протона. Более полноценный расчёт должен включать так же перефитирование этой функции с учётом эффектов AQCM.

Следует отметить, что AQCM вершина является лидирующим вкладом в $1/N_c$, однако существует более сложное мультипартонное взаимодействие т'Хоофтовского вида[2], которое приводит к корреляции между инстантонами и анти-инстантонами. Пример таких вкладов показан на Рис.27.

4.8. Выводы

Вычислен вклад AQCM в сечение электророждения ρ-мезона на нуклоне.

Полученные сечения σ_L, σ_T неплохо согласуются с экспериментальными данными в большей части интервала по Q^2. Численный анализ показывает, что вклад AQCM значителен при малых Q^2, но его учёт существенно не улучшает согласия теории с экспериментом даже в этой области.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение кратко сформулируем основные результаты диссертационной работы

1. Предложен новый подход к описанию спиновых эффектов в реакциях с участием адронов, основанный на существовании большого AQCM, индуцированного сложной топологической структурой вакуума КХД. В качестве примера показано, что AQCM приводит к большой односпиновой асимметрии в рассеянии кварка на кварке.

2. Предложена новая модель Оддерона, основанная на AQCM, которая описывает экспериментальные данные для упругих pp и $p\bar{p}$ сечений при больших передачах импульса и при высоких энергиях. Сделано предсказание об изменении знака односпиновой асимметрии в $p\bar{p}$ рассеянии по сравнению с pp.

3. Рассчитан вклад AQCM в эксклюзивное электророждение ρ-мезона. Этот вклад существенен при малых Q^2, как для продольной, так и для поперечной поляризации виртуального фотона.

Благодарности

Автор выражает искреннюю благодарность научному руководителю Кочелеву Н.И. за всестороннюю поддержку и помощь в работе. Я глубоко признателен профессору Николаеву Н.Н. за сотрудничество. Отдельно я благодарен Иванову И.П. за введение меня в технику вычислений электророждения ρ-мезона. Кроме того, я признателен Дорохову А.Е. и Кураеву Э.А. за полезные обсуждения. Мои благодарности руководству ЛТФ ОИЯИ за создание прекрасных условий для выполнения этой научной работы.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

[1] A. A. Belavin, A. M. Polyakov, A. S. Schwartz and Y. .S. Tyupkin, Phys. Lett. B **59** (1975) 85.

[2] G. 't Hooft, Phys. Rev. D **14** (1976) 3432 [Erratum-ibid. D **18** (1978) 2199].

[3] T. Schäfer and E.V. Shuryak, Rev. Mod. Phys. **70** (1998) 1323 [hep-ph/9610451].

[4] D. Diakonov, Prog. Par. Nucl. Phys.**51** (2003) 173 [hep-ph/0212026].

[5] N. I. Kochelev, Phys. Lett. **B426** (1998) 149 [hep-ph/9610551].

[6] N. Kochelev, Phys. Part. Nucl. Lett. **7**, 326 (2010) [arXiv:0907.3555 [hep-ph]].

[7] N. I. Kochelev, Phys. Part. Nucl. **36** (2005) 608 [Fiz. Elem. Chast. Atom. Yadra **36** (2005) 1157].

[8] M. Anselmino, M. Boglione, U. D'Alesio, S. Melis, F. Murgia and A. Prokudin, arXiv:1304.7691 [hep-ph].

[9] M. Anselmino, M. Boglione, U. D'Alesio, E. Leader, S. Melis, F. Murgia and A. Prokudin, Phys. Rev. D **86** (2012) 074032 [arXiv:1207.6529 [hep-ph]].

[10] U. D'Alesio and F. Murgia, Prog. Part. Nucl. Phys. **61** (2008) 394 [arXiv:0712.4328 [hep-ph]].

[11] X. -d. Ji, J. -P. Ma and F. Yuan, Phys. Lett. B **597** (2004) 299 [hep-ph/0405085].

