

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Спиновые эффекты в жестких процессах
с поляризованными протонами

С.М. Трошин, Н.Е. Тюрин

Обсуждается динамика спиновых эффектов в жестких адронных процессах. Рассмотрены возможности экспериментального изучения этих эффектов с использованием ускоренных поляризованных протонных пучков.

PACS numbers: 13.85.-t, 29.27.Hj, 12.38.Qk

Содержание

1. Введение (1073).
 2. Сохранение спиральности в квантовой хромодинамике (1076).
 3. Непертурбативные подходы к описанию спиновых эффектов в упругом рассеянии (1078).
 - 3.1. Конфайнмент кварков и спиновые эффекты.
 - 3.2. Спонтанное нарушение киральной симметрии и адронное рассеяние.
 - 3.3. Анализирующая способность и параметры спиновой корреляции.
 4. Инклюзивные процессы и спиновые эффекты (1084).
 - 4.1. Следствия пертурбативной квантовой хромодинамики.
 - 4.2. Непертурбативные модели для спиновых явлений в инклюзивных процессах.
 5. Спиновые асимметрии в электрослабых взаимодействиях (1086).
 6. Составленность (1086).
 7. Заключение (1086).
- Список литературы (1087).

1. Введение

Физика адронных взаимодействий имеет целью изучение волновых функций адронов и динамики взаимодействия составляющих. Устойчивый интерес последних лет к исследованию спиновых явлений и спиновой структуры адронов связан с пониманием важности соответствующих эффектов для анализа динамики адронных взаимодействий и построения теории.

Понятие спина вошло в физику в середине 20-х годов, когда Уленбек и Гаудсмит ввели внутреннюю степень свободы у электрона — спин в качестве реальной физической характеристики вместо понятия немеханической напряженности, использованного ранее Паули при формулировке своего знаменитого принципа. Формулировка Уленбека–Гаудсмита, кроме того, допускала также классическую механическую интерпретацию нового квантового числа, введенного Паули, и позволяла подойти к пониманию аномального эффекта Зеемана.

Таким образом, Паули сформулировал необходимость в новом квантовом числе, допустив удвоение состояний, а Уленбек и Гаудсмит ввели собственный момент электрона — спин в качестве физической реальности.

Открытие уравнения Дирака показало, что спин является естественным свойством релятивистской теории. Свободная дираковская частица, волновая функция которой удовлетворяет матричному уравнению, имеет, помимо импульса, еще один дополнительный интеграл движения — собственный момент импульса (спин), равный $\hbar/2$.

Понятие спина возникло на пересечении идей классической и квантовой физики. Его прообразом явилось классическое вращение. Следует отметить, что еще в 1921 г. Комптон в своих расчетах рассматривал электрон как протяженный и быстро вращающийся объект. По существу же спин является исключительно квантовым понятием.

Принцип Паули и концепция спина явились отправной точкой для появления таких фундаментальных понятий, как перестановочная симметрия волновой функции и статистика.

До недавнего времени считалось, что в физике высоких энергий можно обойтись без учета спина частиц. Несмотря на то, что фундаментальные составляющие материи (кварки и лептоны, а также частицы — переносчики фундаментальных взаимодействий)

С.М. Трошин, Н.Е. Тюрин. Институт физики высоких энергий, 142284, Протвино, Московская обл., Россия
Тел. (096) 771-34-42
Факс (095) 230-23-37
E-mail: tyurin@mx.ihep.su

Статья поступила 20 июля 1994 г.,
после доработки 5 сентября 1994 г.

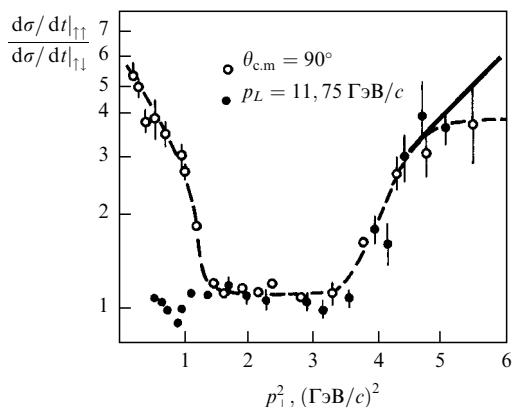


Рис. 1. Отношение сечений в чистых спиновых состояниях упругого *pp*-рассеяния в зависимости от p_{\perp}^2 для фиксированного угла $\theta_{с.м.} = 90^\circ$ и изменяющейся энергии и при фиксированной энергии (11,75 ГэВ) и изменяющемся угле

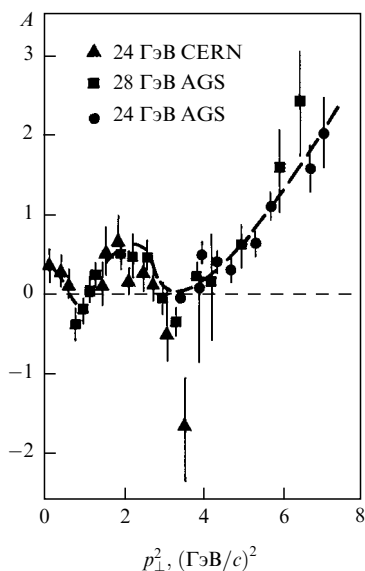


Рис. 2. Анализирующая способность A в зависимости от p_{\perp}^2 в упругом *pp*-рассеянии при 24 и 28 ГэВ [3]

все имеют ненулевой спин:

$$s = 1/2 : \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_{\mu} \\ \mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_{\tau} \\ \tau \end{pmatrix},$$

$$s = 1 : \gamma, W^{\pm}, Z^0, g,$$

соответствующие эффекты учитывались, как правило, лишь комбинаторикой при построении векторов состояний и соответствующими факторами в амплитудах. Динамические проявления спиновых степеней свободы при этом устойчиво игнорировались.

Следует заметить, что эксперименты при высоких энергиях, посвященные изучению спиновых эффектов, считались, по мнению многих, лишь данью традициям из области физики низких энергий. С другой стороны, естественно ожидать, что роль спина должна быть существенной при взаимодействии кварков и лептонов. Как оказалось, экспериментальные исследования по спиновой физике приносят результаты, сильно влияющие на теоретические представления и модели в области высоких энергий.

Поток новых результатов в 80-е годы, особенно в области больших поперечных импульсов (p_{\perp}), привлек внимание к анализу проблемы учета спиновых степеней свободы при построении динамики взаимодействий и одновременно поставил сложные вопросы перед квантовой хромодинамикой, точнее, перед ее пертурбативным сектором, претендующим на описание процессов в области больших значений p_{\perp} .

В пертурбативной квантовой хромодинамике поляризация кварка в жестком подпроцессе оказывается малой в силу векторного характера взаимодействия квантовой хромодинамики, а спиральность кварков сохраняется с точностью до членов $O(m/\sqrt{s})$. Требуемая также для объяснения наблюдаемых асимметрий

$$A \sim \text{Im}(F_{if}F_f^*)$$

генерация сдвига фаз амплитуд с изменением (F_f) и без изменения спиральности (F_{if}) не обеспечивается взаимодействиями на малых расстояниях и, по-видимому, является следствием непертурбативных эффектов.

Значительное внимание в последнее время уделяется спиновой структуре нуклона, в частности роли кварков и глюонов в спиновом балансе протона:

$$s_p = s_q + s_g + \langle L \rangle.$$

По-видимому, вклад спина глюонов и орбитального момента кварков и глюонов является значительным [1]. В дополнение к результатам, полученным в SLAC и CERN, планируются новые эксперименты по измерению спиновых структурных функций протона и нейтрона для получения более определенных выводов. При этом теоретическая интерпретация полученных результатов уже привела к новому взгляду на природу спина нуклона [2].

Изучение спиновых эффектов является одной из наиболее актуальных задач физики высоких энергий. Измерение спиновых наблюдаемых дает более богатую информацию, чем измерение усредненных по спину величин, что позволяет проводить детальный анализ различных теоретических представлений и подходов. Ряд интересных результатов, полученных при изучении спиновых явлений, все еще ждут своего объяснения. Среди них следует упомянуть большие значения спиновых корреляций и анализирующей способности, наблюдавшиеся в упругих реакциях [3], большую поляризацию гиперонов [4] и большие значения асимметрии в бинарных [5] и инклюзивных процессах [6]. Более того, значительная поляризация гиперонов, измеренная до энергий ISR, указывает на то, что спиновые эффекты остаются весьма значительными до энергий, эквивалентных 2 ТэВ в лабораторной системе. Важная роль спиновых эффектов в упругом рассеянии и процессах рождения адронов проиллюстрирована рис. 1–3.

Поляризационные опыты начали проводиться с начала 50-х годов. Эксперименты, в которых изучаются спиновые явления в настоящее время, можно разделить на три группы:

- 1) с неполяризованными мишенью и пучком,
- 2) с поляризованной мишенью и неполяризованным пучком,
- 3) с поляризованными мишенью и пучком.

Опыты первой группы пригодны для измерения поляризации нестабильных конечных частиц, например

Λ -гиперонов, поляризация которых определяется по несохраняющему четность распаду $\Lambda \rightarrow p\pi^-$. В опытах второй группы необходимы поляризованные мишени, а в опытах третьей группы, кроме того, требуются либо ускоренные поляризованные пучки, либо поляризованные вторичные пучки. В поляризационных экспериментах первой и второй групп могут измеряться поляризация и односпиновые асимметрии, а в экспериментах третьей группы — и параметры спиновой корреляции.

Наиболее простой наблюдаемой является поляризация частицы P , приобретенная в результате взаимодействия. Поляризация является удвоенным средним значением спина частицы. Например, для спина $1/2$ поляризация

$$P = \langle \boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{p}}_i \times \hat{\mathbf{p}}_f \rangle, \quad (1)$$

где вектор $\hat{\mathbf{p}}_i \times \hat{\mathbf{p}}_f$ определяет нормаль $\hat{\mathbf{n}}$ к плоскости рассеяния. Для получения поляризации используются опыты с поляризованной мишенью (или пучком), в которых измеряется величина A , называемая анализирующей способностью. Она определяется как отношение

$$A = \frac{d\sigma_{\uparrow} - d\sigma_{\downarrow}}{d\sigma_{\uparrow} + d\sigma_{\downarrow}}. \quad (2)$$

Здесь $d\sigma_{\uparrow}$ и $d\sigma_{\downarrow}$ — сечения рассеяния на поляризованной мишени, а индексы \uparrow и \downarrow означают направление поляризации мишени относительно нормали к плоскости рассеяния. Аналогичным образом эта величина определяется и в случае поляризованного пучка.

Инвариантность относительно обращения времени приводит к тому, что в бинарных реакциях поляризация рассеянной частицы P равна анализирующей способности A : $P = A$.

Следует отметить, что в некоторых экспериментах вместо изменения направления поляризации мишени или пучка проводится измерение лево-правой асимметрии, возникающей при рассеянии. Она определяется отношением

$$A^{LR} = \frac{d\sigma_{\uparrow}(\theta) - d\sigma_{\uparrow}(-\theta)}{d\sigma_{\uparrow}(\theta) + d\sigma_{\uparrow}(-\theta)}. \quad (3)$$

Лево-правая асимметрия совпадает с анализирующей способностью для всех процессов, в которых имеется только одна амплитуда с однократным изменением спиральности, как, например, в случае pp -рассеяния.

