Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

С. М. Трошин, Н. Е. Тюрин, Высокоэнергетические ограничения для спиральных амплитуд в упругом pp -рассеянии в области малых углов, *ТМФ*, 2006, том 149, номер 3, 473–482

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf5538>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением <http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 3.85.7.115

26 апреля 2023 г., 11:55:49

© 2006 г.

С. М. Трошин*, Н. Е. Тюрин*

ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ОГРАНИЧЕНИЯ ДЛЯ СПИРАЛЬНЫХ АМПЛИТУД В УПРУГОМ pp -РАССЕЯНИИ В ОБЛАСТИ МАЛЫХ УГЛОВ

Рассмотрены ограничения, следующие из условия унитарности и аналитичности, для спиральных амплитуд в упругом pp -рассеянии. Обсуждается максимально допустимая энергетическая зависимость спиновых параметров упругого pp -рассеяния, соответствующая насыщению полученных унитарных ограничений.

Ключевые слова: унитарность, аналитичность, спиральные амплитуды, упругое рассеяние.

1. ВВЕДЕНИЕ

Высокоэнергетические ограничения для амплитуд и сечений процессов всегда имели важное значение и для проверки теоретических представлений о взаимодействии частиц, и для экспериментальных исследований в новых диапазонах энергий. Наиболее известное ограничение сверху было получено Фруассаром и Мартеном для полных сечений [1], [2]. Инклюзивные сечения активно исследовались, и для них был получен целый ряд ограничений Логуновым с соавторами в работах [3]. В настоящее время существует теория сильных взаимодействий – квантовая хромодинамика, основанная на лагранжиане, описывающем взаимодействие цветных кварковых и глюонных полей. Однако сами кварки и глюоны как частицы, т.е. кванты, соответствующие гармоническим возбуждениям фундаментальных полей, являются ненаблюдаемыми объектами, и физическое гильбертово пространство состояний соответствует обычным частицам, не элементарным, но имеющим внутреннюю структуру. Указанные частицы могут, тем не менее, описываться локальным оператором, как это было продемонстрировано Циммерманом в работе [4], где рассматривалось описание связанных состояний. Поэтому все отмеченные выше полученные в рамках аксиоматической теории поля высокоэнергетические ограничения сохраняют свою силу и актуальность в настоящее время.

*Институт физики высоких энергий, Протвино, Московская обл., Россия.
E-mail: Sergey.Troshin@ihep.ru; tyurin@mx.ihep.su

Указанные ограничения были получены для сечений, усредненных по спину начальных и просуммированных по спиновым состояниям конечных частиц. Считалось, что зависимость от спина динамики адронных взаимодействий ослабевает с ростом энергии, и в конечном счете при достаточно высоких энергиях спиновой зависимостью можно пренебречь. Однако спиновые эффекты, и весьма значительные, были обнаружены в экспериментах при высоких энергиях уже в 70-е годы. В настоящее время реализуется программа спиновых исследований с ускоренными поляризованными протонными пучками на коллайдере RHIC.

В данной статье мы рассмотрим область малых углов рассеяния, т.е. область, в которой взаимодействие адронов происходит на больших расстояниях. Важная проблема, которая обсуждается уже на протяжении нескольких десятилетий, – это проблема спиновой структуры невымиряющего с ростом энергии вклада в амплитуду рассеяния. Сохранение спиральности в прямом канале реакции не следует из квантовой хромодинамики, так как в области больших расстояний киральная инвариантность теории нарушается спонтанным образом, что приводит к возникновению массы у кварков и, следовательно, у адронов. В теории полюсов Редже вклад вакуумного обмена обычно считается сохраняющим спиральность, хотя это не более чем предположение, которое, как показывают результаты модельных исследований [5] и ряд экспериментальных данных, скорее всего, является неверным. Среди экспериментальных данных, свидетельствующих о несохранении спиральности, отметим наблюдение нетривиальной азимутальной зависимости в центральном рождении мезонов [6]. Важно также отметить, что учет унитарности ведет к появлению разности фаз у асимптотических вкладов вакуумного обмена с изменением и без изменения спиральности [7]. Это дает возможность прямого экспериментального наблюдения эффекта несохранения спиральности в прямом канале реакции путем измерения односпиновых асимметрий и параметров спиновой корреляции.

