

## СПИНОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ РАССЕЙАНИИ АДРОНОВ

*С. В. Голоскоков, С. П. Булешов, О. В. Селюгин*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Развит единый подход к исследованию процессов высокоэнергетического рассеяния частиц произвольного спина на малые углы. Показано, что в случае слабой энергетической зависимости спиновых эффектов появляется принципиально новая возможность существования механизма «спиновой динамики» сильных взаимодействий при сверхвысоких энергиях. Проявление «спинового» механизма исследовано в рамках конкретной динамической модели, учитывающей структуру адронов на больших расстояниях. Рассмотрены предсказания этой и ряда других моделей для протон-протонного и протон-антипротонного упругого рассеяния до  $\sqrt{s} = 40$  ТэВ.

A united approach is developed to the investigation of processes of high-energy scattering of particles with an arbitrary spin. In the case of slow energy dependence of spin effects it is shown that at superhigh energies there appears a principal new possibility of the existence of the mechanism of «spin dynamics» of strong interaction. Manifestation of «the spin mechanism» is investigated in a concrete model framework which takes account of the structure of hadrons at large distances. The predictions of this and some other models are considered for the proton-proton and proton-antiproton elastic scattering as far as  $\sqrt{s} = 40$  TeV.

### ВВЕДЕНИЕ

Достижения теории элементарных частиц в последние годы в значительной степени связаны с развитием квантовой хромодинамики (КХД), в основе которой лежит гипотеза о цветных кварках [1] и принципа локальной калибровочной инвариантности [2]. Эффективный заряд КХД, вводимый на основе ренормгрупповых представлений [3], стремится к нулю на малых расстояниях. Это явление, названное асимптотической свободой, позволяет использовать хорошо разработанные методы теории возмущений. На расстояниях порядка размеров адронов около 1 фм эти методы неприменимы, что не дает возможности развить в настоящее время микроскопическую теорию, определяющую адронную физику в этой области взаимодействия.

Основные закономерности поведения физических величин в асимптотической области исследованы на основе общих свойств  $S$ -матрицы [4]. Для рассмотрения конкретных процессов, включающих взаимодействие на больших расстояниях, предложено большое количество моделей [5], использующих различные представления о структуре

адронов, о роли вкладов взаимодействия составляющих и т. д. Одной из важных проверок работоспособности модельных подходов и основных положений КХД становится изучение спиновых явлений в высокоэнергетических адронных реакциях.

Развитие техники эксперимента привело к появлению достаточно богатого экспериментального материала, ставящего перед теоретиками весьма трудные вопросы. Отметим наличие большой поляризации в инклюзивном рождении большинства гиперонов (при близкой к нулю поляризации  $\Lambda$  и  $p$ ), независимость от энергии в реакции  $pp \rightarrow \Lambda^0 X$  поляризации  $\Lambda^0$ -частиц в удивительно широкой области (от 12 до 2000 ГэВ), большую асимметрию  $\pi^0$ -мезонов [6].

Наибольший интерес вызывают нуклон-нуклонные реакции, так как именно здесь имеется богатый экспериментальный материал и достигнуты самые высокие энергии [7].

Измерения поляризации в упругом протон-протонном рассеянии, сначала подтверждавшие в области малых передач импульса представление о степенном падении амплитуды с переворотом спина [8], неожиданно в области  $-t \sim 1 \div 3 \text{ ГэВ}^2$  при  $p_L = 150$  и 300 ГэВ дали не исчезающую с энергией поляризацию около 20% [9]. Данные, полученные в Аргонне на ZGS и Брукхейвене на AGS при  $p_L = 16$  и 28 ГэВ, показывают, что поперечная поляризация в упругом  $pp$ -рассеянии становится довольно значительной при переходе к области рассеяния на большие углы. В области углов, близких к  $90^\circ$ , был обнаружен резкий рост параметра спиновой корреляции  $A_{NN}$  (до 50%) [10]. В ближайшие несколько лет при использовании пучка поляризованных нейтронов (при  $p_L$  до 16 ГэВ) и поляризованных пучков протонов и антипротонов на различных ускорителях будут получены дополнительные чрезвычайно интересные данные. Так, на ускорителе в Серпухове будут продолжены эксперименты по измерению асимметрии при рождении мезонов. В ЦЕРН на SppS в 1987 г. должны начаться измерения  $\Delta\sigma_L$ ; асимметрии в рождении  $\pi^\pm$  и  $\Lambda^0$  в области  $0,5 \leq x_F \leq 0,9$  и  $0,2 \leq p_\perp < 1,5 \text{ ГэВ}$ , а также асимметрии  $\pi^0$ -мезонов на пучках протонов противоположной поляризации в области  $x_F = 0$  и  $p_\perp$  до 4 ГэВ.

В настоящее время нет ни одной теоретической модели, которая могла бы объединить весь полученный разнообразный материал и вскрыть лежащие в его основе физические процессы (см., например, [11]). Как известно, для безмассовых кварков векторное взаимодействие КХД приводит к малым спиновым эффектам при высоких энергиях и больших передачах импульса. Это означает, что либо на эксперименте еще не достигнуты достаточно высокие энергии, либо необходимо уточнить или видоизменить теоретическую картину адронных взаимодействий.

Для объяснения больших спиновых эффектов при высоких энергиях в теоретических моделях привлекают различные представления [12]. Так, было отмечено [13], что наличие кварковых составляющих

адронов может привести к возникновению спиновых токов плотности внутри поляризованных частиц. С помощью этого понятия проведено обобщение дроблетной модели для частиц со спином. При этом прозрачность различных участков одной из сталкивающихся частиц по отношению к участкам другой оказывается зависящей от относительной скорости их движения. Это приводит к спиновым эффектам в адрон-адронном рассеянии, которые с ростом энергии стремятся к некоторому постоянному пределу.

Развитие гипотезы о наличии спиновых токов сделано в работе [14], где исследованы две возможности: токи, связанные с жестким вращением частицы как целого, и токи, обусловленные мягким вращением материи внутри адрона с угловой скоростью, убывающей с ростом прицельного расстояния. Естественное отсутствие энергетической зависимости у угловой скорости вращения адронной материи приводит к спиновым эффектам, не убывающим с ростом энергии. В дальнейшем было выполнено объединение этой эйкональной модели с развитым вариантом «массивной» кварковой модели [15]. В последней за счет введения мезонных обменов между взаимодействующими кварками удалось получить достаточно богатую спиновую структуру кварк-кваркового взаимодействия. На основе интерференции между «мягкой» эйкональной и «жесткой» амплитудами рассеяния были получены значительные поляризационные эффекты при рассеянии в области больших передач импульса и получено предсказание о стремлении коэффициента асимметрии  $A(90^\circ)$  к значению 0,97 при сверхвысоких энергиях.

К слабой зависимости от энергии поляризации в упругих адронных реакциях приводит модель быстрого роста [16]. Модель основана на предположении о полном насыщении парциальных волн при сверхвысоких энергиях. Амплитуда с изменением спиральности растет при этом как  $\ln s$ , что приводит к большим спиновым эффектам при высоких энергиях.

Обнаруженное в эксперименте на ISR отсутствие в дифференциальном сечении упругого  $pp$ -рассеяния чередующихся максимумов и минимумов было объяснено в методе  $u$ -матрицы [17] наличием существенного вклада амплитуд с двойным изменением спиральности в области  $-t \geq 2$  ГэВ<sup>2</sup>. В кварк-партоновой модели  $u$ -матрицы [18] предполагается, что взаимодействие адронов создает некоторое поле  $V_{\text{эф}}$ , в котором валентные кварки рассеиваются квазинеzáвисимым образом. Исходя из определенных предположений о структуре и взаимодействии кварков внутри возникшей суперпозиции адронов и наличии у такого образования ненулевого углового момента в этой модели предсказывается существенная и исчезающая при  $s \rightarrow \infty$  поляризация в упругом рассеянии в области фиксированных углов до  $90^\circ$ .

Отметим, что эффекты аномального цветового момента и их удержания в адроне конечного объема могут приводить к исчезающей с ростом  $s$  амплитуде с переворотом спина [19].

В [20] было показано, что истинным параметром, определяющим поляризацию и асимметрию в КХД, может являться масса поляризованного адрона. Физически это эквивалентно перенормировке массы кварка при его движении во внешнем глюонном поле адрона.

На экстремально большие нестатические вклады (орбитальное или конфигурационное смешивание, обмена токовыми кварками или мезонными состояниями) указали вычисления магнитных моментов кварков на основе измеренных магнитных моментов гиперонов [21]. В работе [22] эти же данные были использованы для вычисления форм-факторов протона и нейтрона. В результате было показано наличие значительного вклада  $d$ -волн в нуклоне и в этом случае возникала возможность получения большого коэффициента асимметрии  $A_{NN}$  в области больших углов.

Большинство этих представлений позволяет сделать вывод о том, что спиновые эффекты при высоких энергиях и ограниченных передачах импульса тесно связаны с динамикой сильных взаимодействий на больших расстояниях.

В этой области константа связи сильного взаимодействия возрастает и теория возмущений КХД становится неприменимой. В последнее время появилась надежда исследовать взаимодействие на больших расстояниях с помощью правил сумм в КХД [23, 24], позволивших получить важные результаты по изучению динамических свойств адронов [25—27]. Однако упругое рассеяние частиц еще не исследовалось в рамках данного метода.

Важную роль в теории сильных взаимодействий играет квази-потенциальный метод Логунова — Тавхелидзе [28], сочетающий в себе строгость основных принципов квантовой теории с возможностью использования эвристических соображений о характере взаимодействия адронов высоких энергий. Обобщение квазипотенциального метода на случай частиц со спином [29—35] дало возможность эффективно применять его для изучения реальных физических систем. В сочетании с гипотезой о гладкости квазипотенциала [36—38], тесно связанной с динамикой взаимодействия адронов на больших расстояниях, применение квазипотенциального метода помогло понять основные закономерности процессов высокоэнергетического рассеяния частиц на малые углы [39—42]. Было показано [41, 42], что следствием гладкости взаимодействия является эйкональный характер рассеяния адронов на малые углы. При этом для амплитуды рассеяния справедливо представление:

$$T(s, t) = \frac{is}{16\pi^3} \int d^2\rho e^{i\Delta\rho} (1 - e^{i\chi(\rho, s)}). \quad (B1)$$

Информация о динамике взаимодействия на больших расстояниях содержится в (B1) в эйкональной фазе  $\chi(\rho, s)$ . Эйкональный характер рассеяния означает, что частицы при рассеянии на малые углы движутся по траекториям, близким к прямолинейным, причем волновая функция частицы слабо отличается от представления для плоской

волны. Обоснованию эйконального представления в квантовой теории поля были посвящены работы, основанные на приближении прямолинейных путей [43]. В рамках КХД справедливость эйконального представления была доказана вплоть до восьмого порядка теории возмущений [44].

Квазипотенциальная теория сильного взаимодействия дает возможность развить единый подход к исследованию процессов рассеяния на малые и большие углы [45, 46] на основе разделения вкладов малых и больших расстояний в гладком локальном квазипотенциале, определенном представлением вида

$$V(s, t = -\Delta^2) = g(s) \int_0^{\infty} dx \rho_t(s, x) e^{xt}. \quad (B2)$$

При этом для жестких процессов существенной оказывается область  $0 < x < 1 \text{ ГэВ}^{-2}$ , а для мягких — область  $x \geq 1 \text{ ГэВ}^{-2}$ . С помощью метода можно построить представление для амплитуды рассеяния [45], которое дает возможность эффективно использовать проведенное в квазипотенциале взаимодействия разделение вкладов малых и больших расстояний и является основой изучения процессов рассеяния частиц высоких энергий в различных областях кинематических переменных. Следует отметить, что при его выводе использовалось квазипотенциальное уравнение, записанное в общем виде, справедливое в случае рассеяния частиц произвольного спина, что позволяет производить вычисления для конкретных процессов на конечном этапе, выбирая соответствующую матричную структуру уравнения и квазипотенциала взаимодействия. На основе полученного представления для амплитуды рассеяния развит эффективный метод суммирования больших расстояний в процессах жесткого рассеяния адронов. Это чрезвычайно важно, так как большая величина сильного взаимодействия на расстояниях порядка размера адрона требует полного суммирования вкладов «мягкой» области в амплитуду рассеяния. Учет вкладов больших расстояний в жестком рассеянии частиц приводит к поправкам, убывающим степенным образом с ростом энергии [46]. Их следствием будет появление значительной (до  $50\% \cos \theta = -0,4 \div -0,5$ ) поляризации в  $\pi^\pm$ -рассеянии и поляризации порядка  $15\text{--}30\%$  в  $pp$ - и  $np$ -рассеянии на большие углы при энергиях  $E_L \sim 10 \text{ ГэВ}$ .