Односпиновые асимметрии характеризуют возможность изменения спиральности одной из частиц в процессе взаимодействия и относительную фазу амплитуд с изменением и без изменения спиральности.

В экспериментах с поляризованными пучком и мишенью могут измеряться параметры спиновой корреляции. Эти параметры пропорциональны величинам $\langle \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 \rangle$ и характеризуют зависимость сечений от направлений спинов частиц. Параметр спиновой корреляции, например A_{ll} , определяется следующим образом:

$$A_{ll} = \frac{d\sigma(\overline{\downarrow})/dt + d\sigma(\overline{\uparrow})/dt - d\sigma(\overline{\downarrow})/dt - d\sigma(\overline{\uparrow})/dt}{d\sigma(\overline{\downarrow})/dt + d\sigma(\overline{\downarrow})/dt + d\sigma(\overline{\uparrow})/dt + d\sigma(\overline{\uparrow})/dt}, \quad (4)$$

где $d\sigma(\overline{\downarrow})/dt$ — дифференциальное сечение рассеяния поляризованного пучка на поляризованной мишени, когда конфигурация спинов начальных частиц такова,

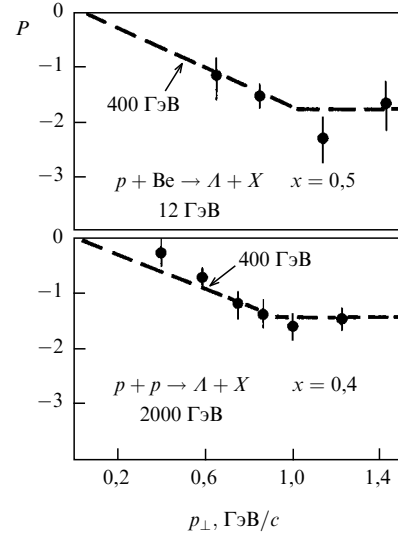


Рис. 3. Поляризация Λ -гиперонов при 12 и 2000 ГэВ (эквивалентная энергия фиксированной мишени) в зависимости от p_{\perp} [4]

что они направлены вдоль пучка (z), т.е. $s_z^a = s_z^b = 1/2$. Другой параметр спиновой корреляции A_{mm} выражается формулой, аналогичной (4), и относится к конфигурации спинов начальных частиц, ориентированных вдоль нормали ($\hat{n} = \hat{y}$) к плоскости рассеяния. Параметр спиновой корреляции A_{ss} относится к конфигурации спинов, ориентированных относительно третьего направления \hat{x} . В каждом случае по спином конечных частиц производится суммирование.

Кроме вышеприведенных параметров спиновой корреляции, можно построить параметры, относящиеся, например, к корреляции спинов начальных частиц в разных направлениях (A_{sl}), либо к корреляции спина одной из начальных частиц со спином одной из конечных частиц (параметры D_{mm} и K_{mm}).

В экспериментах с поляризованными пучками, кроме параметров, построенных из дифференциальных сечений, могут измеряться и интегральные характеристики, такие, как разность полных сечений при взаимодействии частиц в различных начальных спиновых состояниях. Эти величины, обозначаемые $\Delta\sigma_L$ и $\Delta\sigma_T$, относятся к продольной и поперечной ориентациям спинов начальных частиц. Они определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_L &= \sigma_{\text{tot}}(\overline{\downarrow}) - \sigma_{\text{tot}}(\overline{\uparrow}) = \sigma_{\text{tot}}(++) - \sigma_{\text{tot}}(+-), \\ \Delta\sigma_T &= \sigma_{\text{tot}}(\uparrow\uparrow) - \sigma_{\text{tot}}(\uparrow\downarrow). \end{aligned} \quad (5)$$

В соотношении (5) стрелки указывают направления спинов начальных адронов, а знаки "+" или "-" означают спиральности адронов $+1/2$ или $-1/2$ соответственно.

В настоящем обзоре обсуждается роль спиновых степеней свободы и возможности использования спиновых эффектов для изучения структуры адронов и динамики их взаимодействий. Динамические следствия спиновых эффектов в адронных реакциях подчеркивают, в частности, важность нарушения киральной симметрии. Представлен анализ экспериментальных результатов, приведенных на рис. 1–3, в частности, большой анализирующей способности A и больших значений параметра спиновой корреляции A_{mm} . Обсуждаются также возможности изучения спиновых эффектов с использованием

ускоренных поляризованных протонных пучков. Более подробное рассмотрение вопросов, связанных с общим подходом к учету спиновых степеней свободы в области высоких энергий, может быть найдено в [7].

2. Сохранение спиральности в квантовой хромодинамике

Как уже отмечалось, целью теории сильных взаимодействий является изучение структуры адронов и динамики их взаимодействий. В настоящее время в качестве такой теории рассматривается квантовая хромодинамика (КХД).

Разложение в ряд теории возмущений, используемое для расчета наблюдаемых величин [8], основано на свойстве асимптотической свободы КХД. Как правило, в таких расчетах используется партонная модель [9], которая рассматривает адрон как кластер невзаимодействующих безмассовых точечных составляющих.

Пертурбативная КХД позволяет описать наблюдаемые величины, усредненные по спиновым степеням свободы в адронных взаимодействиях на малых расстояниях. Однако серьезные трудности возникают, когда дело касается анализа наблюдаемых, относящихся к спиновым степеням свободы [10]. Проблемы являются следствием киральной инвариантности лагранжиана и векторного типа взаимодействия КХД. Действительно, массы токовых кварков малы и поэтому лагранжиан КХД

$$L_{\text{QCD}} = -\frac{1}{4} \text{Tr} (F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}) + \bar{\psi}^f(x) (i\gamma^\mu D_\mu - m_f) \psi^f(x) \quad (6)$$

приближенно инвариантен относительно киральных преобразований группы $SU(3)_L \times SU(3)_R$. Для безмассовых кварков киральность и спиральность совпадают:

$$\begin{aligned} \psi_R &= \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi, & \psi_L &= \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi, \\ \psi_{1/2} &= \psi_R, & \psi_{-1/2} &= \psi_L. \end{aligned} \quad (7)$$

КХД-взаимодействия одинаковы как для левых, так и для правых кварков:

$$\bar{\psi}\gamma_\mu\psi A^\mu = \bar{\psi}_L\gamma_\mu\psi_L A^\mu + \bar{\psi}_R\gamma_\mu\psi_R A^\mu, \quad (8)$$

и поэтому не приводят к перевороту спиральности.

При таких условиях безмассовые частицы будут всегда оставаться либо левыми, либо правыми. Учет массы токовых кварков приводит к тому, что мы имеем небольшую амплитуду с переворотом спиральности и очень малую поляризацию кварков:

$$P_q \propto \frac{\alpha_s m}{Q}, \quad (9)$$

возникновение которой связано с учетом вклада диаграмм с ненулевой мнимой частью.

Основным инструментом получения предсказаний КХД для жестких адронных процессов является теорема факторизации, которая отделяет динамику связанных состояний на больших расстояниях от динамики взаимодействия составляющих на малых расстояниях. Конечно, проблема описания волновой функции адрона является существенно непертурбативной.

В общем случае волновая функция адрона может быть представлена как разложение по набору фоковских

состояний, а именно [11]:

$$|h\rangle = \sum_{n, \lambda_i} \psi_n^h(x_i, \mathbf{k}_{\perp i}, \lambda_i) |n\rangle, \quad (10)$$

где $|n\rangle$ — n -партонное фоковское состояние, а функции $\psi_n^h(x_i, \mathbf{k}_{\perp i}, \lambda_i)$ составляют набор партонных амплитуд, определенных на фоковском базисе свободных кварков и глюонов при равных значениях "времени" светового конуса $\tau = t + z$. В этом разложении $\mathbf{k}_{\perp i}$ — поперечный импульс i -го кварка или глюона по отношению к импульсу \mathbf{P} связанного состояния, а x_i — соответствующая доля импульса на световом конусе

$$x_i = \frac{k_i^+}{P^+} \equiv \frac{(k^0 + k^3)_i}{P^0 + P^3},$$

которая в системе бесконечного импульса представляет долю продольного импульса партона. Условие нормировки для партонных амплитуд имеет вид

$$\sum_{n, \lambda_i} \int [dx] [d^2k_{\perp}] |\psi_n^h(x_i, \mathbf{k}_{\perp i}, \lambda_i)|^2 = 1,$$

где $[d^2k_{\perp}]$ означает интегрирование по поперечным импульсам:

$$[d^2k_{\perp}] = 16\pi^3 \delta^2\left(\sum_{i=1}^n \mathbf{k}_{\perp i}\right) \prod_{i=1}^n \frac{d^2\mathbf{k}_{\perp i}}{16\pi^3},$$

а $[dx]$ — интегрирование по долям импульса светового конуса, т.е.

$$[dx] = \delta\left(1 - \sum_{i=1}^n x_i\right) \prod_{i=1}^n dx_i.$$

Рассмотрим жесткий эксклюзивный процесс в рамках подхода Бродского–Лепаж [11]. В этом подходе жесткий эксклюзивный процесс связан с компонентами волновой функции, в которых валентные кварки находятся на малых расстояниях друг от друга. При этом состоянии, учитывающие только валентные кварки, полностью определяют адронную структуру и функцию распределения для таких процессов:

$$\Phi_\lambda^h(x_i, \lambda_i, Q) \propto \int_{k_{\perp i}^2 < Q^2} [d^2k_{\perp}] \psi_\lambda^h(x_i, \mathbf{k}_{\perp i}, \lambda_i). \quad (11)$$

Здесь $\psi_\lambda^h(x_i, \mathbf{k}_{\perp i}, \lambda_i)$ — амплитуда состояния валентных кварков, индекс λ означает спиральность адрона, а λ_i — спиральности валентных кварков.

Другим важным объектом является амплитуда рассеяния, которая связана с динамикой взаимодействия партонных на малых расстояниях и может быть вычислена в рамках теории возмущений.

Согласно теореме факторизации, амплитуда рассеяния на адронном уровне является сверткой функций распределения и амплитуды, описывающей процесс жесткого рассеяния. Так, например, для бинарного процесса $A + B \rightarrow C + D$ имеем

$$\begin{aligned} F_{\lambda_A \lambda_B \lambda_C \lambda_D} &= \sum_{\lambda_i} \int [dx] \Phi_{\lambda_C}^{C*}(x_i, \lambda_i, Q) \Phi_{\lambda_D}^{D*}(x_i, \lambda_i, Q) \times \\ &\times T_H(x_i, \lambda_i, Q^2, \theta_{\text{с.м.}}) \Phi_{\lambda_A}^A(x_i, \lambda_i, Q) \Phi_{\lambda_B}^B(x_i, \lambda_i, Q), \end{aligned} \quad (12)$$

где $[dx]$ означает интегрирование по долям импульса партонов, находящихся в начальных и конечных адронах $h = A, B, C, D$.