[12] X. -d. Ji, J. -p. Ma and F. Yuan, Phys. Rev. D **71** (2005) 034005 [hep-ph/0404183].

[13] A. Bacchetta, D. Boer, M. Diehl and P. J. Mulders, JHEP **0808** (2008) 023 [arXiv:0803.0227 [hep-ph]].

[14] N. Kochelev and N. Korchagin, Phys. Lett. B **729**, 117 (2014) [arXiv:1308.4857 [hep-ph]].

[15] J. Collins, Foundation of perturbative QCD, Cambridge University Press (2011).

[16] T. C. Rogers and P. J. Mulders, Phys. Rev. D **81** (2010) 094006 [arXiv:1001.2977 [hep-ph]].

[17] E581 Collaboration, D. L. Adams *et al.*, *Phys. Lett.* B 261 (1991) 201

[18] E704 Collaboration, D. L. Adams *et al.*, *Phys. Lett.* B 264 (1991) 462

[19] E581 Collaboration, D. L. Adams *et al.*, *Z. Phys.* C 56 (1992) 181

[20] E704 Collaboration, A. Bravar *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 77 (1996) 2626

[21] V. D. Apokin *et al.*, *Phys. Lett.* B 243 (1990) 461

[22] V. V. Abramov *et al.*, *Nucl. Phys.* B 492 (1997) 3,

[23] D. Sivers, Phys. Rev. D **41** 83 (1990).

[24] D. Sivers, Phys. Rev. D **43** 261 (1991).

[25] J. C. Collins, S. Heppelmann, and G. Ladinsky, Nucl. Phys. B **420** 565 (1994).

[26] J. C. Collins, Nucl. Phys. B **396** 161 (1993).

[27] A. V. Efremov and O. V. Teryaev, Sov. J. Nucl. Phys. **36**, 140 (1982) [Yad. Fiz. **36**, 242 (1982)].

[28] A. V. Efremov and O. V. Teryaev, Sov. J. Nucl. Phys. **39**, 962 (1984) [Yad. Fiz. **39**, 1517 (1984)].

[29] V. V. Abramov, J. Phys. Conf. Ser. **295** (2011) 012086.

[30] V. V. Abramov, arXiv:0910.1216 [hep-ph].

[31] C. D. Roberts, arXiv:1203.5341 [nucl-th].

[32] M. G. Ryskin, Sov. J. Nucl. Phys. **46** (1987) 337 [Yad. Fiz. **46** (1987) 611].

[33] M. L. Goldberger, M. T. Grisaru, S. W. MacDowell and D. Y. Wong, Phys. Rev. **120** (1960) 2250.

[34] N. H. Buttimore, E. Gotsman and E. Leader, Phys. Rev. D **18** (1978) 694.

[35] A. B. Arbuzov, V. V. Bytev, E. A. Kuraev, E. Tomasi-Gustafsson and Y. .M. Bystritskiy, Phys. Part. Nucl. **41** (2010) 593.

[36] V. N. Baier, E. A. Kuraev, V. S. Fadin and V. A. Khoze, Phys. Rept. **78** (1981) 293.

[37] I. P. Ivanov and N. N. Nikolaev, Phys. Atom. Nucl. **64** (2001) 753 [Yad. Fiz. **64** (2001) 813].

[38] E. Ruiz Arriola, P. O. Bowman and W. Broniowski, Phys. Rev. D **70** (2004) 097505 [hep-ph/0408309].

[39] A. C. Aguilar, D. Binosi and J. Papavassiliou, arXiv:1304.5936 [hep-ph].

[40] S. M. Troshin and N. E. Tyurin, Phys. Rev. D **88** (2013) 017502.

[41] D. de Florian, R. Sassot, M. Stratmann and W. Vogelsang, Phys. Rev. D **80** (2009) 034030.

[42] B. I. Abelev *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 222001.