На основании результатов, полученных в [45, 46], стало возможным развить в квазипотенциальной теории сильных взаимодействий единые методы исследования рассеяния частиц со спином на малые углы, которые изложены в настоящем обзоре. Исходя из выражения для амплитуды рассеяния частиц со спином [45], справедливое во всей области кинематических переменных, получено единое эйкональное представление для амплитуды рассеяния частиц произвольного спина [47] на малые углы. Исследованы критерии его применимости, позволившие доказать справедливость стандартного эй-

конального представления для амплитуды рассеяния в случае спиновых эффектов, убывающих степенным образом с ростом энергии [48].

Однако отмеченные выше физические явления и модельные подходы требуют изучения рассеяния адронов высоких энергий при слабой энергетической зависимости спиновых эффектов. Суммирование вкладов области больших расстояний, проведенное в этом случае в квазипотенциальном методе, приводит к возможности модификации эйконального представления, причем в эйкональной фазе, определяющей амплитуду без переворота спина, появляются члены, растущие как  $\sqrt{s}$  [49]. Полученный эффект может привести к изменению динамики сильных взаимодействий при сверхвысоких энергиях.

Для изучения свойств рассеяния частиц высоких энергий на малые углы нами развита динамическая модель взаимодействия адронов [50, 51], учитывающая их структуру на больших расстояниях. В модели естественным образом возникают малые амплитуды с переворотом спина, не исчезающие с ростом энергии [48, 49], которые мы называем аномальными. Модель использована для описания мезон-нуклонного и нуклон-нуклонного рассеяния [52, 53] в дифракционной области. Подробно рассмотрены спиновые эффекты, определяемые аномальными членами амплитуды рассеяния, возникающими в модели. При энергиях ISR эти члены помогают достаточно точно воспроизвести картину поляризации в нуклон-нуклонном рассеянии, не давая при этом существенного вклада в дифференциальные сечения [49, 54]. При сверхвысоких энергиях учет аномальных вкладов определил возможность количественно предсказать поведение сечений  $p\bar{p}$ -рассеяния при энергиях  $p\bar{p}$ -коллайдера ЦЕРН. Полученная самосогласованная картина поляризации и сечений рассеяния является указанием на первые проявления механизма «спиновой» динамики сильных взаимодействий при сверхвысоких энергиях.

Сравнение результатов модели с предсказаниями ряда других моделей выявило наиболее интересные критические области кинематических переменных для постановки будущих экспериментов.

## 1. ЕДИНОЕ ЭЙКОНАЛЬНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ДЛЯ АМПЛИТУДЫ РАССЕЯНИЯ ЧАСТИЦ СО СПИНАМИ

Рассмотрим упругое рассеяние сильновзаимодействующих частиц при высоких энергиях и фиксированных передачах импульса:

$$s \rightarrow \infty \quad |t/s| \ll 1.$$

Предположив существование гладкого локального квазипотенциала, получим в рамках квазипотенциального подхода единое эйкональное представление для рассеяния частиц произвольного спина. Квазипотенциальное уравнение выберем в этом случае в общем виде [45]:

$$\hat{T}(s, p, k) = \hat{V}(s, p, k) + \int \frac{d^3q \hat{V}(s, p, q) \hat{A}(s, q) \hat{T}(s, q, k)}{(E^2(q) - E^2 - i0)}, \quad (1)$$

где  $E(\mathbf{q}) = \sqrt{m_1^2 + \mathbf{q}^2} + \sqrt{m_2^2 + \mathbf{q}^2}$ ;  $E = \sqrt{s} = E(\mathbf{p}) = E(\mathbf{k})$  — полная энергия в системе центра масс (с. ц. м.),  $m_1$  и  $m_2$  — массы сталкивающихся частиц;  $\hat{A}(s, q)$  — некоторая матрица, форма и ранг которой зависят от спина взаимодействующих частиц. Для нахождения решения уравнения (1) можно выбрать квазипотенциал, удовлетворяющий представлению (B2) и являющийся аналитической функцией  $t$  в полуплоскости  $\text{Re } t \leq 0$ .

Решение уравнения (1) будем искать методом последовательных итераций. Для  $(n+1)$  итерационного члена амплитуды рассеяния имеем:

$$\hat{T}_{n+1}(s, \mathbf{p}, \mathbf{k}) = \int dx_1 \dots dx_{n+1} \exp \left\{ t / \sum_{j=1}^{n+1} \frac{1}{x_j} \right\} \hat{J}_n(x_1, \dots, x_{n+1}),$$

$$\hat{J}_n(x_1, \dots, x_{n+1}) = [g(s)]^{n+1} \int \prod_{j=1}^n \frac{d\Delta_j}{E^2(\Delta_j + \lambda_j) - E^2 - i0} \exp[-C_{ij} \Delta_i \Delta_j] \times$$

$$\times \hat{\rho} \left( s, x_1, \frac{\mathbf{p} + \lambda_1 + \Delta_1}{2} \right) \hat{A}(s, \Delta_1 + \lambda_1) \hat{\rho} \left( s, x_2, \frac{\lambda_1 + \lambda_2 + \Delta_1 + \Delta_2}{2} \right) \times \dots$$

$$\dots \times \hat{A}(s, \Delta_n + \lambda_n) \times \hat{\rho} \left( s, x_{n+1}, \frac{\lambda_n + \Delta_n + \mathbf{k}}{2} \right), \quad (2)$$

где

$$C_{ij} \Delta_i \Delta_j = x_1 \Delta_1^2 + \sum_{h=2}^n x_h (\Delta_h - \Delta_{h-1})^2 + x_{n+1} \Delta_n^2;$$

$$\lambda_i = 1 + \left[ 1 - 2 \left( \sum_{j=1}^i \frac{1}{x_j} \right) / \left( \sum_{j=1}^{n+1} \frac{1}{x_j} \right) \right] \mathbf{r}; \quad \mathbf{l} = \frac{\mathbf{p} + \mathbf{k}}{2}; \quad \mathbf{r} = \frac{\mathbf{p} - \mathbf{k}}{2}.$$

С помощью полученного представления (2) были изучены эффекты больших расстояний в процессах жесткого рассеяния адронов [46]. Оно позволяет существенно упростить исследование рассеяния частиц со спином на малые углы. В этой области вклад эффектов малых расстояний несуществен, и динамика сильных взаимодействий определяется большими расстояниями. Можно показать [46], что функция плотности, соответствующая мягкой части квазипотенциала, сосредоточена в области конечных  $x$ . Это позволяет заключить, что все сдвиги  $\lambda_i$  в (2) оказываются порядка большого импульса  $\lambda_i \sim 1$  и можно заменить динамические факторы, входящие в (2), их разложениями вблизи точки  $\lambda_i \sim 1$ . В результате для главного члена амплитуды рассеяния получаем [57]:

$$\hat{T}_{n+1}(s, t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \left( \frac{i}{8p} \right)^n \int d^2 \rho e^{i\Delta \rho} \int_{-\infty}^{\infty} dz_1 \dots dz_{n+1} \theta(z_1 - z_2) \times$$

$$\times \theta(z_2 - z_3) \times \dots \times \theta(z_n - z_{n+1}) \hat{V}(\rho, z_1, \mathbf{l}) \times$$

$$\times \hat{A}(s, \mathbf{l}) \hat{V}(\rho, z_2, \mathbf{l}) \dots \hat{A}(s, \mathbf{l}) \hat{V}(\rho, z_{n+1}, \mathbf{l}), \quad (3)$$

где  $\hat{V}(\rho, z, l)$  — фурье-образ квазипотенциала:

$$\hat{V}(\rho, z, l) = g(s) \int_0^{\infty} dx \left(\frac{\pi}{x}\right)^{3/2} \hat{\rho}(s, x, l) \exp\left(-\frac{1}{4x}(\rho^2 + z^2)\right).$$

Выражение (3) является обобщением эйконального представления для амплитуды рассеяния частиц произвольного спина. Для вычисления амплитуды рассеяния в каждом конкретном случае необходимо задать явный вид квазипотенциала  $\hat{V}(\rho, z)$  и матрицы  $\hat{A}(s, l)$ . В качестве примера рассмотрим рассеяние бесспиновых частиц. В этом случае  $\hat{A}(s, l)$  имеет вид

$$\hat{A}(s, l) = \frac{4}{\sqrt{m^2 + l^2}} \approx \frac{4}{|p|},$$

а квазипотенциал является скалярной функцией своих аргументов. Тогда из (3) получаем:

$$T_{n+1}(s, t) = \frac{is}{16\pi^3} \int d^2\rho e^{i\Delta\rho} \frac{1}{(n+1)!} \left[ \frac{2i}{s} \int_{-\infty}^{\infty} dz V(\rho, z) \right]^{(n+1)}, \quad (4)$$

что приводит к стандартному эйкональному представлению (B1), причем эйкональная фаза связана с квазипотенциалом соотношением:

$$i\chi(\rho, s) = \frac{2i}{s} \int_{-\infty}^{\infty} dz V(\rho, z, s). \quad (5)$$

Гладкость квазипотенциала обеспечивает малость поправок  $\sim 1/p$ . Получим теперь эйкональные представления для амплитуд мезон-нуклонного рассеяния. В пределе высоких энергий для матрицы  $\hat{A}(s, l)$ , определенной в [34], имеем:

$$\hat{A}(s, l) \underset{s \rightarrow \infty}{\sim} 2\hat{n}(l), \quad \hat{n}(l) = \gamma_0 - \gamma l/|l|. \quad (6)$$

В качестве квазипотенциала используем амплитуду рассеяния мезона на нуклоне в инвариантном виде:

$$\hat{T} = a + \frac{1}{\sqrt{s}} b\hat{Q}, \quad \hat{Q} = (\hat{q}_1 + \hat{q}_2)/2. \quad (7)$$

Здесь  $q_1$  и  $q_2$  — импульсы мезонов в начальном и конечном состояниях. Величина  $1/\sqrt{s}$  введена для того, чтобы амплитуды  $a$  и  $b$  имели одинаковую размерность. В интересующей нас области высокоэнергетического рассеяния на малые углы  $s \rightarrow \infty$ ,  $t$  — фиксировано имеем:

$$\hat{T} = a + b\hat{n}(-l). \quad (8)$$



Для перехода к  $r$ -пространству необходимо сделать фурье-преобразование по переданному импульсу. В результате получаем следующую матричную форму для квазипотенциала мезон-нуклонного взаимодействия:

$$\hat{V}(s, r, l) = a(s, r) + b(s, r) \hat{n}(-l), \quad (9)$$

где квазипотенциалы  $a(s, r)$  и  $b(s, r)$  — фурье-образы амплитуд  $a(s, t)$  и  $b(s, t)$ .

Проведя вычисления матричных элементов в (8), получим для спиральных амплитуд мезон-нуклонного рассеяния [57]:

$$\left. \begin{aligned} T_{++}(s, t) &= \frac{ip}{4\pi^3} \int d^2\rho e^{i\Delta\rho} [1 - e^{\chi_0(\rho)}], \\ T_{+-}(s, t) &= -\frac{i\Delta}{16\pi^3} \int d^2\rho e^{i\Delta\rho} \chi_1(\rho) e^{\chi_0(\rho)}. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \chi_0(\rho) &= \frac{i}{p} \int_{-\infty}^{\infty} dz b(\rho, z); \\ \chi_1(\rho) &= \frac{i}{p} \int_{-\infty}^{\infty} dz a(\rho, z) \times \\ &\times \frac{1}{2} \left[ \exp \left\{ -\frac{i}{p} \int_z^{\infty} dz' b(\rho, z') \right\} + \exp \left\{ -\frac{i}{p} \int_{-\infty}^z dz' b(\rho, z') \right\} \right]. \end{aligned}$$

Соответствующие выражения для квазипотенциалов взаимодействия и спиральных амплитуд  $NN$ -рассеяния приведены в [48].

Покажем теперь, что единое эйкональное представление справедливо при выполнении определенных ограничений на характер энергетической зависимости квазипотенциала. Для этого воспользуемся уравнением для волновой функции эквивалентным уравнению (1):

$$(E^2(-i\nabla) - E^2) \hat{\psi}_p(\mathbf{r}) = \hat{A}(-i\nabla) \hat{V}(E, r) \hat{\psi}_p(\mathbf{r}). \quad (11)$$

Входящие в уравнение величины определены выше.