Так как интегрирование по $[d^2k_{\perp}]$ в уравнении (11) проецирует волновую функцию адрона на состояния с нулевым орбитальным моментом ($L_z = 0$), то спиральность адрона равняется сумме спиральностей валентных кварков:

$$\lambda = \sum_{i=1}^{n_h} \lambda_i, \quad (13)$$

где n_h — число валентных кварков в адроне h . Как уже отмечалось, в жестких эксклюзивных процессах адронные состояния, содержащие, кроме валентных кварков, дополнительные партоны, подавлены.

Амплитуда жесткого рассеяния T_H сохраняет спиральность кварков. Отсюда вытекает правило сохранения спиральности:

$$\lambda_A + \lambda_B = \lambda_C + \lambda_D. \quad (14)$$

Это правило влечет за собой важные экспериментальные следствия, которые будут рассмотрены ниже.

Теорема факторизации и асимптотическая свобода позволяют получить также известное правило кваркового счета [12]:

$$\frac{d\sigma}{dt}(A + B \rightarrow C + D) \propto \frac{F(\theta)}{s^{N-2}}, \quad (15)$$

где $N = n_A + n_B + n_C + n_D$. В целом, это правило находится в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными.

Однако, несмотря на кажущуюся простоту, при описании жесткого адронного рассеяния имеются определенные сложности. Например, несвязные диаграммы, рассмотренные Ландсхофом [13], нарушают правило кваркового счета для дифференциальных сечений. Вклад этих диаграмм был подробно изучен в [14].

Следует отметить, что в подходе Бродского–Лепаж адрон и область взаимодействия представляются точечными, в то время как в случае механизма независимого рассеяния кварков они рассматриваются как объекты, сжатые в продольном направлении, т.е. как диски. Так как несвязные диаграммы соответствуют процессам с большими поперечными импульсами, то излучение глюонов цветными кварками играет здесь существенную роль и приводит к неупругим конечным состояниям.

Таким образом, эти диаграммы дают вклад в неупругие процессы, а вклад их в эксклюзивные реакции (и, в частности, в упругое рассеяние) подавлен, так как подавлены все процессы, в которых цветные кварки удалены друг от друга и их цветовые заряды взаимно не скомпенсированы. Это означает, что в упругое рассеяние могут дать вклад только такие состояния, где кварки находятся вблизи друг от друга, когда их цветовые заряды взаимно компенсируются и поэтому нет излучения глюонов. В результате вычисление вклада несвязных диаграмм с учетом подавления приводит к тому, что степенной показатель убывания сечения pp -рассеяния в области больших углов рассеяния оказывается равным 9,59 вместо значения 10, предсказываемого правилами кваркового счета.

Важно отметить, что несвязные диаграммы сохраняют спиральность кварков и весь механизм независи-

мого кваркового рассеяния (с учетом отмеченного выше подавления) в целом сохраняет спиральность на адронном уровне в s -канале при достаточно высоких энергиях, когда такой механизм происходит на малых расстояниях.

Конечно, существует очень большое количество диаграмм, и амплитуды жесткого рассеяния в рамках пертурбативной КХД точно не вычислены. В настоящее время используются модельные подходы для количественной оценки амплитуд в пертурбативной КХД и параметров спиновой корреляции, таких, например, как A_{nn} . В связи с этим следует упомянуть предложения [15, 16] об учете диаграмм, описывающих кварковый обмен вместе с диаграммами Ландсхофа для описания экспериментального поведения параметра спиновой корреляции A_{nn} , который чувствителен к конкретному виду спиральных амплитуд. Подчеркнем, однако, еще раз, что свойство сохранения спиральности в КХД имеет место для всех порядков разложения по теории возмущений и для всех диаграмм независимо от степени их сложности.

Обратимся теперь к рассмотрению экспериментальных данных, чтобы понять, как выполняются отмеченное выше свойство сохранения спиральности и предсказание степенного поведения сечений в области больших углов рассеяния. Следует иметь в виду, что поведение сечений в соответствии со степенным законом рассматривается, как правило, в качестве подтверждения применимости пертурбативной КХД в данной кинематической области.

Сравнение с экспериментальными данными показывает, что степенное поведение дифференциальных сечений наблюдается при относительно низких энергиях и переданных импульсах. Например, для упругого pp -рассеяния степенное поведение сечений находится в согласии с экспериментальными данными, начиная с $\sqrt{s} = 5$ ГэВ и $\theta_{c.m.} \approx 40^\circ$, т.е. для $p_{\perp}^2 = 2-3$ (ГэВ/с) 2 . Это важно помнить при обсуждении предсказаний пертурбативной КХД для величин, связанных со спиновыми степенями свободы.

Правило сохранения спиральности (14) дает простые предсказания для спиновых наблюдаемых в упругом pp -рассеянии:

$$A = A_{sl} = 0, \quad A_{nn} = -A_{ss}. \quad (16)$$

Измерения анализирующей способности и спиновых корреляционных параметров при больших p_{\perp}^2 были проведены в диапазоне 10–30 ГэВ. Как показали измерения, соотношения (16) не удовлетворяются [3]. Односпиновая асимметрия A при $p_L = 28$ ГэВ/с и больших значениях p_{\perp}^2 проявляет очевидную тенденцию к росту с p_{\perp}^2 и достигает 24 % при $p_{\perp}^2 = 6,5$ (ГэВ/с) 2 (см. рис. 2). Параметр A_{nn} достигает 60 % при $\theta_{c.m.} = 90^\circ$ и $p_L = 12$ ГэВ/с. Это значение соответствует отношению сечений для взаимодействий протонов с параллельными и антипараллельными спинами (см. рис. 1)

$$\frac{d\sigma/dt|_{\uparrow\uparrow}}{d\sigma/dt|_{\uparrow\downarrow}} = 4. \quad (17)$$

Такое значение отношения (17) невозможно получить в моделях, основанных на учете диаграмм пертурбативной КХД. Если отмеченные расхождения предсказаний пертурбативной КХД с экспериментальными данными сохранятся и при более высоких энергиях, то это послу-

Таблица I

Модель	Динамические предположения	Результаты
Дикварки	Присутствие дикварков, как составляющих в волновой функции нуклона	Ненулевая амплитуда с изменением спиральности F_5 , описание анализирующей способности
Пинчевые сингулярности	Доминирующий вклад в рассеяние от лидирующих ($x \rightarrow 1$) кварков	Описание параметров $A_{nn}(90^\circ)$ и $A_{ll}(90^\circ)$
Предасимптотические эффекты	Мягкие перерасеяния в начальном и конечном состояниях, квазипотенциальное уравнение для амплитуды	Нарушение γ_5 -инвариантности при конечных энергиях, описание параметра A_{nn} , убывание поляризации с энергией, как $1/s$
Геометрическая картина	Эйконоальное представление для центрального, спин-орбитального и спин-спинового взаимодействий	Рост A_{nn} за счет того, что спин-спиновое взаимодействие более периферично, чем спин-орбитальное

жит серьезным указанием на непертурбативную природу динамики, ответственной за спиновые эффекты.

3. Непертурбативные подходы к описанию спиновых эффектов в упругом рассеянии

Рассмотрим некоторые непертурбативные подходы к объяснению спиновых эффектов в упругом рассеянии. Помимо асимптотической свободы, КХД должна воспроизводить два непертурбативных явления, а именно, конфаинмент и нарушение киральной симметрии. Масштабы, относящиеся к этим явлениям, характеризуются параметрами Λ_{QCD} и Λ_χ соответственно [17]: $\Lambda_{\text{QCD}} = 100\text{--}300$ МэВ, $\Lambda_\chi \approx 4\pi f_\pi \approx 1$ ГэВ, где f_π — константа связи распада пиона. Киральная $SU(3)_L \times SU(3)_R$ -симметрия спонтанно нарушена на расстояниях между этими масштабами. Механизм нарушения киральной симметрии приводит к генерации масс кварков, в результате чего они приобретают внутреннюю структуру [17]. Оба непертурбативных явления используются для объяснения наблюдаемых спиновых эффектов. Вначале мы рассмотрим подходы к анализу спиновых эффектов, основанные на учете конфаинмента.

3.1. Конфаинмент кварков и спиновые эффекты

3.1.1. Вклад резонансных амплитуд

Для описания поведения наблюдаемой зависимости параметра A_{nn} в [18] было сделано предположение, что амплитуда pp -рассеяния при 12 ГэВ/с получает вклад от резонансной структуры (R) в s -канале, связанной с возбуждением "скрытого аромата" $|qqqqqqQ\bar{Q}\rangle$ в синглетных по цвету каналах на порогах рождения стран-

ных и очарованных кварков. Модельная амплитуда состоит из пертурбативной КХД-части (фоновый член) и резонансной амплитуды:

$$F_i = F_i^q + F_i^R. \quad (18)$$

Резонансные амплитуды учитывают вклад больших расстояний, т.е. эффект конфаинмента. Формула (18) является попыткой выхода за рамки пертурбативной КХД.

В качестве фоновых были выбраны амплитуды, соответствующие кварковому обмену, так как в эксклюзивных двухчастичных процессах эти амплитуды доминируют над амплитудами, описывающими аннигиляцию кварков, и амплитудами, связанными с обменом глюонами. Амплитуды кваркового обмена дают значение $A_{nn} = 1/3$, которое практически не зависит от энергии и угла рассеяния. Поэтому одни эти амплитуды не могут описать экспериментальные данные [3].

Резонансные вклады F_i^R имеют брейт-вигнеровскую форму, и для значений $J = L = S = 1$ две ненулевые спиральные амплитуды представляются в виде

$$F_{3,4}^R = \pm 12\pi \frac{\sqrt{s}}{p_{\text{c.m.}}} d_{\pm 1,1}^1(\theta_{\text{c.m.}}) \frac{1/2\Gamma^{pp}(s)}{M^* - E_{\text{c.m.}} - i/2\Gamma}. \quad (19)$$

В соответствии с основным предположением о структуре резонанса со значением барионного числа $B = 2$ естественно ожидать, что состояния с массами M , равными 2,55 и 5,08 ГэВ, соответствующими пороговым значениям для открытой странности ($pp \rightarrow \Lambda K^+ p$) и открытого чарма ($pp \rightarrow \Lambda_c D^0 p$), дают вклад в (19).

Такая схема в состоянии воспроизвести поведение параметра спиновой корреляции (рис. 4), однако отсутствие амплитуды с однократным изменением спиральности ($F_5 = 0$) приводит к нулевому значению для односпиновой асимметрии A .

Не останавливаясь на этом подробно, отметим только, что существует ряд других схем выхода за рамки пертурбативной КХД для объяснения спиновых явлений: например, учет дикварков [19], вкладов от пинчевых сингулярностей [20], предасимптотических эффектов [21], геометрии взаимодействия [22]. Основные предположения и результаты этих моделей приведены в табл. I.