[43] J. H. Lee *et al.* [BRAHMS Collaboration], AIP Conf. Proc. **915** (2007) 533.

[44] D. L. Adams *et al.* [FNAL-E704 Collaboration], Phys. Lett. B **264** (1991) 462.

[45] Mriganka Mouli Mondal, for STAR Collaboration, the talk presented at 5th Workshop of the APS Topical Group on Hadron Physics, GHP13, 10-12 April 2013, Denver, Colorado.

[46] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], Phys. Lett. B **693** (2010) 11 [arXiv:1006.4221 [hep-ex]].

[47] A. Martin [COMPASS Collaboration], arXiv:1303.2076 [hep-ex].

[48] A. Brandenburg, A. Ringwald and A. Utermann, Nucl. Phys. B **754** (2006) 107 [hep-ph/0605234].

[49] N. I. Kochelev, Phys. Lett. B **565** (2003) 131 [hep-ph/0304171].

[50] S. J. Brodsky, D. S. Hwang and I. Schmidt, Phys. Lett. B **530** (2002) 99 [hep-ph/0201296].

[51] P. Faccioli and E. V. Shuryak, Phys. Rev. D **64** (2001) 114020 [hep-ph/0106019].

[52] A. D. Krisch, arXiv:1001.0790 [hep-ex].

[53] R. Fiore, L. L. Jenkovszky, R. Orava, E. Predazzi, A. Prokudin and O. Selyugin, Int. J. Mod. Phys. A **24**, 2551 (2009) [arXiv:0810.2902 [hep-ph]].

[54] I. M. Dremin, arXiv:1311.4159 [hep-ph].

[55] V. Uzhinsky and A. Galoyan, arXiv:1111.4984 [hep-ph].

[56] C. Bourrely, J. M. Myers, J. Soffer and T. T. Wu, Phys. Rev. D **85**, 096009 (2012) [arXiv:1202.3611 [hep-ph]].

[57] O. V. Selyugin, arXiv:1303.5553 [hep-ph].

[58] E. Martynov, Phys. Rev. D **87**, 114018 (2013) [arXiv:1305.3093 [hep-ph]].

[59] A. Donnachie and P. V. Landshoff, Phys. Lett. B **727**, 500 (2013) [arXiv:1309.1292 [hep-ph]].

[60] V. A. Khoze, A. D. Martin and M. G. Ryskin, arXiv:1312.3851 [hep-ph].

[61] A. Donnachie and P. V. Landshoff, Z. Phys. C **2**, 55 (1979) [Erratum-ibid. C **2**, 372 (1979)].

[62] A. Donnachie and P. V. Landshoff, Phys. Lett. B **387**, 637 (1996) [hep-ph/9607377].

[63] A. Donnachie and P. V. Landshoff, Nucl. Phys. B **231**, 189 (1984); A. Donnachie and P. V. Landshoff, Nucl. Phys. B **267**, 690 (1986).

[64] N. Kochelev and N. Korchagin, Phys. Rev. D **89** (2014) 034028 [arXiv:1312.5094 [hep-ph]].

[65] N. Kochelev, JETP Lett. **83**, 527 (2006) [hep-ph/0606091].

[66] D. Ebert, R. N. Faustov and V. O. Galkin, Phys. Rev. D **79**, 114029 (2009) [arXiv:0903.5183 [hep-ph]].

[67] I. C. Cloet and C. D. Roberts, arXiv:1310.2651 [nucl-th].

[68] E. Nagy, R. S. Orr, W. Schmidt-Parzefall, K. Winter, A. Brandt, F. W. Busser, G. Flugge and F. Niebergall *et al.*, Nucl. Phys. B **150**, 221 (1979); W.Faissler et al., Phys. Rev. **D23**, 33 (1981).

[69] A. C. Aguilar, D. Binosi and J. Papavassiliou, Phys. Rev. D **88**, 074010 (2013) [arXiv:1304.5936 [hep-ph]].