Эйкональному характеру рассеяния адронов высоких энергий на малые углы соответствует решение уравнения (11) в виде слабоискаженной плоской волны [41]:

$$\hat{\psi}_p(\mathbf{r}) = e^{ipz} \hat{F}_p(\mathbf{r}), \quad (12)$$

где  $\hat{F}_p(\mathbf{r})$  — медленно меняющаяся функция. С помощью операторных разложений получаем уравнение

$$\left( 4p^2 - E^2 - 8ip \frac{\partial}{\partial z} \right) \hat{F}_p(\mathbf{r}) = \hat{A}(p) \hat{V}^+(E, r) \hat{F}_p(\mathbf{r}). \quad (13)$$

Можно показать, что решение вида (12) возможно только в случае, когда имеет место ограничение

$$\hat{A}(\mathbf{p}) \hat{V}^+(E, r) \leq E. \quad (14)$$

Тогда уравнение (13) приобретает вид

$$-8ip \frac{\partial \hat{F}_p(r)}{\partial z} = \hat{A}(\mathbf{p}) \hat{V}^+(E, r) \hat{F}_p(r).$$

Решение этого уравнения может быть записано в форме

$$\begin{aligned} \hat{F}_p(r) = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{i}{8p} \right)^n \int_{-\infty}^{\infty} dz_1 \dots dz_n \theta(z - z_1) \dots \\ \dots \theta(z_{n-1} - z_n) \hat{A}(\mathbf{p}) \hat{V}^+(\rho, z_1) \dots \hat{A}(\mathbf{p}) \hat{V}^+(\rho, z_n), \end{aligned} \quad (15)$$

что приводит к единому эйкональному представлению (3) для амплитуды рассеяния.

Используя асимптотическое поведение матрицы  $\hat{A}(\mathbf{p})$  [45], немедленно получаем из (14) соответствующие ограничения на рост квази-потенциалов с энергией, не противоречащие эйкональному характеру рассеяния адронов на малые углы:

$$\left. \begin{aligned} \hat{V}_{0,0}(E, r) \leq E^2; \quad \hat{V}_{0, \frac{1}{2}}(E, r) \leq E; \\ \hat{V}_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}(E, r) \leq \text{const.} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Отметим, что экспериментальные данные указывают на логарифмический рост полных сечений при  $\sqrt{s} \leq 100$  ГэВ. Нетрудно убедиться, что такому поведению соответствует максимально допустимый рост квази-потенциалов, определяющих амплитуды без переворота спина (см. [48]), при этом радиус взаимодействия должен расти логарифмически. В этом случае получаем ограничения на отношения амплитуд с переворотом и без переворота спина:

$$\left. \begin{aligned} \frac{|M_{+-}^{MN}(s, t)|}{|M_{++}^{MN}(s, t)|} &\leq \frac{1}{\sqrt{s}}; \\ \frac{|M_{+-}^{NN}(s, t)|}{|M_{++}^{NN}(s, t)|} &\leq \frac{1}{\sqrt{s}}; \\ \frac{|M_{+-}^{NN}(s, t)|}{|M_{++}^{NN}(s, t)|} &\leq \frac{1}{s}. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Соответственно имеем ограничения на энергетическую зависимость физически наблюдаемых параметров поляризации и дифференциальных сечений:

$$\mathcal{P}(s, t) \leq \frac{1}{\sqrt{s}}; \quad \frac{d\sigma}{dt} = \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{\text{асимпт}} + \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{\text{спин}}, \quad (18)$$

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{\text{спин}} \lesssim \frac{1}{s},$$

которые не противоречат эксперименту [8].

Таким образом, требование о справедливости эйконального характера рассеяния адронов высоких энергий приводит к ограничениям сверху на энергетическую зависимость квазипотенциалов и спиральных амплитуд, и, как результат, спиновые эффекты в области малых углов рассеяния должны быстро вымирать с ростом энергии.

## 2. РАССЕЯНИЕ ЧАСТИЦ В СЛУЧАЕ БЫСТРО РАСТУЩИХ С ЭНЕРГИЕЙ КВАЗИПОТЕНЦИАЛОВ

Рассмотрим теперь на простом примере рассеяния бесспиновых частиц следствия, к которым приводит нарушение ограничения (16). Покажем, что в этом случае эйкональное представление может модифицироваться.

В высокоэнергетическом рассеянии на малые углы квазипотенциальное уравнение эквивалентно уравнению Шредингера с потенциалом, зависящим от энергии. В этом случае ограничение на рост потенциала с энергией имеет вид

$$V_{\text{эф}}(E, r) \leq E. \quad (19)$$

Исследуем возможность быстрого роста эффективного потенциала взаимодействия с аномальным членом, нарушающим ограничение (19):

$$V_{\text{эф}}(E, r) = p^2 a(r) + pb(r). \quad (20)$$

Решения уравнения Шредингера

$$(\nabla^2 + p^2) \phi_p(r) = -V_{\text{эф}}(E, r) \phi_p(r) \quad (21)$$

теперь не может быть найдено в виде слабо искаженной плоской волны (12), так как правая и левая части уравнения одинаково растут с энергией. Поэтому ищем его в виде

$$\phi_p(r) = \exp(ipx(r)) F(r) \quad (22)$$

с граничным условием  $\phi_p(r) \rightarrow \exp(ipz)$  при  $z \rightarrow -\infty$ .

Потребуем, чтобы в пределе высоких энергий поперечные компоненты импульса в процессе рассеяния были малы по сравнению с продольным импульсом налетающей частицы. Это условие означает,

что мы ограничиваемся здесь малыми углами рассеяния. В результате имеем следующую систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{d\kappa}{dz}\right)^2 &= 1 + a(r); \\ 2 \frac{d\kappa}{dz} \frac{dF}{dz} + \left(\frac{d^2\kappa}{dz^2} + \frac{1}{i} b(r)\right) F(r) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

Отсюда легко находим решение для волновой функции

$$\begin{aligned} \phi_p(r) = e^{ipz} \exp \left[ ip \int_{-\infty}^z (\sqrt{1+a(r)} - 1) dz - \right. \\ \left. - \frac{1}{2i} \int_{-\infty}^z \frac{b(r) dz}{\sqrt{1+a(r)}} - \frac{1}{4} \ln(1+a(r)) \right] \end{aligned} \quad (24)$$

и соответствующее ему представление для амплитуды рассеяния [63]:

$$\begin{aligned} T(\mathbf{p}, \mathbf{k}) = \frac{p}{(2\pi)^3} \int d^2\rho e^{i\Delta\rho} \int_{-\infty}^{\infty} dz \left\{ (pa(r) + \right. \\ \left. + b(r)) \exp \left[ ip \int_{-\infty}^z (\sqrt{1+a(r)} - 1) dz - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{1}{2i} \int_{-\infty}^z \frac{b(r) dz}{\sqrt{1+a(r)}} - \frac{1}{4} \ln(1+a(r)) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (25)$$

которое не имеет эйкональной формы. Таким образом, нарушение ограничения (14) может приводить к разрушению эйконального представления для амплитуды рассеяния на малые углы.

Рассмотрим теперь, как происходит рассеяние частиц в присутствии аномального члена потенциала. В этом случае система описывается волновой функцией, существенно отличающейся от свободной.

Действуя на полученную волновую функцию оператором импульса, найдем его продольную и поперечную компоненты:

$$\left. \begin{aligned} p_z &\sim p \sqrt{1+a(r)}, \\ p_{\perp} &\sim p \int_{-\infty}^z \frac{da(r)}{d\rho} / (2\sqrt{1+a(r)}) dz. \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

Таким образом, внутри области взаимодействия происходит изменение продольного импульса частицы и появляется отличная от нуля поперечная компонента, вследствие чего искажается фронт плоской волны. Внутри радиуса взаимодействия действие потенциала оказывается настолько сильным, что происходит некоторое отклонение

частицы от прямолинейной траектории. Это с необходимостью приводит к увеличению эффективного радиуса взаимодействия, а следовательно, и полных сечений. В этом мы убедимся ниже.

Отметим здесь, что найденные нами решения для волновой функции (24) и амплитуды рассеяния справедливы, вообще говоря, в случае малости поперечной компоненты импульса по сравнению с продольной. Используя (26), имеем:

$$\frac{p_{\perp}}{p_z} \sim \frac{\int_{-\infty}^z \frac{da(r)}{dp} / (2\sqrt{1+a(r)}) dz}{\sqrt{1+a(r)}} \ll 1,$$

что выполняется при малости аномального члена квазипотенциала:

$$a(r) \ll 1. \tag{27}$$

В этом случае отклонение частицы от прямолинейной траектории будет малым и эйкональный характер процесса рассеяния приближенно должен сохраняться. Действительно, при выполнении условия (27) выражение (25) переходит в эйкональное представление для амплитуды рассеяния

$$T(p, \mathbf{k}) = \frac{ip}{4\pi^3} \int d^2\rho e^{i\Delta\rho} \left[ 1 - \exp \left[ -\frac{1}{2ip} \int_{-\infty}^{\infty} dz (p^2 a(r) + pb(r)) \right] \right]. \tag{28}$$

При наличии аномального члена квазипотенциала эйкональная фаза в (28) содержит быстро растущий с энергией член  $p^2 a(r)$ , который начнет доминировать при сверхвысоких энергиях. В этой области для аномального члена эйкональной фазы, имеющей при больших прицельных расстояниях форму

$$-\frac{p}{2i} \int_{-\infty}^{\infty} dz a(r) \sim -p\lambda e^{-(\rho^2/R^2)^\gamma},$$

получаем оценку для полных сечений:

$$\sigma_{\text{tot}} \sim R^2 [\ln |p\lambda|]^{1/\gamma}. \tag{29}$$

Следовательно, аномальное поведение эйкональной фазы приводит к росту полных сечений. При этом ограничение Фруассара допускает только корневые ветвления ( $\gamma = 1/2$ ) эйкональной фазы, что соответствует квазипотенциалам, представимым в виде суперпозиции потенциалов Юкавы. Отсутствие быстрого роста полных сечений в области энергий ISR еще раз указывает на достаточно малое значение аномального члена потенциала.

В результате можно сделать вывод, что нами получены определенные ограничения на зависимость квазипотенциалов от энергии, при выполнении которых справедливо эйкональное представление для

амплитуды рассеяния на малые углы. Следствием нарушения этих ограничений является модификация эйконольного представления. Проведенный анализ указывает на малость возможных аномальных членов квазипотенциала.

Рассмотрим теперь рассеяние частиц со спином. Квазипотенциал, описывающий рассеяние мезонов на нуклонах, имеет матричную форму (9). С помощью (9) нетрудно убедиться, что спиновые эффекты, слабо зависящие от энергии, возникают при следующем росте квазипотенциала  $a(s, r)$  с энергией:

$$a(s, r) \sim (s/2) \alpha(r).$$

Квазипотенциальное уравнение для частиц со спинами 0 и 1/2 может быть сведено к двухкомпонентному уравнению вида [55]:

$$(\nabla^2 + p^2) \hat{\phi}_p(r) = -\hat{V}_{\text{эф}}(s, r) \hat{\phi}_p(r),$$

где  $\hat{V}_{\text{эф}}(s, r)$  имеет сложный вид, однако его главный асимптотический по  $s$  член является скалярным потенциалом [56]:

$$\hat{V}_{\text{эф}}^{\text{ac}}(s, r) = -p^2 \alpha^2(r).$$

В результате приходим к уравнению типа уравнения Шредингера с эффективным потенциалом, аномально быстро растущим с ростом энергии. Для него справедливы все результаты, полученные выше. Это позволяет сделать вывод о том, что при слабой энергетической зависимости спиновых эффектов эйконольное представление модифицируется. Детальное исследование мезон-нуклонного рассеяния в этом случае проведено в [63]. Здесь мы рассмотрим более подробно  $NN$ -рассеяние. Квазипотенциальное уравнение для волновой функции двух частиц со спинами 1/2 и массами  $m$  в с.ц.м. может быть записано в виде [32]:

$$[E - \hat{I} \otimes \hat{H}(-i\nabla) - \hat{H}(i\nabla) \otimes \hat{I} + \gamma_0 \otimes \gamma_0 \hat{V}(E, r)] \hat{\psi}_p(r) = 0, \quad (30)$$

где

$$\begin{aligned} \hat{H}(i\nabla) &= m\gamma_0 + i\alpha\nabla; \\ E = \sqrt{s} &= 2\sqrt{m^2 + p^2} \simeq 2p; \end{aligned}$$

$p$  — импульс частицы в начальном и конечном состояниях, а  $\hat{I}$  — единичная матрица  $4 \times 4$ . Квазипотенциал  $\hat{V}(E, r)$  выберем, исходя из релятивистски-инвариантной формы для амплитуды рассеяния в пределе высоких энергий, и учтем аномальные члены, приводящие к слабой энергетической зависимости спиновых эффектов:

$$\begin{aligned} \hat{V}(E, r) &= \frac{\sqrt{s}}{2} \alpha(E, r) + a(E, r) + [\hat{I} \otimes \hat{n}(-1) + \hat{n}(1) \otimes \hat{I}] \times \\ &\times \left[ \frac{\sqrt{s}}{2} \beta(E, r) + b(E, r) \right] + \hat{n}(1) \otimes \hat{n}(-1) d(E, r). \quad (31) \end{aligned}$$

Для решения уравнения (30) шестнадцатикомпонентную волновую функцию  $\hat{\psi}_p(\mathbf{r})$  будем искать в виде

$$\hat{\psi}_p(\mathbf{r}) = \begin{bmatrix} f_1(\mathbf{r}) \\ f_2(\mathbf{r}) \\ f_3(\mathbf{r}) \\ f_4(\mathbf{r}) \end{bmatrix} \chi(\mathbf{p}) \otimes \chi(-\mathbf{p}), \quad (32)$$

где  $f_1, f_2, f_3$  и  $f_4$  — четырехрядные матрицы;  $\chi(\mathbf{p})$  и  $\chi(-\mathbf{p})$  — свободные двухкомпонентные спиноры, соответствующие 1-й и 2-й частицам.