3.1.2. Модель массивных кварков

Модель массивных кварков основана на так называемой квантовой геометродинамике [23]. Квантовая геометродинамика учитывает конфаинмент кварков непосред-

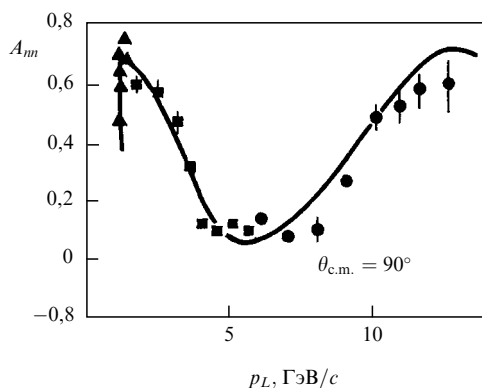


Рис. 4. Описание параметра A_{nn} в модели скрытого аромата [18]

ственно: кварковый пропагатор не имеет сингулярностей. Кварки-спектраторы сохраняют свои спины. Элементарная кварк-кварковая амплитуда

$$qq \rightarrow qq$$

определяется суммой бесконечного числа мезонных обменов, которые представляют собой не только векторные поперечные состояния (аналогично глюонам), но и продольные векторные и псевдоскалярные конфигурации кварков и антикварков. В результате амплитуда qq -рассеяния

$$F_{\{\lambda_i\}} = F_{\{\lambda_i\}}^{V_T} + F_{\{\lambda_i\}}^{V_L} + F_{\{\lambda_i\}}^P \quad (20)$$

имеет богатую спиновую структуру в области больших углов.

В этом подходе все спиральные амплитуды на адронном уровне не равны нулю, например, для pp -рассеяния $F_i \neq 0$. Однако амплитуды BB -рассеяния являются действительными функциями, и поэтому анализирующая способность равна нулю из-за отсутствия разности фаз спиральных амплитуд. Поэтому в [24] было предложено учитывать также вклад мнимой дифракционной амплитуды без изменения спиральности в области рассеяния на большие углы, в результате чего возможен заметный интерференционный эффект. При этом оказалось, что анализирующая способность A растет при 28 ГэВ/с до значения 33 %, которое можно сравнить с экспериментальным значением 24 % (см. рис. 5). При значительно больших значениях p_{\perp}^2 анализирующая способность A быстро убывает. Параметр спиновой корреляции A_{nn} при 28 и 50 ГэВ/с растет с ростом угла рассеяния и при 90° приближается к единице.

3.2. Спонтанное нарушение киральной симметрии и адронное рассеяние

Для объяснения поведения спиновых наблюдаемых кажется естественным привлечение идей, связанных со спонтанным нарушением киральной симметрии. Благодаря нарушению киральной симметрии адронная структура отличается от партонной модели уже на расстояниях в несколько десятых долей ферми. В частности, нарушение киральной симметрии приводит к генерации масс кварков, сравнимых с масштабом масс адронов. Поэтому на больших расстояниях адрон представляется как слабосвязанная система составляющих кварков. Такие представления об адронной структуре привели к пониманию некоторых закономерностей, наблюдаемых в адронных взаимодействиях на больших расстояниях. В частности, при этом получаются вполне разумные значения для статических характеристик адронов, таких, например, как их магнитные моменты [25].

Следует подчеркнуть, что существенные спиновые эффекты, наблюдавшиеся в жестких процессах на протяжении продолжительного времени, указывают на непертурбативную природу динамики взаимодействия адронов уже на небольших расстояниях. Это также нашло подтверждение при изучении структуры адронов в глубоко неупругом рассеянии. Как оказалось, киральные модели дают прозрачное объяснение [26] результатам измерений спиновой структурной функции $g_1(x)$ в глубоко неупругом рассеянии поляризованных мюонов на поляризованной протонной мишени.

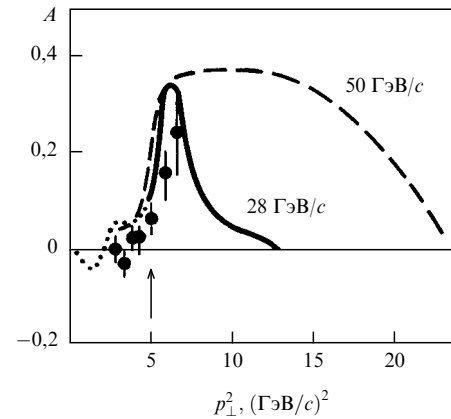


Рис. 5. Зависимость анализирующей способности от p_{\perp}^2 в модели массивных кварков [24]

Успех моделей, учитывающих нарушение киральной симметрии, естественно приводит к попыткам расширить область их применения, в частности, применить эти идеи и подходы к описанию адронных взаимодействий на небольших расстояниях. Некоторые идеи киральных моделей были использованы [27] в контексте единого подхода к описанию адронного рассеяния как на больших, так и на малых расстояниях [28].

3.2.1. Непертурбативная структура адрона

Большая часть адронных взаимодействий происходит на расстояниях, где киральная симметрия спонтанно нарушена. Поскольку эти расстояния меньше, чем радиус конфайнмента, то описание на языке составляющих кварков является адекватным для рассматриваемой проблемы.

Ряд моделей, основанных на использовании эффективных лагранжианов (см., например, [29]), рассматривают структуру адрона с учетом спонтанного нарушения киральной симметрии. Поскольку предполагается, что эффективные лагранжианы описывают непертурбативные свойства КХД, например, в пределе $N_c \rightarrow \infty$, то такие модели, как полагают, реализуют непертурбативные свойства КХД. Обзор киральных моделей представлен в [30]. Мы будем использовать в качестве отправного пункта при обсуждении структуры адрона и динамики адронного взаимодействия идеи двух моделей, являющихся модификациями σ -модели [31] и модели Намбу–Йона–Лазинио [32].

Прежде всего заметим, что большинство киральных моделей представляют барион, состоящим из внутреннего ядра, несущего барионный заряд, и внешнего облака, окружающего это ядро. О наличии такого ядра говорят экспериментальные данные, полученные как при низких [33], так и при высоких [34, 35] энергиях. В частности, распределение по p_{\perp} мюонных пар при больших значениях масс может быть объяснено в предположении, что центральная часть протона состоит из валентных кварков и ее радиус составляет $0,20 \pm 0,03$ ферми. Кроме того, феноменологический анализ данных по упругому рассеянию также предполагает присутствие центральной области внутри протона [35].

В модифицированной σ -модели безмассовые кварки взаимодействуют с бозонным полем, а NJL-модель основана на нелинейном четырехфермионном взаимодействии. Первая рассматривает $SU(3)_L \times SU(3)_R$ -симметричную схему с локальной калибровочной инва-

риантностью. Облако взаимодействующих кварков появляется во внешней области солитона, который возникает в нелинейной σ -модели. Кварковое взаимодействие осуществляется посредством скалярного поля:

$$-g\zeta(x)(\bar{\psi}_L(x)\psi_R(x) + \bar{\psi}_R(x)\psi_L(x)). \quad (21)$$

Скалярное поле $\zeta(x)$ является ненулевой функцией во внешней относительно солитона области.

Благодаря взаимодействию безмассовые кварки могут образовывать состояния с нулевыми импульсом и спином, и кварковая система может перейти в новое основное состояние, содержащее кварковый конденсат. Впервые этот механизм был предложен в [32], где использовалась аналогия с теорией сверхпроводимости. Новое основное состояние представляет собой суперпозицию состояний кварковых пар. Понятие кваркового конденсата и картина адрона, содержащего кварковый конденсат, были введены на основе NJL-модели. Первоначальная версия этой модели рассматривала нуклонные поля как фундаментальные. С появлением КХД она была переформулирована для кварковых полей.

Исходным пунктом является четырехфермионный нелинейный лагранжиан

$$L = \bar{\psi}i\gamma^\mu\partial_\mu\psi + \frac{1}{2}g^2[(\bar{\psi}\tau\psi)^2 - (\bar{\psi}\gamma_5\tau\psi)^2], \quad (22)$$

где g — константа связи размерности длины, а τ — изоспиновые матрицы. Этот лагранжиан инвариантен при киральных преобразованиях

$$\psi(x) \rightarrow \exp\{i\gamma_5\tau\alpha\}\psi(x),$$

$$\bar{\psi}(x) \rightarrow \bar{\psi}(x)\exp\{i\gamma_5\tau\alpha\}.$$

Выражение (22) можно рассматривать как минимальный эффективный лагранжиан, который отражает основные свойства непертурбативной КХД. Показано, что киральная симметрия нарушается динамическим образом, а кварк приобретает массу, когда константа связи g превышает некоторое критическое значение. Таким образом, взаимодействие безмассовых фермионов порождает динамическую массу кварка. В таком подходе массивный кварк проявляется как возбуждение кваркового конденсата и его можно было бы рассматривать как квазичастицу (смесь правых и левых кварков).

Естественно принять, что в результате нарушения киральной симметрии кварк, помимо массы

$$m_q \propto -\frac{1}{A_\chi^2}\langle\bar{\psi}\psi\rangle, \quad (23)$$

приобретает некоторую внутреннюю структуру и конечный размер. Радиус кварка r_q также должен быть связан с параметром порядка $\langle\bar{\psi}\psi\rangle$ и, следовательно, с массой:

$$r_q \propto \frac{1}{m_q}. \quad (24)$$

Первоначально эта связь была введена феноменологически при анализе экспериментальных данных по упругому рассеянию [36]. Было показано, что соотношение (24) позволяет получить правильные значения отношений полных сечений для различных адронных реакций. Позднее в рамках NJL-модели для радиуса кварков было получено аналогичное соотношение [37].

Основываясь на приведенных результатах, естественно представить адрон, состоящим из внутренней области, где располагаются валентные кварки, и внешней области, заполненной конденсатом. Валентные кварки при этом представляют собой протяженные объекты. Они описываются своими размерами и распределением кварковой материи.

3.2.2. Модель упругого рассеяния адронов

В этом случае при столкновении адронов на первой стадии происходит перекрытие адронных структур и взаимодействие конденсатов. Возбуждение конденсата в области перекрытия приводит к возникновению квазичастиц, т.е. появляются массивные кварки. Для оценки числа таких кварков можно предположить, что часть энергии, которую несут внешние облака, высвобождаясь в области перекрытия, идет на образование массивных кварков. Тогда число кварков, возникших при столкновении адронов, можно оценить величиной

$$\tilde{N}(s, b) \propto \frac{(1-k)\sqrt{s}}{m_q} D_c^A \otimes D_c^B, \quad (25)$$

где m_q — масса кварка, k — часть энергии, приходящейся на долю валентных кварков.

Функция D_c^H описывает распределение конденсата внутри адрона H , и b является прицельным параметром сталкивающихся адронов A и B . Таким образом, возникает $\tilde{N}(s, b)$ виртуальных кварков в дополнение к N валентным кваркам ($N = n_A + n_B$). В упругом рассеянии возникшие кварки трансформируются в конденсаты рассеянных адронов на конечной стадии взаимодействия.

Основным предположением модели является допущение о квазинезависимом характере рассеяния валентных кварков некоторым внешним полем, порожденным виртуальными кварками и самосогласованным полем самих валентных кварков. В соответствии с квазинезависимостью валентных кварков исходную динамическую величину данного подхода можно представить в виде произведения [38] в представлении прицельного параметра:

$$U(s, b) = \prod_{q=1}^N f_q(s, b). \quad (26)$$

Факторы $f_q(s, b)$ соответствуют амплитудам рассеяния отдельных валентных кварков в эффективном поле, генерируемом виртуальными и валентными кварками.

Функция $U(s, b)$ представляет собой обобщенную матрицу реакции. Амплитуда рассеяния F связана с функцией U уравнением [39]

$$F = U + i \int d\Omega UF. \quad (27)$$

Такая связь позволяет удовлетворить условию унитарности, если выполняется неравенство

$$\text{Im } U(s, b) \geq 0. \quad (28)$$

Следствия унитаризации амплитуды рассеяния посредством обобщенной матрицы реакций обсуждаются в [28].