[70] A. I. Bugrii, Z. E. Chikovani, L. L. Jenkovszky and M. Z. Maksimov, Z. Phys. C **4**, 45 (1980).

[71] E. Leader, Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol. **15**, 1 (2001).

[72] D. G. Crabb, W. A. Kaufman, A. D. Krisch, A. M. T. Lin, D. C. Peaslee, R. A. Phelps, R. S. Raymond and T. Roser *et al.*, Phys. Rev. Lett. **65**, 3241 (1990).

[73] V. Barone *et al.* [PAX Collaboration], hep-ex/0505054.

[74] A. E. Dorokhov and N. I. Kochelev, Phys. Lett. B **304**, 167 (1993).

[75] P. Schweitzer, M. Strikman and C. Weiss, JHEP **1301**, 163 (2013) [arXiv:1210.1267 [hep-ph]].

[76] http://www.rhic.bnl.gov/pp2pp/

[77] O. Nachtmann, "Pomeron physics and QCD," arXiv:hep-ph/0312279.

[78] E. Levin, arXiv:hep-ph/9503399.

[79] E. Levin, Heavy Ion Phys. **8**, 265 (1998) [arXiv:hep-ph/9808483].

[80] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov and V. S. Fadin, Sov. Phys. JETP **45** (1977) 199 [Zh. Eksp. Teor. Fiz. **72** (1977) 377]; I. I. Balitsky and L. N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **28** (1978) 822 [Yad. Fiz. **28** (1978) 1597]; L. N. Lipatov, Sov. Phys. JETP **63**, 904 (1986) [Zh. Eksp. Teor. Fiz. **90**, 1536 (1986)].

[81] P. V. Landshoff and O. Nachtmann, Z. Phys. C **35** (1987) 405.

[82] N. Korchagin, N. Kochelev and N. Nikolaev, Phys. Part. Nucl. Lett. **10**, 1 (2013) [arXiv:1111.1831 [hep-ph]].

[83] I. P. Ivanov, "Diffractive production of vector mesons in deep inelastic scattering within k(t)-factorization approach," arXiv:hep-ph/0303053.

[84] V.V. Anisovich *et al.*, Nucl.Phys.**A 563** (1993) 549–583; W. Jaus, Phys. Rev. **D 41**(1990) 3394; Phys. Rev.**D 44**(1990) 2851.

[85] S. J. Brodsky, H. C. Pauli and S. S. Pinsky, "Quantum Chromodynamics and Other Field Theories on the Light Cone," Phys. Rept. **301**, 299 (1998) [arXiv:hep-ph/9705477].

[86] T. Heinzl, "Light cone dynamics of particles and fields," arXiv:hep-th/9812190.

[87] N. N. Nikolaev, Comments Nucl. Part. Phys. **21** (1992) 41.

[88] B. G. Kopeliovich *et al.* Phys. Lett. **B309** (1993) 179.

[89] I.P. Ivanov, N.N. Nikolaev and A.A. Savin, Phys. Part. Nucl. **37** (2006) 1.

[90] F. D. Aaron *et al.* [H1 Collaboration], "Diffractive Electroproduction of rho and phi Mesons at HERA," JHEP **1005**, 032 (2010) [arXiv:0910.5831 [hep-ex]].

[91] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], "Exclusive rho production in deep inelastic scattering at HERA," PMC Phys. A **1**, 6 (2007) [arXiv:0708.1478 [hep-ex]].

[92] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], "Elastic electroproduction of rho mesons at HERA," Eur. Phys. J. C **13**, 371 (2000) [arXiv:hep-ex/9902019].

[93] J. Breitweg *et al.* [ZEUS Collaboration], "Exclusive electroproduction of ρ^0 and J/ψ mesons at HERA," Eur. Phys. J. C **6**, 603 (1999) [arXiv:hep-ex/9808020].