Для функций  $f_i$  может быть записана система уравнений, из которой найдем соответствующее уравнение для каждой из компонент. Так, для функции  $f_1$ , выбранной в форме (22), имеем [49]:

$$\left[ \tilde{A}_{1p} + \tilde{A}_0 - (\tilde{B}_{1p} + \tilde{B}_0) \frac{1}{A_{1p} + A_0} (B_{1p} + B_0) \right] F(r) = 0, \quad (33)$$

где

$$\begin{aligned} A_1 &= 2 \left( 1 + \frac{\alpha}{2} - \beta - \varepsilon_+ \varphi_+ \right); \\ A_0 &= 2(m - b) - (a + d) + 2i(\partial_z \varphi_+) + 4i\varphi_+ \partial_z + 4(d - b)\varphi_+ + \\ &\quad + 2(d - 2a)\varphi_+^2 - (i\sigma^{(1)}, \nabla|_z \varphi_+) - (i\sigma^{(2)}, \nabla|_z \varphi_+); \\ B_1 &= 2\varepsilon_+ \varphi_- \sigma_z^{(1)} \sigma_z^{(2)}; \\ B_0 &= -i\varphi_- (\sigma_z^{(1)} \sigma^{(2)} \nabla + \sigma_z^{(2)} \sigma^{(1)} \nabla) - i(\sigma_z^{(1)} \sigma^{(2)} \nabla + \sigma_z^{(2)} \sigma^{(1)} \nabla) \varphi_+ - \\ &\quad - [d + 2(d - b)\varphi_- + 2(d + b)\varphi_+ + 2(a + 2b)\varphi_+ \varphi_-] \sigma_z^{(1)} \sigma_z^{(2)} - \\ &\quad - \frac{1}{2} \beta (\varphi_+ - \varphi_-) (\sigma_{\perp}^{(1)} \sigma_z^{(2)} - \sigma_{\perp}^{(2)} \sigma_z^{(1)}) \Delta; \\ \varphi_{\pm} &= \varepsilon_{\pm} / (2 - \alpha), \quad \varepsilon_{\pm} = (\partial_z \kappa) \pm \beta. \end{aligned}$$

Здесь

$$\sigma^{(1)} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \otimes \sigma, \quad \sigma^{(2)} = \sigma \otimes \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix},$$

$\sigma$  — матрицы Паули. Операторы  $\tilde{A}_1, \tilde{A}_0, \tilde{B}_1, \tilde{B}_0$  получаются соответственно из  $A_1, A_0, B_1, B_0$  заменой

$$\beta \rightarrow -\beta, \quad b \rightarrow -b, \quad m \rightarrow -m, \quad \sigma^{(1)} \leftrightarrow \sigma^{(2)}.$$

Разлагая левую часть уравнения (33) [по степеням  $1/p$  и приравнявая нулю коэффициенты при двух старших степенях, с учетом малости аномальных членов квазипотенциала  $\alpha \ll 1, \beta \ll 1$  получаем следующие уравнения для функций  $\kappa$  и  $F$ :

$$\frac{d\kappa(r)}{dz} = 1 - \frac{\alpha^2(r)}{8} - 2\beta^2(r); \quad (34)$$

$$\frac{dF(r)}{dz} = \frac{1}{2i} \left\{ 4d(r) - [\sigma^1 + \sigma^{(2)}, n_p]_z \frac{d\beta(r)}{dp} \right\} F(r). \quad (35)$$

Из (34) и (35) имеем [49]:

$$\kappa(r) = z - 2 \int_{-\infty}^z \left( \beta^2(\rho, z') + \frac{\alpha^2(\rho, z')}{16} \right) dz';$$

$$F(\mathbf{r}) = \exp \left[ \frac{2}{i} \int_{-\infty}^z d(\rho, z') dz' \right] \left\{ 1 + \frac{1}{4} [J^{(1)}(\beta; \mathbf{r}) + J^{(2)}(\beta; \mathbf{r})] \right\}, \quad (36)$$

где

$$J^{(1, 2)}(\beta; \mathbf{r}) = \frac{2}{i} [\sigma^{(1, 2)}, \mathbf{n}_\rho]_z \int_{-\infty}^z \frac{d\beta(\rho, z')}{d\rho} dz'; \quad \mathbf{n}_\rho = \frac{\rho}{|\rho|}.$$

В результате решение уравнения (30) может быть записано в виде

$$\hat{\psi}_p(\mathbf{r}) \simeq \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ \sigma_z^{(1)} \left( 1 + \frac{\alpha}{2} + 2\beta - \frac{1}{p} J^{(1)}(d; \mathbf{r}) \right) \\ -\sigma_z^{(2)} \left( 1 + \frac{\alpha}{2} + 2\beta - \frac{1}{p} J^{(2)}(d; \mathbf{r}) \right) \\ -\sigma_z^{(1)} \sigma_z^{(2)} \left( 1 + 4\beta - \frac{1}{p} (J^{(1)}(d; \mathbf{r}) + J^{(2)}(d; \mathbf{r})) \right) \end{bmatrix} \times \\ \times e^{i p \kappa(r)} F(\mathbf{r}) \chi(\mathbf{p}) \otimes \chi(-\mathbf{p}). \quad (37)$$

Определяя амплитуду рассеяния соотношением

$$T_-(\mathbf{p}', \mathbf{p}) = \frac{1}{4\pi} \int d\mathbf{r} \bar{\psi}_p^{(0)}(\mathbf{r}) \hat{V}(\mathbf{r}) \psi_p(\mathbf{r}),$$

получаем в пределе  $p \rightarrow \infty$  с помощью свободного решения уравнения (30)

$$\bar{\psi}_p^{(0)} \simeq \frac{\chi^+(\mathbf{k}) \otimes \chi^+(-\mathbf{k})}{2} \left[ 1, -\sigma_z^{(1)} + \frac{1}{p} \sigma_\perp^{(1)} \Delta_\perp, \sigma_z^{(2)} - \frac{1}{p} \sigma_\perp^{(2)} \Delta_\perp, \right. \\ \left. -\sigma_z^{(1)} \sigma_z^{(2)} + \frac{1}{p} (\sigma_z^{(1)} \sigma_\perp^{(2)} + \sigma_z^{(2)} \sigma_\perp^{(1)}) \Delta \right] e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}$$

амплитуду рассеяния вида

$$T(\mathbf{k}, \mathbf{p}) = \chi^+(\mathbf{k}) \otimes \chi^+(-\mathbf{k}) [T_{++}, ++(\mathbf{k}, \mathbf{p}) + i\sigma_y^{(1)} T_{++}, +-(\mathbf{k}, \mathbf{p}) + \\ + i\sigma_y^{(2)} T_{++}, -(\mathbf{k}, \mathbf{p})] \chi(\mathbf{p}) \otimes \chi(-\mathbf{p}),$$



где

$$\left. \begin{aligned}
 T_{++,+}(\mathbf{k}, \mathbf{p}) &= \frac{i}{2\pi^2} \int \rho d\rho J_0(\rho\Delta) [1 - e^{\chi_0(s, \rho)}]; \\
 T_{++,-}(\mathbf{k}, \mathbf{p}) &= T_{++,-}(\mathbf{k}, \mathbf{p}) = \\
 &= -\frac{1}{2\pi^2} \int \rho d\rho J_1(\rho\Delta) \chi_1(s, \rho) e^{\chi_0(s, \rho)}; \\
 \chi_0(s, \rho) &= -\frac{2}{i} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ d(\rho, z) - \frac{\sqrt{s}}{2} \left[ \beta^2(\rho, z) + \frac{\alpha^2(\rho, z)}{16} \right] \right\} dz; \\
 \chi_1(s, \rho) &= \frac{1}{2i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\beta(\rho, z)}{d\rho} dz.
 \end{aligned} \right\} (38)$$

Отметим, что здесь найдены лишь главные члены амплитуды рассеяния без переворота и с однократным переворотом спина. В случае энергетической зависимости квазипотенциала взаимодействия вида (31) отношение амплитуд с переворотом и без переворота спина имеет следующий вид:

$$\frac{|T_{++,-}(s, t)|}{|T_{++,+}(s, t)|} \sim \text{const}; \quad \frac{|T_{+,-}(s, t)|}{|T_{++,+}(s, t)|} \sim \frac{1}{\sqrt{s}}.$$

Таким образом, мы получили модифицированные эйкональные представления для амплитуд нуклон-нуклонного рассеяния (38), которые справедливы при малых аномальных членах квазипотенциалов (31).

По форме эти выражения совпадают со стандартным эйкональным представлением. Отличие состоит в наличии у эйкональной фазы  $\chi_0$  члена, растущего как  $\sqrt{s}$ , который содержит малые по значению квадраты аномальных членов квазипотенциала. Эти члены имеют спиновую природу. Действительно, нетрудно убедиться, что квазипотенциалы  $\beta$  и  $\alpha$  определяют главные члены амплитуд с переворотом спина одной или двух частиц. Амплитуда без переворота спина может быть получена многократным рассеянием на квазипотенциале  $d(s, r)$ , а также двукратным рассеянием на квазипотенциалах  $\beta$  и  $\alpha$ . В нормальном случае такие члены степенным образом подавлены, однако, в аномальном случае становятся определяющими при  $s \rightarrow \infty$ .

Отметим, что эйкональные фазы, содержащие квадраты квазипотенциалов, ранее были получены в [55, 56]. В них также возникают растущие члены в случае спиновых эффектов, слабо зависящих от энергии.

Такие аномальные члены эйкональной фазы несут существенны при низких энергиях. При сверхвысоких же энергиях их следствием является быстрый рост полных сечений и ряд других эффектов, подробное обсуждение которых будет дано ниже.

### 3. ДИНАМИКА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И СТРУКТУРА АДРОНА НА БОЛЬШИХ РАССТОЯНИЯХ

С помощью найденных выражений для физических величин может быть детально исследовано рассеяние частиц со спином на малые углы и таким образом получена информация о динамике сильных взаимодействий при высоких энергиях. Для этого с помощью модельных представлений необходимо определить мягкий квазипотенциал, являющийся борновским членом амплитуды рассеяния. Для решения поставленной проблемы следует понять структуру  $t$ -канальных вкладов, определяющих динамику взаимодействия адронов высоких энергий на больших расстояниях.

Представим борновский член амплитуды рассеяния в виде суммы  $t$ - и  $u$ -канальных вкладов:

$$T(s, t, u) = T(s, t) + T(s, u), \quad (39)$$

где  $T(s, t)$  и  $T(s, u)$  имеют пики при рассеянии вперед и назад соответственно. Первый член суммы (39) имеет вид (B2), для второго справедливо представление

$$T(s, u) = g(s) \int_0^{\infty} dy \rho_u(s, y) e^{y^2}. \quad (40)$$

В области  $|t|/s \ll 1$  естественно рассматривать вклад в амплитуду (39) только  $t$ -канального члена.

С помощью обратного преобразования Лапласа может быть вычислена функция плотности  $\rho_t(s, x)$  в (B2):

$$g(s) \rho_t(s, x) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{i\infty} dt e^{-xt} T(s, t). \quad (41)$$

Замыкая контур интегрирования в область положительных  $t$ , имеем:

$$g(s) \rho_t(s, x) = \frac{1}{\pi} \int_{t_0}^{\infty} dt e^{-xt} \text{Im}_t T(s, t) + (\text{вклад полюсных членов}). \quad (42)$$

Представление (42) для функции плотности может быть без труда получено из дисперсионных соотношений для амплитуды рассеяния при фиксированных  $s$ .

Представление (42) по своей форме близко к правилам сумм [24]. Оно может рассматриваться как правило сумм для определения параметров мягкой части функции плотности с помощью вычисленной мнимой части амплитуды  $T(s, t)$  на  $t$ -канальном разрезе.