Таким образом, получение ограничений на основе максимально общих принципов для спиральных амплитуд и спиновых наблюдаемых является актуальной задачей для теории и эксперимента. Учет унитарности для спиральных амплитуд в явном виде позволяет найти решение этой задачи в достаточно общем виде и получить предельно возможное асимптотическое поведение спиновых параметров. Другими словами, мы будем использовать для получения ограничений для спиральных амплитуд решения условия унитарности в алгебраическом U -матричном виде.

2. УНИТАРНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ДЛЯ СПИРАЛЬНЫХ АМПЛИТУД

Как уже отмечалось, мы будем рассматривать упругое pp -рассеяние и использовать унитарные представления для пяти спиральных амплитуд.

Следует отметить, что общепринятый метод обеспечения унитарности в высокоэнергетическом рассеянии отсутствует. Однако выбор специфической схемы унитаризации не является полностью произвольным. Так, например, уже давно было замечено [8], что с точки зрения обеспечения правильных аналитических свойств амплитуды рассеяния в комплексной плоскости энергии предпочтительным является

выбор алгебраической формы унитаризации. Указанная форма унитаризации позволяет простым образом воспроизводить правильные аналитические свойства амплитуды рассеяния в комплексной плоскости энергии, в то время как унитаризация в экспоненциальной (т.е. эйкональной) форме трансформирует простые особенности эйкональной функции в существенно особые точки амплитуды. В потенциальном рассеянии эйкональная (экспоненциальная) и U -матричная (алгебраическая) формы унитаризации соответствуют двум различным приближениям для волновой функции рассеяния, которые являются решениями уравнения Шредингера в том же самом порядке [8]. Алгебраическая форма унитаризации соответствует приближению для волновой функции рассеяния, в котором в результате рассеяния изменяется как фаза, так и амплитуда плоской волны. Эта форма следует из нерелятивистской дисперсионной теории и может быть представлена также в экспоненциальном виде, но с фазой, полностью отличной от эйкональной; связь между двумя фазовыми функциями приведена в работе [8]. В квантовой теории поля алгебраическая схема унитаризации основана на релятивистском обобщении [9] уравнения радиационного затухания Гайтлера [10]. Указанное обобщение было получено в рамках одновременной формулировки в квантовой теории поля [9], которая также использовалась и для обоснования квазипотенциального подхода [11].

Таким образом, в релятивистской теории для амплитуды упругого рассеяния (вначале мы рассмотрим случай рассеяния бесспиновых частиц) имеет место следующее уравнение, связывающее ее с обобщенной матрицей реакций:

$$F(\mathbf{p}, \mathbf{q}) = U(\mathbf{p}, \mathbf{q}) + i \frac{\pi}{8} \rho(s) \int d\Omega_{\hat{\mathbf{k}}} U(\mathbf{p}, \mathbf{k}) F(\mathbf{k}, \mathbf{q}), \quad (1)$$

где $\mathbf{p} = \mathbf{p}_1 = -\mathbf{p}_2$ и $\mathbf{q} = \mathbf{q}_1 = -\mathbf{q}_2$ — импульсы начальных и конечных частиц. Кинематический фактор $\rho(s) \simeq 1$ при $s \gg 4m^2$, и поэтому в дальнейшем, рассматривая область высоких энергий, им можно пренебречь. Уравнение (1) имеет простое решение в представлении прицельного параметра¹⁾:

$$(F, U)(s, t) = i \frac{s}{\pi^2} \int_0^\infty b db (f, u)(s, b) J_0(b\sqrt{-t}),$$

т.е.

$$f(s, b) = \frac{u(s, b)}{1 + u(s, b)}. \quad (2)$$

Амплитуда рассеяния в виде (1) удовлетворяет условию унитарности автоматически при условии, что выполняется неравенство²⁾

$$\operatorname{Re} u(s, b) \geq 0. \quad (3)$$

Неупругая функция перекрытия

$$\eta(s, b) \equiv \frac{1}{4\pi} \frac{d\sigma_{\text{inel}}}{db^2}$$

¹⁾Мы выделили мнимую единицу, чтобы решения для спиральных амплитуд, полученные в дальнейшем, имели более компактную форму.