Имея в виду представления о кварковом рассеянии в эффективном поле, запишем $f_q(s, b)$ в виде

$$f_q(s, b) = (\tilde{N}(s, b) + N - 1)V_q(b), \quad (29)$$

где функция $V_q(b)$ может быть представлена как свертка:

$$V_q(\mathbf{r}) = \int D_q(\mathbf{r}_1) v_{qq}(\mathbf{r} + \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) D_q(\mathbf{r}_2) d^3\mathbf{r}_1 d^3\mathbf{r}_2, \quad (30)$$

$$V_q(b) = \int_{-\infty}^{\infty} V_q(\sqrt{\mathbf{b}^2 + z^2}) dz. \quad (31)$$

В соотношении (30) функция v_{qq} описывает кварк-кварковое взаимодействие, $D_q(\mathbf{r})$ — функция распределения кварка, \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 — координаты центров кварков. При этом подразумевается, что продольные степени свободы кварков проинтегрированы.

Как уже говорилось, массивные кварки являются квазичастицами, т.е. смесью правых и левых кварков, взаимодействие которых в модели NJL является контактным. Поэтому совершенно естественно связать радиус взаимодействия кварка с его размером и считать, что амплитуда взаимодействия пропорциональна свертке плотностей кваркового вещества:

$$v_{qq} \propto d_q \otimes d_q, \quad (32)$$

где d_q — функция распределения кваркового вещества внутри массивного кварка.

Используя для распределения (кварковый формфактор) простую экспоненциальную форму $d_q \propto \exp(-r/r_q)$, получаем

$$v_{qq} \propto \exp(-r/r_q). \quad (33)$$

Тогда из (30) и (33) для функции $V_q(b)$ следует

$$V_q(b) \propto \exp(-m_q b). \quad (34)$$

Явное выражение для $V_q(b)$ было получено при некоторых упрощающих предположениях. Форма функции $V_q(b)$ может быть и более сложной благодаря более сложной зависимости v_{qq} и из-за того, что функция распределения $D_q(r)$ может убывать не столь быстро. Учет всех этих факторов важен для количественного описания экспериментальных данных, однако для проведения качественного рассмотрения достаточно иметь вышеприведенные выражения.

Следует отметить, что из-за периферичности распределения конденсата внутри адрона зависимость свертки $D_c \otimes D_c$ от прицельного параметра является более слабой по сравнению с функцией $V_q(b)$. Учитывая это, можно пренебречь зависимостью свертки от прицельного параметра.

Обратимся теперь к рассмотрению спиновой структуры адрона и спиновой зависимости адронных взаимодействий. В обсуждаемом подходе валентный кварк представляет собой протяженный объект, обладающий внутренней структурой. Поэтому естественно связать спин кварка с орбитальным движением кваркового вещества. Именно таким образом спин трактуется в подходе эффективных лагранжианов [26, 29].

Изменение спиральности кварка может происходить при взаимодействии валентного кварка с виртуальным. Виртуальные кварки имеют различные значения спиральности, поэтому процесс обмена валентного кварка с соответствующим виртуальным, имеющим противоположную спиральность, но тот же самый аромат, обес-

печит необходимое изменение спиральности кварка:

$$q_+ \rightarrow q_-.$$

Исходя из модели NJL, мы предполагаем, что qq -взаимодействие является взаимодействием контактного типа.

Введем две функции, которые описывают рассеяние кварка в эффективном поле с переворотом и без переворота спиральности. Выбор формы этих функций основан на описанной выше картине взаимодействия:

$$\begin{aligned} f_q(s, b) &= g_q(s) \exp[-m_q b + i\phi_q(s)], \\ f_{qf}(s, b) &= g_{qf}(s) \exp[-\alpha m_q b + i\phi_{qf}(s)]. \end{aligned} \quad (35)$$

Процесс кваркового обмена имеет более центральный характер по сравнению с рассеянием кварка. Действительно, валентный кварк "выбивает" соответствующий кварк противоположной спиральности, но идентичного аромата. Такое взаимодействие должно быть более центральным и происходить с меньшей вероятностью за счет эффективного уменьшения числа участвующих кварков по сравнению с упругим рассеянием. Это приводит к следующему отношению интенсивностей рассеяния кварка с переворотом и без переворота спиральности в эффективном поле:

$$\frac{g_q(s)}{g_{qf}(s)} \propto N_q(s). \quad (36)$$

Формула (36) определяет подавление рассеяния кварка с переворотом спиральности по сравнению со случаем без переворота.

Естественно, что амплитуды (35) имеют разные фазы. В оптической картине фаза может быть связана с числом рассеивающих частиц. Поэтому мы предполагаем, что разность фаз спиральных амплитуд имеет следующую зависимость:

$$\Delta(s) = \phi_q(s) - \phi_{qf}(s) \propto N_q(s). \quad (37)$$

Таким образом, при анализе экспериментальных данных для $\Delta(s)$ мы используем линейную функцию \sqrt{s} с двумя свободными параметрами.

Заметим, что существуют иерархические соотношения между отношениями функций с одним и двумя переворотами спиральности и без переворота:

$$\frac{U_5(s, b)}{U_1(s, b)} \propto \frac{m_q}{\sqrt{s}}, \quad \frac{U_2(s, b)}{U_1(s, b)} \propto \frac{m_q^2}{s}. \quad (38)$$

Эти соотношения на первый взгляд имеют сходство с пертурбативной КХД. Однако имеются три отличительных момента, о которых следует здесь упомянуть.

Во-первых, рассматривается непертурбативный подход и поэтому в (38) отсутствует фактор α_s , а масса m_q представляет собой массу составляющего кварка, т.е. имеет порядок адронной массы. Последнее является следствием нарушения киральной симметрии. Во-вторых, соотношения (38) имеют место для функций в представлении прицельного параметра. И наконец, эти соотношения справедливы не для амплитуд, а для U -матрицы, т.е. для величины, которая представляет собой объект для последующей процедуры унитаризации.

Как мы увидим из дальнейшего, эти особенности приводят к существенному различию в поведении наблюдаемых величин, зависящих от спина.

3.2.3. Спиральные амплитуды адронного рассеяния

Метод аналитического вычисления спиральных амплитуд основан на анализе сингулярностей в комплексной плоскости прицельного параметра [40, 41].

Для аналитического вычисления пяти спиральных амплитуд pp -рассеяния $F_i(s, t)$, $i = 1, 2, \dots, 5$, соответствующие амплитуды в представлении прицельного параметра $f_i(s, \beta)$, $\beta = b^2$, продолжают в комплексную β -плоскость и интеграл по прицельному параметру преобразуется в интеграл по контуру C вокруг положительной полуоси. Тогда для спиральных амплитуд мы имеем следующие представления:

$$\begin{aligned} F_1(s, t) &= -\frac{is}{2\pi^3} \int_C d\beta f_1(s, \beta) K_0(\sqrt{t\beta}), \quad t < 0, \quad i = 1, 2, 3, \\ F_4(s, t) &= \frac{is}{2\pi^3} \int_C d\beta f_4(s, \beta) K_2(\sqrt{t\beta}), \\ F_5(s, t) &= -\frac{is}{4\pi^3} \sqrt{-t} \int_C d\beta \sqrt{\beta} f_5(s, \beta) [K_0(\sqrt{t\beta}) - K_2(\sqrt{t\beta})], \end{aligned} \quad (39)$$

где $K_j(x)$ — модифицированные функции Бесселя.

Амплитуды $f_i(s, \beta)$ имеют полюсы в комплексной β -плоскости, положение которых определяется нулями знаменателя в соответствующем унитаризованном представлении с помощью U -матрицы [39]:

$$\beta_n(s) = \frac{1}{M^2} \ln \left[\tilde{g} \left(\frac{s}{m_q^2} \right)^{N/2} \right] + i\pi n, \quad n = \pm 1, \pm 3, \dots, \quad (40)$$

где $M = m_q N$ и \tilde{g} — константа. Спиральные амплитуды $f_i(s, \beta)$, кроме полюсов, имеют точку ветвления при $\beta = 0$.

Таким образом, спиральные амплитуды могут быть представлены в виде суммы полюсных вкладов и вклада от разреза:

$$F_i(s, t) = F_{i,p}(s, t) + F_{i,c}(s, t). \quad (41)$$

Следует отметить, что эти вклады динамически разделяются, так как $g_q(s) \rightarrow \infty$ при $s \rightarrow \infty$. Такое поведение функции $g_q(s)$ соответствует асимптотически растущим полным сечениям.

Вклады полюсов в комплексной плоскости прицельного параметра определяют поведение амплитуды в области $|t|/s \ll 1$ ($t \neq 0$). При этом спиральные амплитуды могут быть представлены в виде ряда по параметру $\tau(\sqrt{-t})$:

$$F_i(s, t) = s \sum_{k=1}^{\infty} \tau^k(\sqrt{-t}) \Phi_k^{(i)}[R(s), \sqrt{-t}], \quad (42)$$

где $\Phi_k^{(i)}[R(s), \sqrt{-t}]$ — осциллирующие функции переменной $\sqrt{-t}$, а параметр τ экспоненциально убывает с ростом $\sqrt{-t}$:

$$\tau(\sqrt{-t}) = \exp\left(-\frac{\pi}{M} \sqrt{-t}\right). \quad (43)$$

В области промежуточных значений t достаточно учитывать лишь несколько или даже один член ряда для

спиральной амплитуды. Дифференциальное сечение в этой области имеет орировское поведение:

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto \exp\left(-\frac{2\pi}{M} \sqrt{-t}\right). \quad (44)$$

Такое поведение находится в согласии с экспериментальными данными, что позволяет оценить значение массы кварка: $m_q \approx 200$ МэВ. В этой области анализирующая способность имеет осциллирующую зависимость от переданного импульса.

Период осцилляций определяется радиусом эффективного взаимодействия, который растет логарифмически при $s \rightarrow \infty$:

$$R(s) = \frac{N}{2M} \ln s. \quad (45)$$

Таким образом, при рассеянии в области $|t| \ll s$ осцилляции односпиновой асимметрии определяются вкладами полюсов в комплексной плоскости прицельного параметра и являются следствием условия унитарности в прямом канале реакции.