Отметим, что при изучении высокоэнергетического рассеяния адронов на малые углы можно рассмотреть в (42) только вклады главных асимптотических членов амплитуды рассеяния. В этом случае в (42) можно пренебречь полюсными членами. Как показано выше,

в области фиксированных  $t$ , которая определяется взаимодействием частиц на расстояниях порядка размера адрона, в функции плотности существенными оказываются  $x \gtrsim 1$  ГэВ<sup>-2</sup>. Наличие экспоненциального фактора  $e^{-xt}$  в (42) позволяет ограничиться в этом случае вкладами ближайших особенностей в  $t$ -канале. Поэтому при вычислении мнимой части амплитуды рассеяния учтем в условии унитарности только упругие вклады, соответствующие двух  $\pi$ -мезонному разрезу. Учитывая в амплитудах рассеяния, входящих в условие унитарности, полюсной и асимптотический члены, получаем, что существенный вклад в  $\text{Im}_t T(s, t)$  дают треугольные особенности

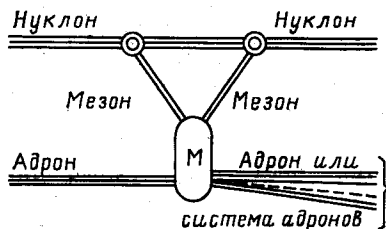


Рис. 1. Вклад двухмезонного обмена в адрон-адронные процессы на больших расстояниях

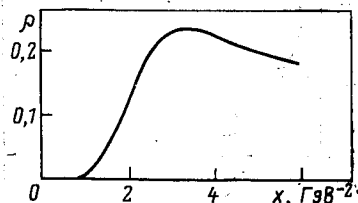


Рис. 2. Вклад треугольной особенности в функцию плотности  $\rho_t^{NN}(s, x)$

в  $t$ -канале, изображенные на рис. 1. Они связаны с учетом  $\pi$ -мезонного облака адронов и, таким образом, определяются структурой частиц на больших расстояниях.

Для амплитуды  $\pi N$ -рассеяния, вид которой важен при вычислении вклада диаграмм рис. 1 в интеграл (42), воспользуемся простейшей аналитической формой

$$T_{\pi N}(s, t) \sim is \exp[-b\sqrt{m^2 - t}]$$

с параметрами, определенными из экспериментальных данных по высокоэнергетическому  $\pi N$ -рассеянию при передачах  $|t| \leq 1$  ГэВ<sup>2</sup>. Найденный с помощью правила сумм (42) вклад треугольной особенности в функцию плотности  $\rho_t^{NN}(s, x)$  быстро, экспоненциально падает при малых и больших  $x$  и имеет широкий максимум при  $x \sim 3$  ГэВ<sup>-2</sup> (рис. 2). Эта функция может быть аппроксимирована выражением

$$\rho_t^{NN}(s, x) \sim is \exp\left[-\frac{c^2}{4x} - d^2x\right]$$

при следующих значениях параметров:

$$c \simeq 5 \text{ ГэВ}^{-1}; \quad d \simeq 0,7 \text{ ГэВ}.$$

Этот вклад полностью определяет поведение эйкональной фазы  $pp$ -рассеяния при больших прицельных расстояниях  $\rho \gtrsim 5$  ГэВ<sup>-1</sup>.

Естественно, учтенные в правиле сумм эффекты, определяемые обменом двумя  $\pi$ -мезонами, не могут полностью воспроизвести мягкую часть взаимодействия во всей области изменения прицельного параметра, так как при  $\rho \leq \frac{1}{2\mu_\pi} \sim 4 \text{ ГэВ}^{-1}$  необходимо вычислять

также диаграммы, содержащие, например, неупругие вклады с обменом четырьмя, шестью и т. д. мезонами, а также обмен более тяжелыми состояниями. Учет всех этих эффектов затруднителен. Однако

они имеют центральный характер, и их вклад может быть выделен в виде некоторой функции, имеющей свободные параметры.

Таким образом, с помощью правила сумм (42) показано, что определяющий вклад в функцию плотности в области больших расстояний дают треугольные диаграммы с обменом  $\pi$ -мезонами в  $t$ -канале. Такие же результаты получены в динамической модели взаимодействия адронов [50], учитывающей эффекты мезонного облака частиц, в которой вычислен вклад диаграмм (рис. 1) в амплитуду рассеяния адронов.

Модель основана на близких к работе [58] и достаточно простых динамических представлениях об адроне как объекте, состоящем из жесткой центральной части, которая окружена облаком кварк-анти-

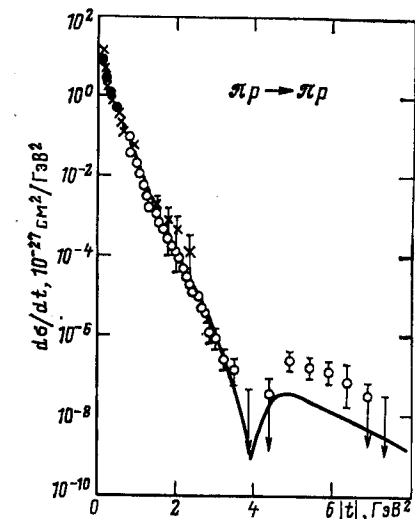


Рис. 3. Дифференциальные сечения  $\pi$ - $p$ -рассеяния при энергии  $F_L = 200 \text{ ГэВ}$

кварковых пар. Она позволила объяснить все основные свойства высокоэнергетического рассеяния адронов в широкой области переданного импульса при энергиях ISR [59, 60]. Заложенные в модели представления естественным образом приводят к медленному изменению наклона дифракционного пика при малых переданных импульсах, наличию единственного дифракционного минимума и малому наклону за вторым дифракционным максимумом, определяемым эффективным радиусом центральной области взаимодействия, который оказывается порядка 0,5 фм. Подчеркнем, что расчеты, проведенные для  $\pi$ - $p$ -рассеяния, предсказали, что дифракционный минимум при  $p_L = 200 \text{ ГэВ}$  возникает в области  $|t| \sim 3,5 \div 4,2 \text{ ГэВ}^2$  [61], что соответствует эксперименту [62] (рис. 3). В бесспиновом случае модель эквивалентна рассмотренным выше вкладам в правила сумм и допускает простое обобщение на случай частиц со спином.

Адекватное описание на основе рассмотренной динамической моде-

ли широкого круга процессов рассеяния адронов позволяет предположить, что использованное в ней представление о структуре адронов на больших расстояниях соответствует физической реальности. Это делает чрезвычайно актуальным ее обобщение на случай взаимодействия частиц со спином.

Рассмотрим адронный процесс с участием нуклона. Вклад эффектов мезонного облака в амплитуду рассеяния может быть изображен диаграммой (см. рис. 1), где  $M$  — амплитуда мезон-адронного подпроцесса, зависящая от переменной  $s'$ .

Соответствующий интеграл для амплитуды рассеяния может быть представлен в следующем виде:

$$T_{\pi}(s, t) = \frac{g^2}{i(2\pi)^4} \int d^4q M(s', t) \varphi[(k-q)^2, q^2] \varphi[(p-q)^2, q^2] \times \\ \times \frac{\bar{u}(p) \gamma_5 (\hat{q} + m) \gamma_5 u(k)}{[q^2 - m^2 + i\epsilon] [(k-q)^2 - \mu^2 + i\epsilon] [(p-q)^2 - \mu^2 + i\epsilon]}, \quad (43) \\ s' = [k + k' - q]^2.$$

Здесь  $m$  и  $\mu$  — массы нуклона и мезона. С помощью функций  $\varphi$  учитывается распределение материи внутри нуклона. Для простоты в амплитуде  $M$  в (43) проведено усреднение по спинам нуклонов. В этом случае она является скалярной величиной. Переходя к переменным светового фронта в (43)  $q_+ = q_0 + q_z = xk_+$ ;  $q_- = q_0 - q_z$ ;  $\mathbf{q}_\perp$  и интегрируя по  $q_-$ , приходим к следующему выражению для матричной структуры, стоящей в числителе (43):

$$\hat{q} - m = \frac{1}{2} xk_+ \gamma_- + \frac{1}{2} \frac{\mathbf{q}_\perp^2 + m^2}{xk_+} \gamma_+ - \mathbf{q}_\perp \gamma_\perp - m. \quad (44)$$

Вычисления [53] показывают, что амплитуда  $\pi N$ -рассеяния, полученная с помощью (43), может быть преобразована к виду:

$$T_{\pi p}(s, t) = \bar{u}(\mathbf{p}) [V \bar{s} \alpha(s, t) + a(s, t) + b(s, t) \hat{n}(-1)] u(\mathbf{k}); \quad (45) \\ \hat{n}(-1) = \gamma_0 + \gamma_1 / |1|; \quad 1 = (\mathbf{p} + \mathbf{k})/2; \quad \alpha \sim a \sim b.$$

Отметим, что вклад в  $\alpha(s, t)$  дают первый и последний члены выражения (44). Он содержит массу промежуточного нуклонного состояния, а также массы рассеивающих нуклонов, которые и являются размерными параметрами, определяющими аномальные (содержащие дополнительный  $\sqrt{s}$ ) члены амплитуды рассеяния.

Для матричных элементов  $MN$ -рассеяния имеем из (45):

$$T_{++}(s, t) \underset{s \rightarrow \infty}{\sim} b(s, t); \quad T_{+-}(s, t) \sim \sqrt{\frac{|t|}{s}} (V \bar{s} \alpha(s, t) + a(s, t)) \underset{s \rightarrow \infty}{\sim} \\ \sim \sqrt{|t|} \alpha(s, t). \quad (46)$$

Таким образом, эффекты мезонного облака адрона приводят к появлению дополнительного члена  $\sim \sqrt{s}$  в скалярной части амплитуды мезон-нуклонного рассеяния и являются возможным динамическим механизмом возникновения слабо изменяющихся с энергией спиновых эффектов.

Подчеркнем, что при изучении вклада мезонного облака адрона в различные реакции в выражении (43) изменяется лишь амплитуда  $M$  (см. рис. 1), что не приводит к изменению структуры выражения (43). Это позволяет сделать вывод о том, что аномальные члены, содержащие дополнительный фактор  $\sqrt{s}$ , должны появляться в любых реакциях, независимо от структуры  $t$ -канального обмена в амплитуде  $M$  (рис. 1). Это позволяет ожидать появления ненулевой, слабо зависящей от энергии поляризации нуклонов в широком классе процессов, включая процессы перезарядки  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ ,  $\pi^- p \rightarrow \eta n$  и другие процессы инклюзивного рассеяния нуклонов, например  $pp \rightarrow \Lambda X$  и т. д. Следует отметить, что слабая зависимость от энергии поляризации в последнем процессе подтверждена экспериментально, однако в этом направлении необходимы дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования.

#### 4. ПЕРИФЕРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В НУКЛОН-НУКЛОННОМ РАССЕЯНИИ ПРИ $\sqrt{s} \leq 100$ ГэВ

Более подробно рассмотрим нуклон-нуклонное рассеяние. Изучение этого процесса наиболее актуально, так как здесь имеется наиболее широкий экспериментальный материал и достигнуты самые высокие энергии.

При рассеянии нуклона на нуклоне в качестве амплитуды в (43) мы должны подставить матричный элемент амплитуды мезон-нуклонного рассеяния

$$T_{\pi N}(s', t) = \bar{u}(-\mathbf{p}) \left[ \frac{\sqrt{s'}}{2} A(s', t) + \left( \frac{\hat{p} + \hat{k}}{2} - \hat{q} \right) B(s', t) \right] u(-\mathbf{k}). \quad (47)$$

Малость аномальных членов амплитуды мезон-нуклонного рассеяния [49] позволяет не учитывать их в (47). В результате можно считать, что инвариантные амплитуды  $A$  и  $B$  имеют слабую зависимость от энергии.

Предполагая, что распределение материи внутри нуклона совпадает с распределением заряда, используем для функции  $\varphi$  в (43) стандартное дипольное приближение:

$$\varphi(l^2, q^2 = m^2) = \beta^4 / (l^2 - \beta^2 - i\epsilon)^2, \quad \beta^2 = 0,71 \text{ ГэВ}^2,$$

что может быть сделано, так как нуклон в промежуточном состоянии находится вблизи массовой поверхности.