²⁾Это является единственным требованием для получения амплитуды, ограниченной по модулю единицей: $|f(s, b)| \leq 1$, в то время как функция $u(s, b)$ не должна удовлетворять такому ограничению.

является суммой вкладов всех неупругих каналов в условие унитарности в представлении прицельного параметра

$$\operatorname{Re} f(s, b) = |f(s, b)|^2 + \eta(s, b) \quad (4)$$

и связана с функцией $u(s, b)$ следующим соотношением:

$$\eta(s, b) = \frac{\operatorname{Re} u(s, b)}{|1 + u(s, b)|^2}. \quad (5)$$

В данном подходе функция $U(s, t)$ называется обобщенной матрицей реакций, она рассматривается в виде исходной динамической величины (аналогично эйкональной функции). В потенциальном рассеянии она связана с потенциалом следующим соотношением [8]:

$$u(s, b) \sim \int_{-\infty}^{\infty} dz V(\sqrt{z^2 + b^2}).$$

Построение моделей в релятивистском случае в рамках такого подхода производится стандартным образом, т.е. динамика адронных взаимодействий и представления о структуре адронов используются для построения функции U . Интересно отметить, что аналогичное уравнению (2) представление для амплитуды рассеяния было получено Фейнманом в рамках его партонной модели для дифракционного рассеяния [12].

В дальнейшем мы не будем использовать конкретные модели для построения функции $u(s, b)$, а обратимся к более общим принципам для извлечения информации об энергетической зависимости и зависимости от прицельного параметра этой функции. На такой основе мы используем для функции $u(s, b)$ простую зависимость

$$u(s, b) = gs^{\Delta} e^{-\mu b}, \quad (6)$$

в которой положительность параметра $\Delta > 0$ обеспечивает рост полных сечений. В то же время это достаточно общая параметризация, отвечающая правильным аналитическим свойствам в комплексной t -плоскости, т.е. согласующаяся с представлением для $u(s, b)$ в виде

$$u(s, b) = \frac{\pi^2}{is} \int_{t_0}^{\infty} \omega(s, t) K_0(b\sqrt{t}) dt. \quad (7)$$

Уравнение (7) является преобразованием Фурье–Бесселя спектрального представления для U -матрицы³⁾:

$$U(s, t) = \int_{t_0}^{\infty} \frac{\omega(s, t')}{t' - t} dt', \quad (8)$$

где функция $\omega(s, t)$ является скачком функции $U(s, t)$ на разрезе в комплексной t -плоскости [13].

³⁾ Фактически это представление верно по отдельности для четных и нечетных по отношению к косинусу угла рассеяния частей $U^{\pm}$.

С учетом спина частиц уравнение (1) трансформируется в систему уравнений для спиральных амплитуд упругого pp -рассеяния. В системе центра масс для отмеченного случая рассеяния тождественных частиц эта система имеет вид [14]

$$F_{\lambda_3, \lambda_4, \lambda_1, \lambda_2}(\mathbf{p}, \mathbf{q}) = U_{\lambda_3, \lambda_4, \lambda_1, \lambda_2}(\mathbf{p}, \mathbf{q}) + i \frac{\pi}{8} \sum_{\lambda', \lambda''} \int d\Omega_{\mathbf{k}} U_{\lambda_3, \lambda_4, \lambda', \lambda''}(\mathbf{p}, \mathbf{k}) F_{\lambda', \lambda'', \lambda_1, \lambda_2}(\mathbf{k}, \mathbf{q}), \quad (9)$$