Поведение спиральных амплитуд $F_i(s, t)$ в области рассеяния на большие углы ($s \rightarrow \infty$, $|t|/s$ фиксировано) определяется вкладом разреза $\beta \in [0, -\infty)$:

$$\begin{aligned} F_1(s, t) &= \frac{s}{\pi^3} \int_{-\infty}^0 d\beta \operatorname{disc} f_1(s, \beta) K_0(\sqrt{t\beta}), \quad i = 1, 2, 3, \\ F_4(s, t) &= -\frac{s}{\pi^3} \int_{-\infty}^0 d\beta \operatorname{disc} f_4(s, \beta) K_2(\sqrt{t\beta}), \\ F_5(s, t) &= -\frac{s}{\pi^3} \int_{-\infty}^0 d\beta \operatorname{disc} f_5(s, \beta) K_1(\sqrt{t\beta}). \end{aligned} \quad (46)$$

Вычисление интегралов (46) и учет тождественности частиц приводят к следующим выражениям для спиральных амплитуд pp -рассеяния на большие углы:

$$\begin{aligned} F_1(s, \theta) &= \omega(s) M (|t|^{-3/2} + |u|^{-3/2}), \\ F_2(s, \theta) &= -\omega(s) \tilde{M}_f \left[\frac{g_q f(s)}{g_q(s)} \right]^2 \exp[-2i\Delta(s)] (|t|^{-3/2} + |u|^{-3/2}), \\ F_3(s, \theta) &= \omega(s) \left\{ M |t|^{-3/2} - 3\tilde{M}_f \left[\frac{g_q f(s)}{g_q(s)} \right]^2 \exp[-2i\Delta(s)] |u|^{-3/2} \right\}, \\ F_4(s, \theta) &= -F_3(s, \pi - \theta), \\ F_5(s, \theta) &= \omega(s) \frac{g_q f(s)}{g_q(s)} \exp[-i\Delta(s)] (|t|^{-3/2} + |u|^{-3/2}), \end{aligned} \quad (47)$$

где

$$\omega(s) = \frac{s}{\pi^2 g_q^N(s)} \exp[-iN\phi_q(s)], \quad \tilde{M}_f = M + 2m_q(1 - \alpha).$$

При больших передачах импульса ($s \rightarrow \infty$, $|t|/s$ фиксировано) вклад точки ветвления ($\beta = 0$) является доминирующим. Угловое распределение в этой области имеет следующую степенную зависимость:

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto \left(\frac{1}{s}\right)^{N+3} f(\theta). \quad (48)$$

На степенную зависимость накладываются осцилляции, которые здесь не приведены в явном виде. Поведение (48) находится в согласии с экспериментальными данными, хотя значения показателя степени несколько отличаются от тех, которые были получены с использованием правил кваркового счета и впоследствии в рамках пертурбативной КХД. Это отклонение связано с присутствием в модели масштаба масс порядка адронной массы.

Как отмечалось выше, возникновение такой массы происходит благодаря спонтанному нарушению киральной симметрии. В этом смысле описанная модель близка механизму Ландсхофа [13], который также приводит к отклонению от правил кваркового счета, вызванного присутствием массового масштаба. Общие черты могут быть прослежены и дальше, если заметить, что в обеих схемах кварковое рассеяние является независимым.

3.3. Анализирующая способность и параметры спиновой корреляции

Явные выражения для спиральных амплитуд позволяют сделать определенные выводы относительно поведения спиновых наблюдаемых в области больших углов рассеяния. Так была предсказана ненулевая односпиновая асимметрия [42]. Для pp -рассеяния в области больших углов анализирующая способность имеет следующее поведение:

$$A(s, \theta) = -\frac{4 \sin \Delta(s)}{(1-k)N} f(\theta) \left[1 + O\left(\frac{m_q^2}{s}\right) \right], \quad (49)$$

где

$$f(\theta) = \frac{\sin 2\theta [\cos^3(\theta/2) + \sin^3(\theta/2)]}{3 \cos 2\theta + 5 + \sin^3 \theta + (1-k)^{-2} N^2 \sin^2 \theta}.$$

Обычно для параметра k используется значение $k = 1/2$, т.е. предполагается, что половину энергии адрона несут валентные кварки. На рис. 6 приведено сравнение с экспериментальными данными соответствующего выражения для анализирующей способности A .

В случае πN -рассеяния анализирующая способность имеет вид

$$A(s, \theta) = -\frac{2 \sin \Delta(s)}{(1-k)N} \frac{\sin(\theta/2)}{1 + (1-k)^{-2} N^2 \sin^2(\theta/2)} \times \left[1 + O\left(\frac{m_q^2}{s}\right) \right]. \quad (50)$$

В области больших углов $A(s, \theta)$ может достигать значений порядка 60 %.

Было предсказано также, что анализирующая способность представляет собой осциллирующую функцию s , так как энергетическая зависимость этой величины определяется разностью фаз $\Delta(s)$. Как следует из оптической картины рассеяния валентных кварков в эффективном поле, разность фаз $\Delta(s)$ растет с энергией. Односпиновая асимметрия сохраняет ненулевое значение при асимптотических энергиях и поэтому может наблюдаться при очень высоких энергиях. Экспериментальная проверка этого предсказания играет решающую роль для рассматриваемой модели.

Выражения для параметров спиновой корреляции в упругом pp -рассеянии на угол $\theta_{c.m.} = 90^\circ$ в системе центра

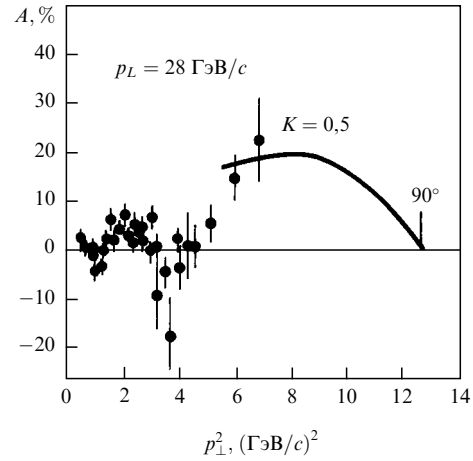


Рис. 6. Анализирующая способность в области больших углов в модели U -матрицы

масс имеют вид

$$\begin{aligned} A_{mm}(s, 90^\circ) &= \frac{1}{3} \left\{ 1 - \frac{8m_q^2}{(1-k)^2 s} \left[1 + \frac{2}{N}(1-\alpha) \right] \cos 2\Delta(s) \right\}, \\ A_{ll}(s, 90^\circ) &= -\frac{1}{3} \left\{ 1 + \frac{8m_q^2}{(1-k)^2 s} \left[1 + \frac{2}{N}(1-\alpha) \right] \cos 2\Delta(s) \right\}, \\ A_{ss}(s, 90^\circ) &= -\frac{1}{3} + O\left(\frac{m_q^4}{s^2}\right). \end{aligned} \quad (51)$$

Явное выражение для дифференциального сечения:

$$\frac{d\sigma}{dt}(s, 90^\circ) = \sigma_0(s) \left\{ 1 - \frac{2m_q^2}{(1-k)^2 s} \left[1 + \frac{2}{N}(1-\alpha) \right] \cos 2\Delta(s) \right\}, \quad (52)$$

где

$$\sigma_0(s) \propto \left(\frac{1}{s}\right)^{N+3}.$$

Как легко видеть, степенной закон для сечений модифицируется наложением осцилляций. Эти осцилляции действительно наблюдались в экспериментах по измерению упругих сечений на большие углы (см., например, [43]). Поведение параметров спиновой корреляции в зависимости от энергии также носит осциллирующий характер. Такое поведение позволяет дать объяснение наблюдаемой энергетической зависимости параметра $A_{mm}(s, 90^\circ)$ в интервале между $p_L = 6$ ГэВ/с и $p_L = 12$ ГэВ/с (рис. 7).

Выражения для спиральных амплитуд (47) позволяют получить значения для параметров спиновой корреляции при любых углах рассеяния. Так, для параметра A_{mm} при $p_L = 18,5$ ГэВ/с и $p_\perp^2 = 4,7$ (ГэВ/с)² следует значение $A_{mm} = -6\%$. Все вышеприведенные результаты находятся в согласии с экспериментальными данными.

Осцилляции по s являются следствием оптического подхода к рассеянию валентного кварка. Появление кваркового конденсата есть результат спонтанного нарушения киральной симметрии. Соответствующая внутренняя структура кварка подразумевает его конечный размер, характеризуемый параметром r_q , и определен-

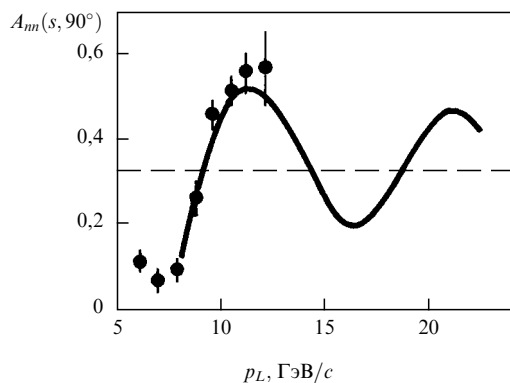


Рис. 7. Сравнение предсказаний кварковой модели для U -матрицы с экспериментальными данными для параметра $A_m(s, 90^\circ)$

ное распределение кварковой материи (кварковый форм-фактор).

Будучи основанной на этих свойствах непертурбативной динамики, описанная модель позволяет воспроизвести основные закономерности в упругом рассеянии при любых значениях переданного импульса, а также наблюдаемые спиновые эффекты. Следует подчеркнуть, что степенной характер поведения дифференциальных сечений при больших углах также вытекает из непертурбативного механизма.

Последнее подразумевает, однако, что одного степенного поведения сечений в области жесткого рассеяния недостаточно, чтобы сделать вывод о справедливости пертурбативной КХД. Существует по крайней мере еще одно условие, которое должно быть удовлетворено для подтверждения справедливости пертурбативной КХД, а именно, односпиновые поперечные асимметрии должны быть исчезающе малы в жесткой области. Экспериментальные данные, имеющиеся на сегодняшний день, не обнаруживают такой тенденции.

При рассмотрении адронной структуры и динамики адронных взаимодействий мы опирались на выводы моделей со спонтанно нарушенной киральной симметрией. Унитарность в прямом канале реакции была явно учтена, и было показано, что адронные взаимодействия на больших и малых расстояниях можно рассматривать в рамках единого подхода.

Следует подчеркнуть, что измерение анализирующей способности и спиновых корреляционных параметров в упругом рассеянии представляет явный и однозначный путь проверки как самой пертурбативной КХД, так и моделей, основанных на непертурбативных подходах к адронной динамике.

4. Инклюзивные процессы и спиновые эффекты

Рассмотрим спиновые эффекты в инклюзивных реакциях и проблемы, которые можно изучать с помощью ускоренных поляризованных протонных пучков. Измерения спиновых наблюдаемых в соударениях поляризованного протонного пучка с неполяризованными антипротонами, например на коллайдере ФНАЛ, должны дать независимую проверку стандартной модели, включая сектор сильных взаимодействий — КХД.

4.1. Следствия пертурбативной квантовой хромодинамики

Рассмотрим реакцию с поляризованным пучком

$$A_{\uparrow} + B \rightarrow C + X, \quad (53)$$

когда адрон A поляризован в поперечном (N) или в продольном (L) по отношению к импульсу направлению. Самой простой измеряемой величиной является односпиновая асимметрия A , определяемая аналогично анализирующей способности для бинарных реакций:

$$A = \frac{E_C d\sigma/d^3p_C|_{\uparrow} - E_C d\sigma/d^3p_C|_{\downarrow}}{E_C d\sigma/d^3p_C|_{\uparrow} + E_C d\sigma/d^3p_C|_{\downarrow}}. \quad (54)$$

Благодаря сохранению четности в сильных взаимодействиях лишь поперечная асимметрия A_N может быть отлична от нуля в реакциях (53). Наблюдение ненулевой продольной асимметрии A_L в адронных процессах свидетельствовало бы о присутствии нарушающего четность члена в сильных взаимодействиях. Однако в электрослабых взаимодействиях, где четность не сохраняется, спиральная (или продольная) асимметрия A_L также может быть отлична от нуля.