Проводя вычисление соответствующих интегралов, получаем, что матричный элемент периферической части амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния в области высоких энергий и малых переданных импульсов может быть представлен в форме [65]:

$$T_{\pi}(s, t) = \bar{u}(-\mathbf{p}) \otimes u(\mathbf{p}) \{ \tilde{a}_{\pi}(s, t) + \tilde{b}_{\pi}(s, t) [\hat{n}(\mathbf{l}) \otimes \hat{I} + \hat{I} \otimes \hat{n}(-\mathbf{l})] + d_{\pi}(s, t) \hat{n}(\mathbf{l}) \otimes \hat{n}(-\mathbf{l}) \} u(-\mathbf{k}) \otimes u(\mathbf{k}). \quad (48)$$

Амплитуды, входящие в (48), имеют следующий вид:

$$\tilde{a}_{\pi}(s, t) = \alpha_{\pi}(s, t) \frac{\sqrt{s}}{2} + a_{\pi}(s, t); \quad (48a)$$

$$\alpha_{\pi}(s, t) = -\frac{4g^2\beta^8}{(2\pi)^3} M \int_0^1 dx x^5 (1-x)^{3/2} J_0(x, t) A(s(1-x), t); \quad (48b)$$

$$a_{\pi}(s, t) = \frac{2g^2\beta^8}{(2\pi)^3} \Delta^2 \int_0^1 dx x^5 \sqrt{1-x} J_2(x, t) A(s(1-x), t); \quad (48b)$$

$$\tilde{b}_{\pi}(s, t) = \beta_{\pi}(s, t) \frac{\sqrt{s}}{2} + b_{\pi}(s, t); \quad (49a)$$

$$\beta_{\pi}(s, t) = -\frac{2g^2\beta^8}{(2\pi)^3} M \int_0^1 dx x^5 (1-x)^2 J_0(x, t) B(s(1-x), t); \quad (49b)$$

$$b_{\pi}(s, t) = \frac{2g^2\beta^8}{(2\pi)^3} \int_0^1 dx x^5 \left\{ \frac{\Delta^2}{2} J_2(x, t) (1-x) B(s(1-x), t) + \right. \\ \left. + \frac{1}{4} \left[ M^2 \frac{(1-x^2)}{x} J_0(x, t) + \Delta^2 J_2(x, t) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{x} J_1(x, t) \right] A(s(1-x), t) \sqrt{1-x} \right\}; \quad (49b)$$

$$d_{\pi}(s, t) = \frac{g^2\beta^8}{(2\pi)^3} \int_0^1 dx x^5 \left[ M^2 \frac{(1-x^2)}{x} J_0(x, t) + \Delta^2 J_2(x, t) + \right. \\ \left. + \frac{1}{x} J_1(x, t) \right] (1-x) B(s(1-x), t). \quad (49g)$$

Интегралы  $J_i(x, t)$  определены в [53].

Квазипотенциалы  $\tilde{a}_{\pi}$  и  $\tilde{b}_{\pi}$  имеют аномальные члены, приводящие к слабой зависимости от энергии спиновых эффектов. Вычисляя интегралы (48) и (49) с помощью гауссовой формы амплитуд мезон-нуклонного рассеяния, получаем, что  $\alpha \sim \beta$ . При этом квазипотенциал  $\beta$  может быть аппроксимирован удобным для конкретных вычисле-

ний выражением:

$$|\beta(r)| \sim H \exp(-M \sqrt{B^2 + r^2}) \quad (50)$$

с параметрами  $H = 132$ ;  $M = 0,80$  ГэВ;  $B = 9,7$  ГэВ<sup>-1</sup>. Из этой аппроксимации видна малость аномального члена квазипотенциала по сравнению с нормальными членами. Как показано выше, в этом случае могут возникать растущие как  $\sqrt{s}$  вклады в эйкональную фазу, содержащие квадрат квазипотенциала  $\beta$ . Отметим, что для последовательного определения квазипотенциала взаимодействия необходимо, вообще говоря, вычисление второго борновского члена амплитуды рассеяния [28]. Это чрезвычайно сложная проблема, так как ее решение требует вычисления в теории поля всех возникающих трехпетлевых диаграмм. Поэтому ниже мы будем использовать амплитуды (38), полученные для квазипотенциалов взаимодействия, определенных в борновском приближении. При этом будем считать, что в общем случае форма выражений (38) сохраняется. Критерием проверки полученных эффектов будет сравнение теории с экспериментальными данными. В результате для квазипотенциалов, соответствующих (48), (49) и с учетом того, что  $\alpha^2/16 \ll \beta^2$ , имеем соотношения (38) для амплитуд  $NN$ -рассеяния с эйкональными фазами:

$$\begin{aligned} \chi_0(s, \rho) &= -\frac{2}{i} \left[ \int_{-\infty}^{\infty} d_{\Pi}(s, r) dz - \frac{\sqrt{s}}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dz \beta^2(s, r) \right] = \\ &= \chi_{\Pi}(s, \rho) + \frac{\sqrt{s}}{2} \chi_{\text{ан}}(s, \rho); \\ \chi_1(s, \rho) &= \frac{1}{2i} \frac{d}{d\rho} \int_{-\infty}^{\infty} \beta(s, r) dz = \frac{d}{d\rho} \tilde{\chi}_1(s, \rho). \end{aligned} \quad (51)$$

Следует отметить, что при высоких энергиях с достаточной степенью точности известна лишь амплитуда  $B(s, t)$  мезон-нуклонного рассеяния. Именно она определяет главные асимптотические члены вычисленных в модели нуклон-нуклонных амплитуд (48), (49). Амплитуда  $A(s, t)$  позволяет определить падающие с энергией периферические вклады в амплитуды с переворотом спина  $NN$ -рассеяния. Как показано выше, они существенны при относительно невысоких энергиях  $E_L \lesssim 100$  ГэВ.

Оценки показывают, что вклад аномальных членов в сечения рассеяния становится существенным лишь при энергиях  $\sqrt{s} \gtrsim 100$  ГэВ, за исключением области дифракционного минимума, где их влияние может быть заметным несколько раньше.

Вычисленные в модели периферические части эйкональных фаз  $\chi_{\Pi}(s, \rho)$  и  $\tilde{\chi}_1(s, \rho)$  при  $\sqrt{s} = 53$  ГэВ приведены на рис. 4.

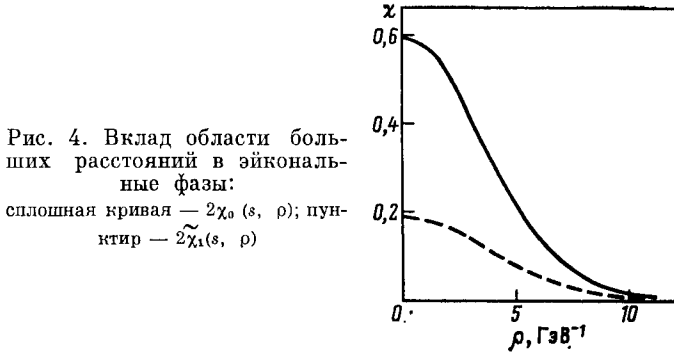


В конкретных вычислениях при анализе экспериментальных данных по  $pp$ -рассеянию использована следующая аппроксимация вычисленных фаз:

$$-\chi_{\Pi}(s, \rho) = h_{\Pi}(b_{\Pi}^2 + \rho^2) [\exp(-\mu'_{\Pi} \sqrt{b_{\Pi}^2 + \rho^2}) + h_{ac} \exp(-\mu''_{\Pi} \sqrt{b_{\Pi}^2 + \rho^2})]; \quad (52a)$$

$$-\chi_{ан}(s, \rho) = 4(1-i)H^2(B^2 + \rho^2)^{1/2} K_1(M \sqrt{B^2 + \rho^2}). \quad (52b)$$

Здесь введен в аномальном члене множитель  $(1-i)$ , что связано с учетом  $s \rightarrow u$  кроссинг-симметричной диаграммы в амплитуде рас-



сеяния. В результате это приводит к асимптотическому равенству сечений  $pp$ - и  $p\bar{p}$ -рассеяния при  $s \rightarrow \infty$ .

В полную эйкональную фазу будут давать также вклады взаимодействия центральных частей адронов, которые мы определим феноменологически в виде

$$-\chi_{\Pi}(s, \rho) = h_{\Pi} \exp(-\mu_{\Pi}(s) \sqrt{b_{\Pi}^2 + \rho^2}), \quad (53)$$

где  $\mu_{\Pi}(s)$  и  $b_{\Pi}$  — эффективные масса и радиус взаимодействия центральных частей адронов.

Для определения энергетической зависимости эффективных масс и радиусов взаимодействия используем гипотезу геометрического скейлинга [64], которая должна приблизительно выполняться в области энергий ISR, и локальные дисперсионные соотношения [65, 66]. В результате для  $\chi_{\Pi}(s, \rho)$  имеем:

$$\chi_{\Pi}(s, \rho) = \chi_{\Pi}(\rho^2/b^2(\kappa_1(s))); \quad \kappa_1(s) = \left[1 + \alpha_{\Pi} \left(\ln s - i \frac{\pi}{2}\right)\right]^{1/2}. \quad (54)$$

Но для  $\chi_{\Pi}(s, \rho)$  зависимость от энергии рассматриваем только в эффективной массе взаимодействия

$$\mu_{\Pi}(s) = \mu_{\Pi}^0/\kappa_2(s); \quad \kappa_2(s) = \left[1 + \alpha_{\Pi} \left(\ln s - \frac{i\pi}{2}\right)\right]^{1/2}. \quad (55)$$

В модели форма периферической части  $1/\sqrt{s}$  члена эйкональной фазы близка к (52). Это позволило использовать для члена  $1/\sqrt{s}$  ту же форму эйкональной фазы. В результате для полной эйкональной фазы амплитуды без переворота спина получаем:

$$\chi_0(s, \rho) = \chi_{II}(s, \rho) (1 + \gamma \chi_{II}(s, \rho)) + g_1 \chi_{II}(s, \rho) + g_2^2 \chi_{an}(s, \rho) \frac{\sqrt{s}}{2} + (A + iB)/\sqrt{s} (\chi_{II}(s, \rho) + g_1 \chi_{II}(s, \rho)), \quad (56a)$$

а для фазы  $\chi_1(s, \rho)$ , которая определяет амплитуду с переворотом спина, медленно изменяющуюся с энергией, имеем:

$$\chi_1(s, \rho) = \rho H g_2 M K_0 (M \sqrt{B^2 + \rho^2}). \quad (56b)$$

С помощью коэффициентов  $g_1$  и  $g_2$  учтено в (56a) и (56b) возможное отклонение от вычисленных в модели эйкональных фаз за счет эффектов других обменов (см., например, [67]), а коэффициент  $\gamma$  в (56a) определяется неупругими эффектами взаимодействия центральных частей адронов.

Для падающих с энергией членов амплитуды с переворотом спина используем простейшую гауссову аппроксимацию:

$$|T(s, t)|^2 = \frac{|t|}{t^2 s} h_{1/V}^2 e^{-2b_1/V s^{-1}|t|}. \quad (56в)$$

Параметры, входящие в (56a) — (56в), определены из анализа экспериментальных данных по дифференциальным сечениям  $pp$ -рассеяния при энергиях  $4,5 \leq \sqrt{s} \leq 540$  ГэВ [68—71, 75]. Количественное описание экспериментальных данных  $\chi^2/\chi^2 = 0,98$  при числе экспериментальных точек  $N = 1227$  (см. также табл. 1 и рис. 5) получено

Т а б л и ц а 1. Описание экспериментальных данных  $pp$ -рассеяния при различных энергиях

Интервал по $t$ , ГэВ <sup>2</sup>	0,03— 0,5	0,07— 1,03	0,035— 2,85	0,02— 3,5	0,05— 14,2	0,05— 10,0	0,03— 0,5	0 ( $\sigma_{tot}$ )
Интервал по $\sqrt{s}$ , ГэВ	4,5— 9,3	9,78	13,6— 18,17	19,4	23,4— 30,5	44,5— 62,1	54,0	4,5— 62,1
$\chi^2/\chi^2$	1,16	0,79	0,9	1,02	0,95	1,05	0,92	0,87
Число экспериментальных точек	95	58	123	170	316	290	84	91

при следующих значениях параметров:  $\mu_{II}^0 = (0,687 \pm 0,005)$  ГэВ;  $b_{II} = (2,185 \pm 0,015)$  ГэВ<sup>-1</sup>;  $\alpha_{II} = 0,188 \pm 0,007$ ;  $\alpha_{II} = 0,031 \pm 0,002$ ;  $A = (1,82 \pm 0,03)$  ГэВ;  $B = (4,02 \pm 0,04)$  ГэВ;  $h_{II} = 4,67 \pm 0,05$ ;  $\gamma = 0,219 \pm 0,002$ ;  $g_1 = 1,0$ ;  $g_2 = 0,85$ .