где индексы λ' обозначают спиральности протонов в начальном и конечном состояниях. Функции F_i являются спиральными амплитудами в стандартных обозначениях:

$$F_1 \equiv F_{1/2, 1/2, 1/2, 1/2}, \quad F_2 \equiv F_{-1/2, -1/2, 1/2, 1/2}, \quad F_3 \equiv F_{1/2, -1/2, 1/2, -1/2}, \\ F_4 \equiv F_{1/2, -1/2, -1/2, 1/2}, \quad F_5 \equiv F_{1/2, 1/2, 1/2, -1/2}.$$

В представлении прицельного параметра для спиральных амплитуд F_i и соответствующих спиральных функций U_i

$$(F, U)_{\lambda_3, \lambda_4, \lambda_1, \lambda_2}(s, t) = i \frac{s}{\pi^2} (-1)^{N-\lambda} \int_0^\infty b db (f, u)_{\lambda_3, \lambda_4, \lambda_1, \lambda_2}(s, b) J_{|\lambda_1 - \lambda_2 - \lambda_3 + \lambda_4|}(b\sqrt{-t}), \quad (10)$$

где $N \equiv \min[(\lambda_1 - \lambda_2), (\lambda_3 - \lambda_4)]$, $\lambda \equiv \lambda_1 - \lambda_2$, мы получим систему алгебраических уравнений

$$f_{\lambda_3, \lambda_4, \lambda_1, \lambda_2}(s, b) = u_{\lambda_3, \lambda_4, \lambda_1, \lambda_2}(s, b) - \sum_{\lambda', \lambda''} u_{\lambda_3, \lambda_4, \lambda', \lambda''}(s, b) f_{\lambda', \lambda'', \lambda_1, \lambda_2}(s, b). \quad (11)$$

Решение этой системы уравнений имеет вид

$$f_1 = \frac{(u_1 + u_1^2 - u_2^2)(1 + u_3 + u_4) - 2(1 + 2u_1 - 2u_2)u_5^2}{(1 + u_1 - u_2)[(1 + u_1 + u_2)(1 + u_3 + u_4) - 4u_5^2]}, \\ f_2 = \frac{u_2(1 + u_3 + u_4) - 2u_5^2}{(1 + u_1 - u_2)[(1 + u_1 + u_2)(1 + u_3 + u_4) - 4u_5^2]}, \\ f_3 = \frac{(u_3 + u_3^2 - u_4^2)(1 + u_1 + u_2) - 2(1 + 2u_3 - 2u_4)u_5^2}{(1 + u_3 - u_4)[(1 + u_1 + u_2)(1 + u_3 + u_4) - 4u_5^2]}, \\ f_4 = \frac{u_4(1 + u_1 + u_2) - 2u_5^2}{(1 + u_3 - u_4)[(1 + u_1 + u_2)(1 + u_3 + u_4) - 4u_5^2]}, \\ f_5 = \frac{u_5}{(1 + u_1 + u_2)(1 + u_3 + u_4) - 4u_5^2}, \quad (12)$$

где для простоты записи аргументы функций $f_i(s, b)$ и $u_i(s, b)$ опущены. Унитарность накладывает следующие ограничения: $\text{Re } u_{1,3}(s, b) \geq 0$, но абсолютная величина функций $u_i(s, b)$, как и в бесспиновом случае, не обязана ограничиваться единицей.