Хотя мы рассматриваем процессы, в которых поляризован только один из сталкивающихся адронов, следует отметить, что и в таких реакциях имеется возможность измерения двухспиновых асимметрий. Так, поляризация нестабильных частиц в конечном состоянии может быть измерена при изучении углового распределения продуктов распада (A -гиперона, например).

Таким образом, если начальный адрон A продольно поляризован, переданная асимметрия D_{LL} может быть измерена в результате наблюдения продольной поляризации конечной частицы C :

$$D_{LL} = \frac{E_C d\sigma/d^3p_C|_{\uparrow} - E_C d\sigma/d^3p_C|_{\downarrow}}{E_C d\sigma/d^3p_C|_{\uparrow} + E_C d\sigma/d^3p_C|_{\downarrow}}. \quad (55)$$

Приведенные замечания относятся, естественно, и к случаю поперечных асимметрий.

Вначале мы рассмотрим поперечные односпиновые асимметрии. Благодаря теореме факторизации в КХД инклюзивное сечение может быть представлено как некогерентная сумма сечений всех возможных жестких подпроцессов [11]:

$$E_C \frac{d\sigma}{d^3p_C}(\lambda_a, \lambda_b, \lambda_c) = \sum_{\lambda_a, \lambda_b, \lambda_c, \lambda_d} \int_0^1 dx_a \int_0^1 dx_b \int_0^1 dx_c \frac{1}{x_c} \times \\ \times G_{A, \lambda_A}^a(x_a, \lambda_a, Q) G_{B, \lambda_B}^b(x_b, \lambda_b, Q) D_c^{C, \lambda_C}(x_c, \lambda_c, Q) \times \\ \times \delta(s' + t' + u') \frac{s'}{\pi} \frac{d\sigma^{ab \rightarrow cd}}{dt'}(\lambda_a, \lambda_b, \lambda_c, \lambda_d), \quad (56)$$

где λ_A и λ_a — спиральности адрона A и партона a соответственно, G — структурная функция, D — функция фрагментации.

Структурные функции кварков и глюонов связаны с волновыми функциями, определенными на световом конусе, следующими соотношениями:

$$G_{A, \lambda_A}^a(x, \lambda, Q) \propto \sum_{n, \lambda_i} \int [d^2k_{\perp}] [dx] |\psi_n(x_i, \lambda_i, k_{\perp, i})|^2 \delta(x - x_a). \quad (57)$$

Структурные функции являются непertурбативными объектами, и важной задачей спиновых исследований является определение зависимости вероятности $|\psi_n(x_i, \lambda_i, k_{\perp,i})|^2$ от числа, типа и спиральности составляющих.

Фоковские состояния с любым числом кварков и глюонов и произвольными значениями орбитального момента дают вклад в структурную функцию G . Таким образом, сумма спиральностей всех составляющих не равна спиральности адрона λ_H . Единственным соотношением является равенство

$$\lambda_H = \lambda_q + \lambda_g + \langle L_z \rangle_q + \langle L_z \rangle_g,$$

где λ_q и λ_g — полные спиральности кварков и глюонов, $\langle L_z \rangle_q$ и $\langle L_z \rangle_g$ — соответствующие орбитальные угловые моменты.

Если известны структурные функции, то теорема факторизации позволяет вычислить сечения жестких процессов и соответствующие двух- и односпиновые асимметрии с использованием выражения для разности сечений, следующего из теоремы факторизации:

$$\Delta\sigma^{A+B \rightarrow C+X} = \sum_{a,b,c,d} \int \Delta G_A^a G_B^b \Delta D_c^C \Delta\sigma^{ab \rightarrow cd} [1 + O(\alpha_s)]. \quad (58)$$

Символ Δ означает разность соответствующих величин для различных ориентаций спина начальных и конечных частиц.

Односпиновые поперечные асимметрии на уровне составляющих в жестком подпроцессе являются нулевыми в силу векторного типа взаимодействия [44]. Таким образом, если энергия и поперечный импульс достаточно велики для того, чтобы пренебречь вкладом высших твистов, следует ожидать, что $A_N = 0$. Любое нарушение этого предсказания будет указывать на необходимость серьезного пересмотра пертурбативной КХД. Аналогично упругому рассеянию обнаружение ненулевой поперечной асимметрии в инклюзивных процессах может быть связано с нарушением киральной симметрии, так как спиновые свойства тесно связаны с киральными свойствами теории.

Независимость от энергии и значительная поляризация A -гиперонов, наблюдавшаяся в интервале от 12 до 2000 ГэВ, указывает на то, что спиновые эффекты играют существенную роль и при очень высоких энергиях [4]. Другие экспериментальные результаты, включая большие спиновые эффекты в упругом рассеянии при энергии 28 ГэВ и больших значениях p_{\perp}^2 [3], также свидетельствуют в пользу этого вывода.

Так как при энергиях Тэватрона (при $\sqrt{s} = 2$ ТэВ) вкладами высших твистов можно пренебречь, то измерения A_N позволили бы провести проверку КХД при больших p_{\perp} и x_F , близких к нулю в таких процессах, как

$$p_{\uparrow} + \bar{p} \rightarrow \pi + X, \quad p_{\uparrow} + \bar{p} \rightarrow jet + X. \quad (59)$$

Подобные измерения A_N послужили бы проверкой основ КХД, т.е. лагранжиана стандартной модели в секторе сильных взаимодействий.

С другой стороны, измерения продольных асимметрий смогут дать информацию о механизме рождения адронов и их спиновой структуре. Многообещающим

является изучение реакций с нестабильным барионом в конечном состоянии, таких, как

$$p_{\downarrow} + \bar{p} \rightarrow A_{\downarrow} + X. \quad (60)$$

Для такой реакции подпроцесс $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$ будет доминировать при больших x_{\perp} , в то время как аннигиляция глюонов $gg \rightarrow s\bar{s}$ будет составлять значительный фон при малых x_{\perp} . Таким образом, в разных кинематических областях процесс (60) чувствителен к поляризации кварков или глюонов в поляризованном протоне.

Асимметрии на уровне составляющих вычисляются в рамках пертурбативной КХД [46], поэтому измерения, например, параметра D_{LL} дают информацию о поляризации кварков и глюонов. Теоретические оценки предсказывают для D_{LL} значения на уровне 50% [47]. Измерение D_{LL} представляет также интерес с точки зрения поляризации странного моря в нуклоне, которая может иметь в соответствии с результатами ЕМС большое отрицательное значение.

4.2. Непertурбативные модели для спиновых явлений в инклюзивных процессах

Возвращаясь к вопросу о способности или неспособности КХД описывать спиновые явления, следует признать, что ситуация при не слишком высоких энергиях является более сложной. Действительно, в этой области, помимо требования иметь данные при больших p_{\perp} , для проверки теории необходимо принимать во внимание такие явления, как твисты более высокого порядка, наличие дикварков в адроне, взаимодействие в начальном и конечном состояниях и нарушение киральной симметрии.

В [48] для описания односпинной асимметрии было предложено рассматривать внутренние поперечные импульсы составляющих. Говоря более точно, было предложено ввести структурные функции, зависящие от поперечного импульса партонов \mathbf{k}_{\perp} :

$$G_H^a(x, Q^2) \rightarrow G_H^a(x, \mathbf{k}_{\perp}, Q^2). \quad (61)$$

Предположение о корреляции между спином протона и орбитальным движением его составляющих уже привело ранее к предсказанию нетривиальной асимметрии A_N в упругом рассеянии [49]. Для больших значений p_{\perp} было получено следующее соотношение [48]:

$$A_N \sim \frac{\langle k_{\perp} \rangle}{p_{\perp}}. \quad (62)$$

Здесь важным является тот факт, что в выражение для асимметрии не входят масса кварка и α_s . Тем не менее такая зависимость асимметрии A_N от p_{\perp} не позволяет получать большие значения односпинной асимметрии, экспериментально наблюдаемые при больших значениях p_{\perp} .

Для описания односпинной асимметрии, наблюдавшейся в реакции рождения адрона на поляризованной мишени $A + B_{\uparrow} \rightarrow C + X$, в [50] была разработана модель, основанная на U -матричном подходе и идее Чоу и Янга о вращающейся адронной материи, в качестве которой рассматривался кварковый конденсат. Асимметрия связывается с вкладом конденсата в спин адрона, который для случая поперечной поляризации адрона может быть представлен в виде суммы

$$s_h = s_q + \langle L \rangle_{\text{cond}}. \quad (63)$$

При генерации эффективного поля орбитальный момент конденсата поляризованного адрона будет передаваться облаку кварков, образующихся при взаимодействии адронных конденсатов, т.е. это облако будет иметь ненулевой орбитальный момент $\langle L \rangle_{\text{cond}}$, что естественно связать с его вращением. Таким образом, происхождение асимметрии в адронном рождении связано с ненулевым орбитальным моментом облака $q\bar{q}$ -пар.

Зависимость асимметрии от энергии и p_{\perp} имеет вид

$$A_N(s, p_{\perp}) = c \frac{\langle L \rangle_{\text{cond}}}{s_h} s^{-\alpha/2} \beta(p_{\perp}), \quad (64)$$

$$\beta(p_{\perp}) = \begin{cases} p_{\perp}^{-n} \exp(p_{\perp}/m), & p_{\perp} < p_{\perp}^0, \\ \text{const}, & p_{\perp} > p_{\perp}^0, \end{cases} \quad (65)$$

где $m^{-1} \approx 1$ fm, $n = 8$ — показатель степени убывания сечения с ростом p_{\perp} . Асимметрия A_N пропорциональна доле полного спина адрона, связанного с орбитальным моментом конденсата. Асимметрия является убывающей функцией энергии, параметр α (см. (30)) имеет значение $\alpha = 3 - 5$.

Таким образом, не только пертурбативная КХД, но и простые модели, основанные на учете непертурбативных эффектов в КХД, предсказывают малые односпиновые асимметрии в жесткой области при высоких энергиях в инклюзивных процессах. Этот факт, как представляется, должен стимулировать постановку экспериментов, в которых непосредственно проверяются не только предсказания теоретических моделей, но и основы современной теории сильных взаимодействий.

5. Спиновые асимметрии в электрослабых взаимодействиях

Тема, вынесенная в заголовок данного раздела, является весьма обширной. Мы коснемся лишь вопросов, связанных с возможностью создания ускоренного поляризованного протонного пучка. В этом случае измерение продольной асимметрии A_L представляет особый интерес, так как здесь проводится изучение рождения W^{\pm} и тяжелых лептонных пар.

Прямые вычисления рождения W^+ и W^- можно провести в рамках картины Дрелла–Яна. Доминирующими реакциями при энергиях $\sqrt{s} \sim 1$ ТэВ являются процессы кварк-антикваркового слияния: $u\bar{d} \rightarrow W^+$ и $\bar{u}d \rightarrow W^-$.