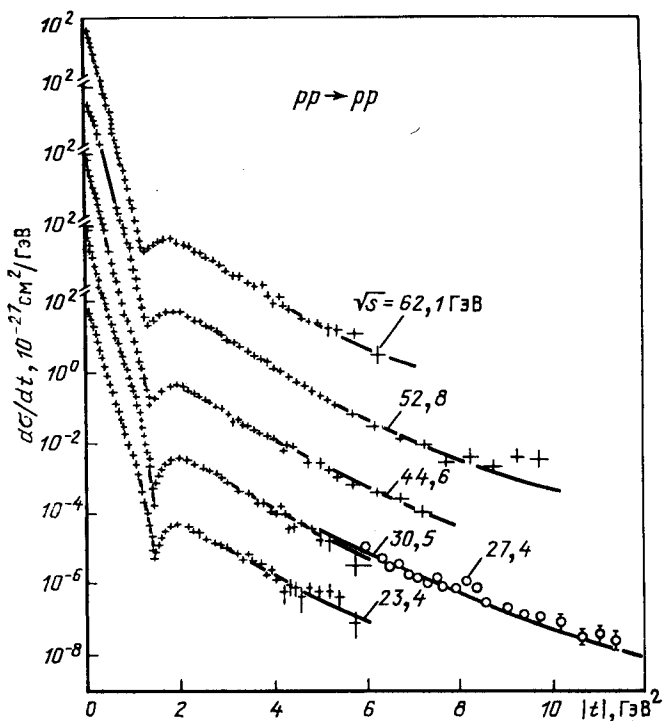


Рис. 5. Дифференциальные сечения  $pp$ -рассеяния в области малых и больших передач импульса (теоретические кривые при всех энергиях проходят практически по экспериментальным точкам, включая области дифракционного минимума и максимума)

Таблица 2. Проверка гипотезы геометрического скейлинга

$\sqrt{s}$ , ГэВ	9,78	13,4	19,4	30,5	62,1	540
$\frac{B(0)}{\sigma_{\text{tot}}}$	0,29	0,3	0,31	0,32	0,32	0,28
$\frac{d\sigma}{dt} \Big _{2\text{-й макс}} \cdot 10^8$ $\sigma_{\text{tot}}^2$	5,9	4,0	3,15	3,0	3,3	48,3

Как видно из табл. 2, в области энергий ISR предполагаемые во многих моделях представления о приближенном геометрическом скейлинге действительно выполняются:

$$\frac{B(0)}{\sigma_{\text{tot}}} \simeq \text{const}; \quad \frac{d\sigma/dt|_{2\text{-й макс}}}{\sigma_{\text{tot}}^2} \simeq \text{const}.$$

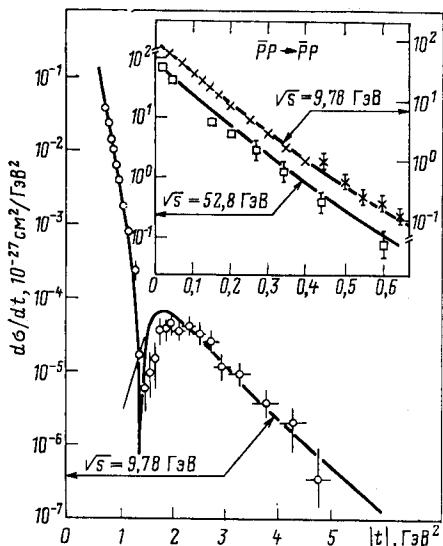


Рис. 6. Предсказания модели для дифференциальных сечений  $\bar{p}p$ -рассеяния для области малых и больших передач импульса

Однако при энергии  $\sqrt{s} = 540$  ГэВ заметно уже существенное отличие, особенно для второго соотношения. Отметим, что, как обнаружено на эксперименте [88], при этой же энергии наблюдается и значительное отклонение от КНО-скейлинга.

Несмотря на то что при анализе экспериментальных данных с помощью формулы (56) вклад аномального члена чувствовался только в области  $0,8 \leq |t| \leq 3$  ГэВ<sup>2</sup>, константа этого члена определяется

достаточно уверенно с 5 %-ной точностью, что подтверждает наличие такого члена в эйкональной фазе. Его вклад в дифференциальные сечения в области дифракционного минимума при  $\sqrt{s} = 60$  ГэВ составил  $\sim 1 \cdot 10^{-32}$  см<sup>2</sup>/ГэВ<sup>2</sup>, т. е. примерно 30 %. Этот результат позволяет рассматривать предсказания модели на значительно более высокие энергии, где вклад аномального члена становится больше, а в области дифракционного минимума — определяющим.

Важным свойством описанной выше модели является возможность ее использования для  $\bar{p}p$ -рассеяния при достаточно низких энергиях. Действительно, амплитуда  $\bar{p}p$ -рассеяния, полученная из (56) с помощью  $s \rightarrow u$ -кроссинга, хорошо согласуется с недавними экспериментальными данными по  $\bar{p}p$ -рассеянию при  $p_L = 50$  ГэВ [69] и  $p_L = 1850$  ГэВ [72] (рис. 6). Наличие ярко выраженной дифракционной структуры в  $\bar{p}p$ -рассеянии при  $p_L = 50$  ГэВ объясняется тем, что в области дифракционного минимума определяющий вклад в дифференциальное сечение дает вещественная часть амплитуды без переверота спина, которая в этом случае примерно в 2 раза меньше [60], чем для  $pp$ -рассеяния. Это является следствием соотношения полных сечений, которое определяет коэффициенты в члене  $1/\sqrt{s} \chi_0$  как  $B \simeq 2,2$  А.

Близость предсказаний модели к экспериментальным данным по  $\bar{p}p$ -рассеянию при достаточно низких энергиях является указанием на малый вклад амплитуд с переверотом спина в дифференциальные сечения рассеяния адронов в широкой области переданного импульса.

Отметим, что при энергиях ISR-коллайдера дифференциальные

сечения  $pp$ - и  $\bar{p}p$ -рассеяния, вычисленные в модели, близки друг к другу, что вполне согласуется с недавними экспериментальными данными, полученными в ЦЕРН [73] в области дифракционного пика.

В области малых переданных импульсов модель приводит к плавному уменьшению наклона дифракционного пика с ростом  $|t|$ . Такое поведение является универсальным для различных адронных реакций при высоких энергиях, что подтверждается экспериментально при  $p_L = 70$  ГэВ (Серпухов) [74],  $p_L = 200$  ГэВ (ФНАЛ),  $\sqrt{s} = 540$  ГэВ (ЦЕРН) [75].

Таким образом, развитая здесь динамическая модель, учитывающая эффекты мезонного облака адрона и спины взаимодействующих частиц, позволяет полностью воспроизвести все известные свойства рассеяния адронов высоких энергий в широкой области переданного импульса. Следствием модели являются малые по значению аномальные члены амплитуды рассеяния, приводящие к спиновым эффектам, медленно изменяющимся с ростом энергии.

Подчеркнем, что самосогласованная картина рассеяния может быть получена лишь при большом радиусе взаимодействия аномального квазипотенциала  $\beta(s, r)$ . Это подтверждает сделанный в модели вывод о периферическом характере быстро растущей с энергией части квазипотенциала взаимодействия.

### 5. ЭФФЕКТЫ НОВОГО МЕХАНИЗМА «СПИНОВОЙ» ДИНАМИКИ СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Результаты, полученные выше, указывают на возможность существования нового механизма «спиновой» динамики сильных взаимодействий при высоких энергиях.

Действительно, при наличии аномально растущего вклада  $\sqrt{s}\beta(s, t)$  в амплитуде  $NN$ -рассеяния (31) приходим к слабой энергетической зависимости спиновых эффектов в борновском члене спиральных амплитуд:

$$T_{++}^{B, ++}(s, t) \sim d(s, t); \quad T_{++}^{B, +-}(s, t) \sim \sqrt{\frac{|t|}{s}} \sqrt{s} \beta(s, t); \quad (57)$$

$$\left. \frac{|T_{++}^{B, +-}(s, t)|}{|T_{++}^{B, ++}(s, t)|} \right|_{t=\text{фикс}} \sim f(\ln s).$$

Подобное поведение амплитуд с переверотом спина характерно для моделей [17, 58, 77—80]. Оно возникает также в развитой выше динамической модели взаимодействия адронов с учетом спинов частиц.

Анализ выражений (51) — (53) позволяет сделать вывод, что механизм динамики сильных взаимодействий при высоких и асимптотически высоких энергиях может иметь различный характер.

Так, в области энергий  $\sqrt{s} \leq 100$  ГэВ, при которых члены вида (526) не дают существенного вклада в эйкональную фазу, спираль-

ные амплитуды  $NN$ -рассеяния имеют стандартную структуру. В этом случае амплитуда без переверота спина определяется перерассеяниями на квазипотенциале  $d(s, r)$ , а амплитуда с переверотом спина — однократным рассеянием на квазипотенциале  $\beta(s, r)$  с последующими перерассеяниями на  $d(s, r)$ .

С ростом энергии члены с двукратным переверотом спина в  $\chi_0$  начинают доминировать, и спиральные амплитуды полностью определяются вкладами квазипотенциала  $\beta(s, r)$ . Как отмечалось выше, растущие с энергией вклады в эйкональную фазу имеют спиновую природу, так как могут возникать только при взаимодействии частиц со спином. Следовательно, при асимптотически высоких энергиях механизм динамики сильных взаимодействий может иметь спиновый характер [54]. Величину физических эффектов, являющихся следствием механизма спиновой динамики при высоких энергиях, можно определить с помощью найденного в предыдущем разделе аномально-го члена квазипотенциала —  $\beta(s, r)$ .

Рассмотрим сначала предсказания модели для поляризационных явлений при  $p_L \geq 100$  ГэВ. Как отмечалось выше, падающие с энергией спиновые эффекты становятся несущественными в этой области, и поведение амплитуды с переверотом спина (38), (51), а следовательно, и поляризации в значительной степени определяется аномальным членом квазипотенциала  $\beta(s, r)$ .

Полученные в модели предсказания для поляризации  $pp$ -рассеяния, основанные на значениях параметров, определенных при анализе дифференциальных сечений, проведены на рис. 7, а (для  $p_L = 200$  и 300 ГэВ). В целом они правильно передают особенности поведения экспериментальных данных [8]. Отметим, что поляризация положительна при малых  $|t|$  и меняет знак при  $|t| \simeq 0,4 \div 0,5$  ГэВ<sup>2</sup>. Смена знака поляризации в этой области переданного импульса обнаружена экспериментально уже при  $p_L = 45$  ГэВ и сохраняется при более высоких энергиях [76].

В рассматриваемой модели этот эффект связан с переходом через нуль главного асимптотического члена амплитуды с переверотом спина, который в основном определяется аномально растущей частью квазипотенциала.

В области низких энергий вклад членов  $1/\sqrt{s}$  амплитуды с переверотом спина приводит к положительной поляризации при  $|t| \leq \leq 1$  ГэВ<sup>2</sup>.

Близкая картина поляризационных явлений при  $p_L \geq 100$  ГэВ также наблюдается в ряде моделей [80—82].

Предсказания модели для поляризации при более высоких энергиях приведены на рис. 7, б. Следует отметить, что слабая энергетическая зависимость поляризации при фиксированных  $|t| = = 0,18$  ГэВ<sup>2</sup> (рис. 8) связана с аномальным поведением амплитуды с переверотом спина [52].

Таким образом, динамическая модель приводит к ряду предсказаний о поведении поляризации при высоких энергиях, для проверки

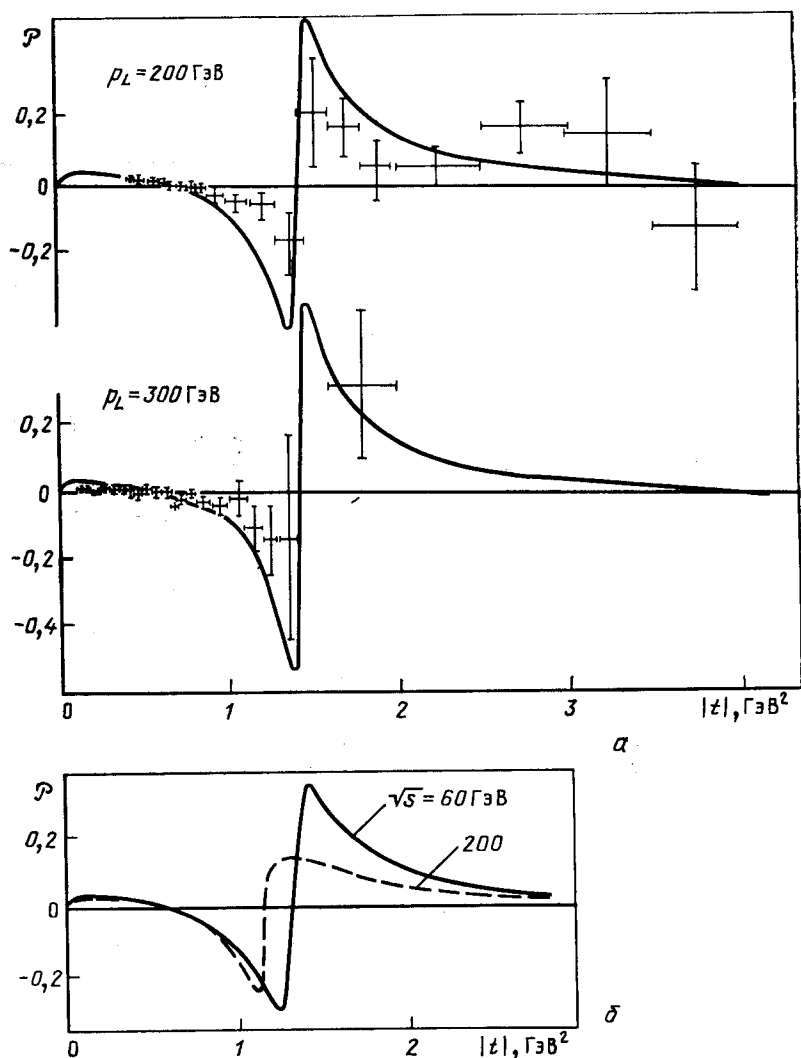


Рис. 7. Сравнение предсказаний динамической модели для поляризации с экспериментом при высоких энергиях (а) и предсказания для поляризации при более высоких энергиях (б)

которых необходимы эксперименты при энергиях  $E_L \gtrsim 500 \text{ ГэВ}$ . Полученные результаты согласуются с данными в экспериментально изученной области. Это позволяет сделать вывод, что в модели правильно вычислен квазипотенциал  $\beta(s, r)$ . Именно он определяет спиновый вклад в эйкональную фазу  $\chi_0$  (52) амплитуды без поворо-

та спина, который может существенно изменить поведение сечений рассеяния при сверхвысоких энергиях.