3. ОГРАНИЧЕНИЯ СВЕРХУ ДЛЯ СПИРАЛЬНЫХ АМПЛИТУД

Для функций $u_i(s, b)$ мы примем по аналогии с бесспиновым случаем (6) (на основе аналитических свойств в комплексной t -плоскости)

$$u_i(s, b) \sim s^\Delta e^{-\mu b}. \quad (13)$$

Для получения ограничений сверху для амплитуд $F_{2,4,5}(s, t)$ мы рассмотрим случай, когда функции $u_{2,4,5}(s, b)$ соответственно являются доминирующими. Тогда для спиральных амплитуд $F_{2,4,5}(s, t)$ будут иметь место представления в следующем виде:

$$F_2(s, t) = \frac{is}{\pi^2} \int_0^\infty b db \frac{u_2(s, b)}{1 - u_2^2(s, b)} J_0(b\sqrt{-t}), \quad (14)$$

$$F_4(s, t) = \frac{is}{\pi^2} \int_0^\infty b db \frac{u_4(s, b)}{1 - u_4^2(s, b)} J_2(b\sqrt{-t}), \quad (15)$$

$$F_5(s, t) = \frac{is}{\pi^2} \int_0^\infty b db \frac{u_5(s, b)}{1 - 4u_5^2(s, b)} J_1(b\sqrt{-t}). \quad (16)$$

Используя для $u_{2,4,5}(s, b)$ функциональные зависимости типа (6), несложно получить ограничения для спиральных амплитуд. Для этих целей необходимо выделить особенности при $t = 0$, являющиеся следствием сохранения углового момента:

$$\hat{F}_5(s, 0) \equiv \left. \frac{mF_5(s, t)}{\sqrt{-t}} \right|_{t=0}, \quad (17)$$

$$\hat{F}_4(s, 0) \equiv \left[\frac{m^2}{-t} F_4(s, t) \right] \Big|_{t=0}. \quad (18)$$

Тогда из соотношения (16) следует, что при $s \rightarrow \infty$

$$|\hat{F}_5(s, 0)| \leq cs \ln^2 s, \quad (19)$$

а из соотношения (15) несложно получить, что $\hat{F}_4(s, 0)$ не может возрастать с увеличением энергии быстрее, чем $s \ln^3 s$ при $s \rightarrow \infty$, в то время как уравнение (14) приводит к высокоэнергетическому ограничению для амплитуды $F_2(s, 0)$ следующего вида: $s \ln s$.

Существенным фактором для получения указанных оценок является то, что унитарность ведет к периферической зависимости спиральных амплитуд $f_i(s, b)$ ($i = 2, 4, 5$) от прицельного параметра b при высоких энергиях, т.е.

$$|f_i(s, b = 0)| \rightarrow 0$$

при $s \rightarrow \infty$. Этот факт является специфической чертой решения условия унитарности для спиральных амплитуд в U -матричном подходе и позволяет получить лучшие высокоэнергетические ограничения для спиральных амплитуд. Это, в частности, позволяет исключить рост с увеличением энергии параметра r_5 , который является отношением амплитуд с однократным изменением спиральности к сумме амплитуд

без изменения спиральности, т.е. отношение $r_5(s, 0) \equiv 2\hat{F}_5(s, 0)/[F_1(s, 0) + F_3(s, 0)]$ ограничено сверху постоянной величиной. Интерес к этому отношению связан с возможным вкладом адронной амплитуды с однократным изменением спиральности в асимметрию, измеряемую в области кулон-ядерной интерференции. Это имеет важное практическое значение для поляриметрии в области высоких энергий. Асимптотическое ограничение, существовавшее ранее, имеет вид $cs \ln^3 s$ [15] и позволяет параметру r_5 расти с ростом энергии как $\ln s$.

4. АСИМПТОТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ НАБЛЮДАЕМЫХ, СВЯЗАННЫХ СО СПИНОМ

Для практического применения полученных ограничений необходимо от рассмотрения спиральных амплитуд перейти к наблюдаемым, связанным со спином. Мы рассмотрим предельное асимптотическое поведение этих наблюдаемых, совместимое с полученными ограничениями. Прежде всего следует кратко вернуться к бесспиновому случаю. Для наиболее общей характеристики адронных взаимодействий – полных сечений – в настоящее время практически общепринятой является точка зрения о том, что ограничение Фруассара–Мартена при достаточно высоких энергиях насыщается, т.е. полные сечения растут как $\ln^2 s$. Насыщение границы Фруассара–Мартена является следствием насыщения унитарного ограничения для парциальных амплитуд: $|f_l(s)| = 1$ при $l \leq \sqrt{s} \ln s$, и это ведет также [16] к строго определенным асимптотическим зависимостям других наблюдаемых; например, для интегрального сечения упругого рассеяния $\sigma_{el}(s) \sim \ln^2 s$, наклона дифракционного конуса $B(s) \sim \ln^2 s$, отношения действительной части амплитуды упругого рассеяния вперед к мнимой части $\rho(s) \sim \ln^{-1}(s)$. Отмеченные асимптотические зависимости относятся к наблюдаемым, усредненным по спиновым степеням свободы. В этом разделе мы обсудим соответствующие асимптотические зависимости для наблюдаемых, связанных со спином, обусловленные насыщением условия унитарности для спиральных амплитуд.

При этом важно учесть все спиральные амплитуды и не пренебрегать некоторыми из них с самого начала. Так, например, амплитуды с двойным изменением спиральности могут давать вклад в анализирующую способность A_N ; их высокоэнергетическое поведение определяет параметры спиновой корреляции и разности полных сечений в экспериментах с поляризованными пучками. Они также могут влиять на зависимость усредненных по спинам дифференциальных сечений в области сверхвысоких энергий при малых переданных импульсах.

В дальнейшем мы будем рассматривать область высоких энергий и считать, что переданный импульс $-t$ имеет близкое к нулю значение. Предполагая насыщение унитарных ограничений, полученных выше, мы получим для высокоэнергетического предела следующие зависимости спиральных амплитуд⁴⁾:

$$F_1(s, t), F_3(s, t), F_5(s, t) \sim s \ln^2 s, \quad F_2(s, t) \sim s \ln s, \quad F_4(s, t) \sim s \ln^3 s. \quad (20)$$

⁴⁾Зависимость спиральных амплитуд в пределе $-t \rightarrow 0$ при фиксированной энергии благодаря сохранению углового момента имеет вид $F_i \sim \text{const}$, $i = 1, 2, 3$; $F_4 \sim -t$; $F_5 \sim (-t)^{1/2}$.

Мы будем использовать известную связь наблюдаемых спиновых параметров со спиральными амплитудами упругого pp -рассеяния для получения асимптотических зависимостей от энергии спиновых параметров. Так, выражение для анализирующей способности A_N в терминах спиральных амплитуд имеет вид

$$\sigma A_N = -\text{Im}[(F_1 + F_2 + F_3 - F_4)F_5^*], \quad (21)$$

где

$$\sigma = \frac{1}{2}(|F_1|^2 + |F_2|^2 + |F_3|^2 + |F_4|^2 + 4|F_5|^2)$$

обозначает (с точностью до нормировочного множителя) дифференциальное сечение. Выражения для параметров спиновой корреляции для упругого pp -рассеяния с фиксированными спиновыми состояниями протонов в начальном состоянии имеют вид

$$\begin{aligned} \sigma A_{LL} &= \frac{1}{2}(-|F_1|^2 - |F_2|^2 + |F_3|^2 + |F_4|^2), \\ \sigma A_{NN} &= \text{Re}(F_1 F_2^* - F_3 F_4^*) + 2|F_5|^2, \\ \sigma A_{SS} &= \text{Re}(F_1 F_2^* + F_3 F_4^*), \\ \sigma A_{SL} &= \text{Re}[-F_1 + F_3 + F_2 + F_4)F_5^*]. \end{aligned} \quad (22)$$

В экспериментах с поляризованными пучками глобальные характеристики также могут быть измерены (кроме дифференциальных характеристик таких, как параметры спиновой корреляции). К таким характеристикам относятся разности полных сечений с различными ориентациями спинов частиц в начальном состоянии. Так, величины $\Delta\sigma_L(s)$ и $\Delta\sigma_T(s)$ соответствуют продольной и поперечной ориентациям спинов начальных частиц, соответственно. Они определяются следующим образом (стрелки указывают направление спинов частиц a и b в процессе $a + b \rightarrow X$):