В рамках стандартной модели W представляет собой левый ток и асимметрия на уровне составляющих имеет максимальное значение. Поэтому асимметрия A_L выражается через усредненное по спину кварковое распределение $q(x, M_W^2)$ и зависящее от спина кварковое распределение $\Delta q(x, M_W^2)$. Таким образом, измерение A_L в процессе

$$p_{\rightarrow} + \bar{p} \rightarrow W^{\pm} + X \quad (66)$$

позволит независимым (в дополнение к глубоко неупругому рассеянию) образом получить зависящее от спина кварковое распределение Δq , так как усредненное по спину распределение q известно из экспериментов с неполяризованными частицами.

Более того, если спиновые кварковые распределения известны из других экспериментов, то измерение асим-

метрии в рождении W^{\pm} может использоваться в качестве теста стандартной модели. Это относится и к рождению пар лептонов с большой массой. В таких процессах ожидаемая асимметрия A_L достигает 60–80% в определенных кинематических областях [47]. Следует, однако, заметить, что при измерении A_L в адронном рождении W на Тэватроне имеются некоторые сложности из-за кинематических неопределенностей [51].

Продольная асимметрия A_L также чувствительна к новой физике, выходящей за рамки стандартной модели. Например, минимальное расширение стандартной модели, которое включает в себя лево-правые симметричные взаимодействия, предполагает рождение массивных правосторонних W_R^{\pm} . В этом случае асимметрия $A_L(p_{\rightarrow} + \bar{p} \rightarrow W_R^{\pm} + X)$ будет иметь противоположный знак по отношению к асимметрии $A_L(p_{\rightarrow} + \bar{p} \rightarrow W_L^{\pm} + X)$.

6. Составленность

Измерения A_L и A_N полезны также в поисках составленности. Сегодня существует большое число моделей, которые рассматривают кварки и лептоны как частицы, состоящие из других составляющих (преонов). Самым простым указанием на составленность кварков является отклонение в сечении рождения струи при больших поперечных импульсах от предсказаний пертурбативной КХД. Как известно, это связано с новым членом взаимодействия между кварками, индуцируемым их составными структурами,

$$L = \eta_0 \frac{g^2}{\Lambda_c^2} \bar{q} A q \bar{q} A q, \quad (67)$$

где масштаб составленности Λ_c порядка энергии связи преона.

Форма A определяется конкретной моделью для дираковской структуры взаимодействия. Важная роль параллельного изучения поляризации и поиска составленности заключается в возможности определять тип взаимодействия, т.е. форму A . Различные формы A , такие, как $A = \gamma^{\mu}(1 - \gamma^5)/2$ или $A = \gamma_{\mu}$, дают почти одинаковые предсказания для сечений усредненных по спиновым степеням свободы [52]. Однако предсказания для параметра A_L сильно различаются для приведенных выше вариантов A .

7. Заключение

Измерения спиновой структурной функции $g_1^p(x)$ обнаружили нетривиальную спиновую структуру протона. Эти результаты вместе с большими спиновыми эффектами, наблюдавшимися в жестких упругих и неупругих взаимодействиях, указывают на необходимость дальнейших исследований в этой области. В экспериментах на УНК ИФВЭ с поляризованной струйной мишенью и на Тэватроне ФНАЛ с поляризованным протонным пучком можно будет изучать как спиновые свойства взаимодействия, так и спиновую структуру протона.

Столкновения поляризованных протонов с антипротонами при $\sqrt{s} = 2$ ТэВ откроют новые уникальные возможности. Они позволят проверить основные современные представления о взаимодействии частиц и продолжить поиски новой физики, выходящей за рамки

стандартной модели. Поляризованные пучки необходимы для измерения анализирующей способности и спиновых корреляционных параметров при больших p_{\perp}^2 . Кроме того, поляризованный пучок позволит эффективно уменьшить фон при изучении таких редких процессов, как рождение топ-кварка.

Изучение спиновых эффектов и, в особенности, создание ускоренных поляризованных пучков представляет собой сложную проблему. Однако, как показывает опыт, измерение наблюдаемых, связанных со спином, всегда приводит к новым неожиданным результатам, которые позволяют глубже понять структуру частиц и динамику их взаимодействий. Измерение спиновых наблюдаемых в адронных процессах при высоких энергиях позволит сделать заключение о справедливости современных теоретических представлений о природе сильных взаимодействий и продвинуться в понимании динамики взаимодействий кварков на больших расстояниях.

Авторы благодарны А.А. Логунову и Ю.Д. Прокошину за внимание к работе.

Список литературы

1. SLAC Yale Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **51** 1135 (1983); EMC Collaboration, *Nucl. Phys. B* **328** 1 (1989); *Phys. Lett. B* **206** 364 (1988); SMC Collaboration, *Phys. Lett. B* **302** 533 (1993); SLAC E142 Collaboration, SLAC Preprint, 1993
2. Brodsky S J *Invited lectures presented at the SLAC Summer Institute on Particle Physics: Spin Structure in High Energy Processes* (Stanford, California, July 26–August 6, 1993)
3. Krisch A D *Plenary lecture given at the 9th Int. Symp. on High Energy Spin Physics* (Bonn, Germany, September 1990)
4. Heller K *Invited talk given at the 7th Int. Symp. on High Energy Spin Physics* (Protvino, September 1986)
5. Solovianov V L *Invited talk given at the 7th Int. Symp. on High Energy Spin Physics* (Protvino, September 1986)
6. Adams D L et al. FERMILAB-Pub-91/14-E (Batavia, 1991)
7. Трошин С М, Тюрин Н Е *Спин в физике высоких энергий* (М.: Наука, 1991)
8. *Perturbative Quantum Chromodynamics* (Ed. A Mueller) (Singapore: World Scientific, 1987)
9. Bjorken J D, in *Proc. 3rd Int. Symp. on Electron and Photon Interactions* (Stanford, California, 1967); Feynman R P *Phys. Rev. Lett.* **23** 1415 (1969)
10. Troshin S M, Tyurin N E *Int. J. Mod. Phys. A* **5** 2689 (1990)
11. Brodsky S, Lepage P *Phys. Rev. D* **22** 2157 (1980)
12. Matveev V A, Muradyan R M, Tavkhelidze A N *Lett. Nuovo Cimento* **7** 719 (1973); Brodsky S, Farrar G *Phys. Rev. Lett.* **31** 1153 (1973)
13. Landshoff P V *Phys. Rev. D* **10** 1024 (1974)
14. Botts J, Sterman G *Nucl. Phys. B* **325** 62 (1989)
15. Pire B, Ralston J P *Phys. Lett. B* **117** 233 (1982)
16. Ramsey G P, Sivers D *Phys. Rev. D* **45** 79 (1992)
17. Manohar A, Georgi H *Nucl. Phys. B* **234** 139 (1984)
18. Brodsky S, de Teramond G *Phys. Rev. Lett.* **60** 1924 (1988)
19. Anselmino M, Kroll P, Pire B Z. *Phys. C* **36** 89 (1988)
20. Szwed J *Phys. Lett. B* **105** 403 (1981)
21. Goloskokov S V, in *Proc. 7th Int. Symp. on High Energy Spin Physics* (Protvino, September 1986)
22. Kazaks P A, Tucker D L *Phys. Rev. D* **37** 222 (1988)
23. Preparata G, Soffer J *Phys. Lett. B* **86** 304 (1979)
24. Bourelly C, Soffer J *Phys. Rev. D* **35** 145 (1987)
25. Pondrom L *Invited talk given at the 7th Int. Symp. on High Energy Spin Physics* (Protvino, September 1986)
26. Ellis J, Brodsky S J, Karliner M *Phys. Lett. B* **206** 309 (1988)
27. Troshin S M, Tyurin N E *Particle World* **3** 165 (1994)
28. Troshin S M, Tyurin N E *Part. Nucl.* **15** 53 (1984)
29. Ellwanger U, Stech B Z. *Phys. C* **49** 683 (1991); Fritzsche H *Phys. Lett. B* **235** 75 (1991)
30. Ball R D *Int. J. Mod. Phys. A* **5** 4391 (1990)
31. Islam M M *Europhys. Lett.* **4** 183 (1987); *Nucl. Phys. B* (Proc. Suppl) **25** 104 (1992)
32. Nambu Y, Jona-Lasinio G *Phys. Rev.* **122** 345 (1961)
33. Meissner U G *Phys. Rep.* **161** 213 (1988)
34. Krisch A D *Phys. Rev. Lett.* **11** 217 (1963)
35. Orear J *Phys. Rev. D* **18** 2484 (1978)
36. Troshin S M, Tyurin N E, in *Proc. 6th Int. Seminar on High Energy Physics and Quantum Field Theory* (Protvino, 1983) Vol. 2. p. 79; Troshin S M, Tyurin N E, Yuschenko O P *Nuovo Cimento A* **91** 23 (1986)
37. Klimt S, Lutz M, Vogl V, Weise W *Nucl. Phys. A* **516** 469 (1990); Povh B, Hufner J *Phys. Lett. B* **245** 653 (1990)
38. Troshin S M, Tyurin N E, in *Proc. Int. Workshop on Spin Phenomena at High Energies* (Protvino, 1984) p. 167; Tyurin N E *Nucl. Phys. B* (Proc. Suppl) **25** 91 (1992)
39. Logunov A A, Savrin V I, Tyurin N E, Khrestalev O A *Teor. Mat. Fiz.* **6** 157 (1971)
40. Dean N W *Nuovo Cimento A* **52** 1129 (1967); Martin A, Peshanski R *Phys. Rev. D* **18** 685 (1978); Schrempp B, Schrempp F Preprint CERN TH-2573, 1978
41. Troshin S M, Tyurin N E *Sov. J. Part. Nucl.* **15** 25 (1984)
42. Troshin S M, Tyurin N E *Phys. Lett. B* **144** 260 (1984); *J. Phys. (Paris) Colloq.* **46**, C2–235 (1985)
43. Hendry A W *Phys. Rev. D* **10** 2300 (1974)
44. Kane G L, Pumplin J, Repko W *Phys. Rev. Lett.* **41** 1989 (1978)
45. Collins J C, in *Proc. of the Conference on the Intersection of Nuclear and Particle Physics* (Tucson, Arizona, May 1991)
46. Craigie N S, Hidaka K, Jacob M, Renard F M *Phys. Rep.* **99** 63 (1983)
47. Bourelly C, Soffer J, Renard F M, Taxil P *Phys. Rep.* **177** 319 (1989)
48. Sivers D *Phys. Rev. D* **41** 83 (1990)
49. Chou T T, Yang C N *Nucl. Phys. B* **107** 1 (1976)
50. Troshin S M, Tyurin N E Z. *Phys. C* **45** 175 (1989); Preprint IHEP 91-163 (Protvino, 1991)
51. Pondrom L *Private communication*
52. Hinchliffe I *Proc. 1984 Summer Study on the Design and Utilization of the Superconducting Super Collider* (Snowmass, 1984) p. 1

SPIN EFFECTS IN HARD PROCESSES WITH ACCELERATED POLARISED PROTONS

S.M. Troshin, N.E. Tyurin

Institute for High Energy Physics
142284, Protvino, Moscow Region, Russia
Tel. (7-096) 771-3442
Fax (7-095) 230-2337
E-mail: tyurin@mx.ihep.su

Attention is paid to spin effects in hard hadronic interactions. The prospects of experimental studies of the spin effects with accelerated polarised proton beams are discussed.

Bibliography — 52 references

Received 20 July 1994, revised 5 September 1994