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_L(s) &= \sigma_{\rightarrow\rightarrow}^{\text{tot}}(s) - \sigma_{\rightarrow\leftarrow}^{\text{tot}}(s), \\ \Delta\sigma_T(s) &= \sigma_{\uparrow\downarrow}^{\text{tot}}(s) - \sigma_{\downarrow\uparrow}^{\text{tot}}(s). \end{aligned} \quad (23)$$

В этих формулах первая (или верхняя) стрелка относится к спину частицы a . Для pp -рассеяния согласно оптической теореме величины $\Delta\sigma_L(s)$ и $\Delta\sigma_T(s)$ определяются значением спиральных амплитуд при $t = 0$: $\text{Im}[F_1(s, t = 0) - F_3(s, t = 0)]$ и $-\text{Im} F_2(s, t = 0)$, соответственно.

Используя предельные энергетические зависимости для амплитуд (20) и вышеприведенные формулы для связи спиновых наблюдаемых со спиральными амплитудами, можно получить предельные энергетические зависимости следующего вида для спиновых наблюдаемых в пределе высоких энергий и малых переданных импульсов t :

$$A_N(s, t), A_{NN}(s, t), A_{SS}(s, t), A_{SL}(s, t) \sim \frac{1}{\ln s}, \quad (24)$$

в то время как

$$A_{LL}(s, t) \rightarrow 1. \quad (25)$$

Следует отметить, что предельная энергетическая зависимость анализирующей способности A_N совпадает с модельным результатом, полученным в работе [7], и убывает с энергией как $1/\ln s$, в то время как отношение амплитуды с однократным изменением спиральности F_5 к амплитудам без изменения спиральности F_1 и F_3 в высокоэнергетическом пределе не зависит от энергии. Этот результат является следствием доминирующего вклада амплитуды с двукратным изменением спиральности F_4 .

В высокоэнергетическом пределе будут также иметь место следующие соотношения при малых значениях t :

$$A_{NN}(s, t) \simeq -A_{SS}(s, t), \quad (26)$$

$$A_{LL}(s, t) \gg A_{NN}(s, t), A_{SS}(s, t), A_{SL}. \quad (27)$$

Для получения результата о поведении разности сечений с продольной ориентацией спинов необходимы дополнительные предположения, так как эта разность сечений связана с разностью двух амплитуд, имеющих одинаковые энергетические зависимости. В то же время соответствующая величина для поперечной ориентации спинов имеет энергетическую зависимость вида

$$\Delta\sigma_T(s) \sim \ln s. \quad (28)$$

В принципе амплитуда с двойным изменением спиральности F_2 при малых $-t$ может иметь значительную величину, ее предельное асимптотическое поведение является возрастающим с ростом энергии, и это может быть непосредственно проверено на ускорителе RHIC с помощью измерения разности сечений $\Delta\sigma_T$. Такие измерения могут иметь важное значение для изучения спиновых свойств дифракции.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В качестве заключения мы сделаем несколько замечаний феноменологического характера. Так, зная предельную зависимость разности полных сечений $\Delta\sigma_T(s)$ вида (28), можно получить предельное поведение поперечной спиновой структурной функции $h_1(x)$ в пределе малых значений переменной Бьеркена x , так как в этой области спиновая структурная функция h_1 связана со скачком спиральной амплитуды F_2 рассеяния кварка на адроне при $t = 0$, т.е.

$$xh_1(x) \sim \ln \frac{1}{x}. \quad (29)$$

Эта важная оценка показывает, что структурная функция h_1 может иметь значительную величину в области малых x . Это позволит проводить измерения поперечных спиновых зависимостей в процессах Дрелла–Яна с участием поляризованных протонов.

При энергиях LHC согласно приведенным результатам можно ожидать, что вклад в дифференциальное сечение амплитуды с двойным изменением спиральности F_4 , возрастающей с увеличением энергии как $s \ln^3 s$ в области малых t , будет значительным. Этот эффект может иметь место при энергиях LHC в силу очень высокой

энергии протонов, несмотря на то что в области малых t в пределе $-t \rightarrow 0$ амплитуда F_4 стремится к нулю как t . Поэтому может случиться так, что будет необходимо учитывать вклады спиральных амплитуд F_2 , F_4 и F_5 при измерении полных сечений путем экстраполяции дифференциальных сечений в оптическую точку.

Резюмируя, отметим, что предельные энергетические зависимости для спиновых параметров были получены как результат насыщения ограничений для спиральных амплитуд с изменением спиральности аналогично тому, как зависимость $\ln^2 s$, т.е. насыщение границы Фруассара–Мартена для полных сечений, предполагает насыщение унитарных ограничений для амплитуд без изменения спиральности.

Таким образом, действуя последовательно, необходимо предполагать насыщение приведенных выше унитарных ограничений для спиновых параметров, если предполагается насыщение границы Фруассара–Мартена, так как механизм этого насыщения одинаков в обоих случаях и связан с насыщением условия унитарности для спиральных амплитуд как с изменением, так и без изменения спиральности. Соответствующие зависимости даны соотношениями (24), (26)–(29), которые могут быть полезны для анализа результатов экспериментальных исследований упругого рассеяния на ускорителях RHIC и LHC.

Благодарности. Авторы выражают признательность А. Мартену за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] M. Froissart, *Phys. Rev.*, **123** (1961), 1053.
- [2] A. Martin, *Phys. Rev.*, **129** (1963), 1432.
- [3] A. A. Logunov, M. A. Mestvirishvili, Nguyen Van Hieu, *Phys. Lett. B*, **25** (1967), 611; А. А. Логунов, М. А. Мествиришвили, О. А. Хрусталева, *ЭЧАЯ*, **3** (1972), 3; А. А. Логунов, М. А. Мествиришвили, В. А. Петров, *ТМФ*, **21** (1974), 305.
- [4] W. Zimmermann, *Nuovo Cimento*, **10** (1958), 597.
- [5] J. Pumplin, G. L. Kane, *Phys. Rev. D*, **11** (1975), 1183.
- [6] F. E. Close, G. A. Schuler, *Phys. Lett. B*, **458** (1999), 127.
- [7] С. М. Трошин, Н. Е. Тюрин, *Письма в ЖЭТФ*, **23** (1976), 716.
- [8] R. Blankenbecler, M. L. Goldberger, *Phys. Rev.*, **126** (1962), 766.
- [9] А. А. Логунов, В. И. Саврин, Н. Е. Тюрин, О. А. Хрусталева, *ТМФ*, **6** (1971), 157.
- [10] W. Heitler, *Proc. Camb. Philos. Soc.*, **37** (1941), 291.
- [11] A. A. Logunov, A. N. Tavkhelidze, *Nuovo Cimento*, **29** (1963), 380.
- [12] F. Ravndal, “Feynman’s (secret?) parton model for diffraction scattering”, *Baryons ’92*, Proc. of Int. Conf. on the Structure of Baryons and related Mesons, New-Haven, CT, June 1–4, 1992, ed. M. Gai, World Scientific, Singapore, 1993, 230–234.
- [13] В. И. Саврин, Н. Е. Тюрин, *ТМФ*, **23:3** (1975), 348.
- [14] С. М. Трошин, Н. Е. Тюрин, *ЭЧАЯ*, **19** (1988), 997; *УФН*, **37** (1994), 991.
- [15] N. H. Buttimore, B. Z. Kopeliovich, E. Leader, J. Soffer, T. L. Trueman, *Phys. Rev. D*, **59** (1999), 114010.
- [16] G. Auberson, T. Kinoshita, A. Martin, *Phys. Rev. D*, **3** (1971), 3185.

Поступила в редакцию 24.04.2006