Определим эффект механизма спиновой динамики при энергиях  $\overline{SppS}$  ЦЕРН. Остановимся сначала на росте полных сечений. Квази-

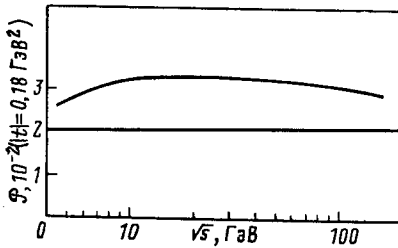


Рис. 8. Зависимость поляризации, полученной в модели при  $|t| = 0,18 \text{ ГэВ}^2$ , от энергии

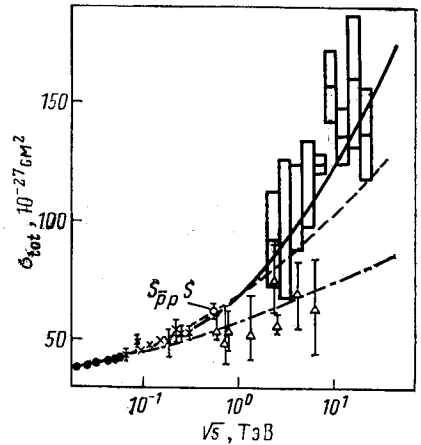


Рис. 9. Полные сечения  $pp$ - и  $\overline{p}\overline{p}$ -рассеяния, вычисленные в модели со спиновым механизмом (сплошная кривая) и без него (штрихпунктир); вычисления Амади (пунктир)

потенциал  $\beta(s, r)$  вида (50) приводит к экспоненциальной асимптотике аномального члена эйкональной фазы при больших прицельных расстояниях

$$\chi_{\text{ан}}(s, \rho) \sim \chi_{\text{ан}}(0) \exp(-2M\rho). \quad (58)$$

В этом случае для полных сечений имеем следующую асимптотику:

$$\sigma_{\text{tot}}(s) \underset{s \rightarrow \infty}{\sim} \frac{\pi}{M^2} \ln^2 \left( \frac{\sqrt{s}}{2} |\chi_{\text{ан}}(0)| \right). \quad (59)$$

Таким образом, следствием рассмотренной модели является быстрый рост сечений при сверхвысоких энергиях, который, однако, не противоречит границе Фруассара и имеет спиновую природу. Полученные результаты для полных сечений вплоть до энергий  $\sqrt{s} = 40 \text{ ТэВ}$  приведены на рис. 9. При энергиях  $\sqrt{s} \leq 100 \text{ ГэВ}$  основной вклад в рост полных сечений дает стандартный механизм, связанный с ростом эффективного радиуса взаимодействия. При более высоких энергиях спиновый механизм становится существенным, его вклад в  $\sigma_{\text{tot}}$  при  $\sqrt{s} = 540 \text{ ГэВ}$  составляет около  $6 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$  [54].

Получаемое в модели отношение

$$\rho = \frac{\text{Re } T(s, 0)}{\text{Im } T(s, 0)}$$



для  $pp$ - и  $\bar{p}p$ -рассеяния находится в хорошем согласии с экспериментом при  $\sqrt{s} \gtrsim 7$  ГэВ (рис. 10). Наличие аномальных членов практически не изменяет энергетической зависимости этой величины.

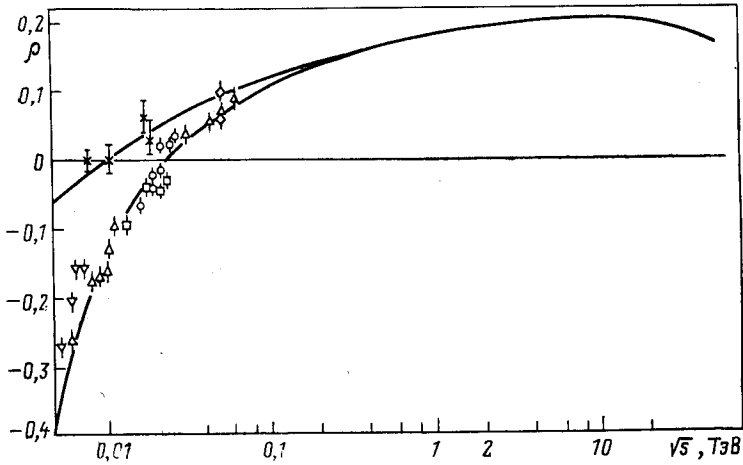


Рис. 10. Отношение  $\rho = \text{Re } T(s, 0) / \text{Im } T(s, 0)$  для  $pp$ - и  $\bar{p}p$ -рассеяния, полученное в модели [верхняя кривая  $\rho(\bar{p}p)$ ]

Отметим, что модель предсказывает следующие значения для наклона дифракционного пика при различных переданных импульсах и  $\sqrt{s} = 540$  ГэВ:

$$B(0) = 16,9 \text{ ГэВ}^{-2}; \quad B(0, 1) = 15,2 \text{ ГэВ}^{-2}; \quad B(0, 3) = 13,6 \text{ ГэВ}^{-2}.$$

Для сравнения приведем данные эксперимента UA-4 [84]:

$$B(0, 1) = (15,2 \pm 0,2) \text{ ГэВ}^{-2}; \quad B(0, 3) = (13,4 \pm 0,13) \text{ ГэВ}^{-2}.$$

При этом модель хорошо описывает экспериментальный материал при малых передачах импульса в достаточно широкой энергетической области от  $\sqrt{s} = 4,5$  ГэВ до  $\sqrt{s} = 540$  ГэВ (см. рис. 11 и табл. 2).

Отметим нестандартное поведение наклона дифракционного пика при изменении  $s$  и  $t$  (рис. 12). Видно, что при  $t$ , близком к нулю,  $B$  растет с энергией примерно как  $\ln s$  при  $\sqrt{s} < 10$  ГэВ. При более высоких энергиях  $B(0)$  начинает расти как  $\ln^2 s$ . В области больших передач импульса  $-t \gtrsim 0,1$  ГэВ<sup>2</sup> у наклона дифракционного пика наблюдается интересная энергетическая зависимость при  $\sqrt{s} > 1$  ГэВ. Так, при  $-t \sim 0,1$  ГэВ<sup>2</sup>  $B$  растет как  $\ln^2 s$ , а при  $-t \sim 0,2-0,5$  ГэВ<sup>2</sup>  $B$  начинает уменьшаться. Такое поведение наклона связано с проявлением в области малых передач импульса аномального спинового члена эйкональной фазы, имеющего периферический характер.

Как уже отмечалось, в области дифракционного минимума аномальный член проявляется при существенно меньших энергиях.

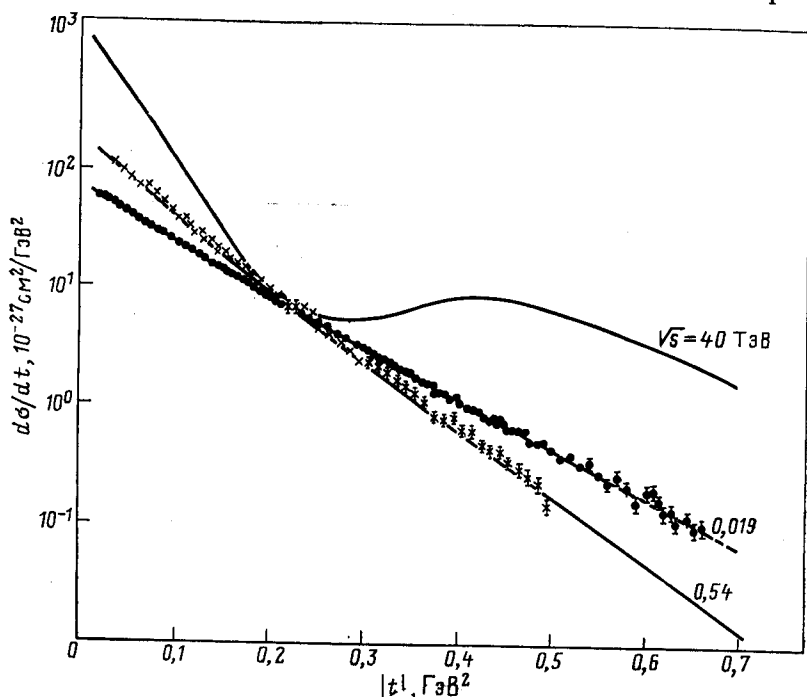


Рис. 11. Дифференциальные сечения в области малых передач импульса для  $pp^-$  и  $pp$ -рассеяния (сплошная кривая), полученные в модели

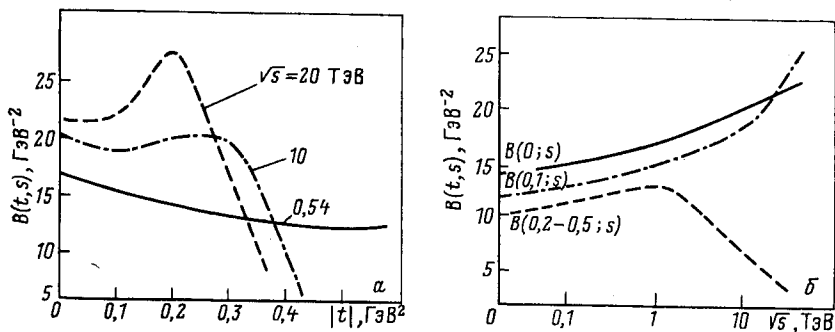


Рис. 12. Полученная в модели зависимость наклона дифференциальных сечений  $B$ :

$a$  — от  $t$  для  $\sqrt{s} = 0,540; 10$  и  $20$  ТэВ;  $b$  — от  $s$  при  $|t| = 0; 0,1$  и  $0,2 + 0,5$  ГэВ<sup>2</sup>

Действительно, следствием быстрого роста с энергией периферического члена эйкональной фазы (51) является быстрое изменение диффе-

ренциальных сечений в области дифракционного минимума и максимума при  $\sqrt{s} \geq 100$  ГэВ. Учет спинового вклада в амплитуде без переворота спина на порядок увеличивает дифференциальные сечения в области  $1 \leq |t| \leq 1,5$  ГэВ<sup>2</sup> при  $\sqrt{s} = 540$  ГэВ. В результате модель предсказывает, что дифракционная структура при энергиях  $\sqrt{s}$  коллайдера ЦЕРН полностью исчезает [54, 83] и в дифференциальных сечениях появляется «плечо» (рис. 13). Для сравнения на рисунке приведены данные эксперимента UA-4 [84], выполненного

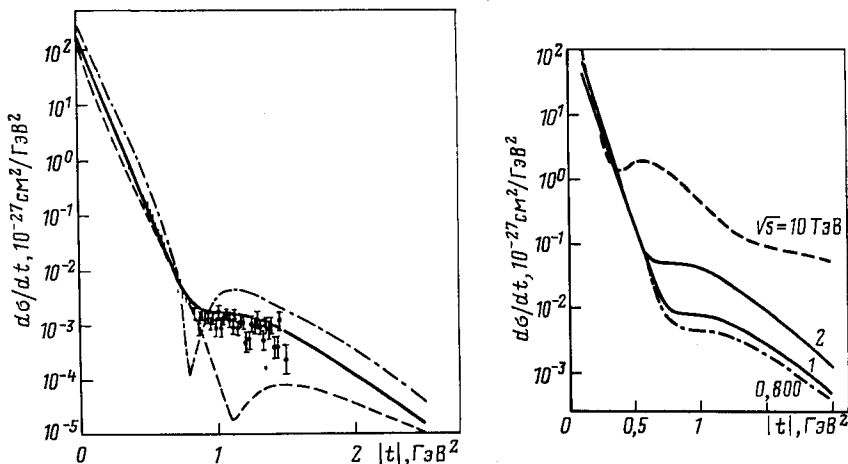


Рис. 13. Предсказания различных моделей для упругого  $\bar{p}p$ -рассеяния при  $\sqrt{s} = 540$  ГэВ:

— — наша модель с учетом «спинового» вклада [83]; — — — — — наша модель без учета спинового вклада (геометрический скейлинг); — · — · — модель Чоу — Янга (факторизованный эйконал) [85]

Рис. 14. Проявления механизма спиновой динамики в дифференциальных сечениях при сверхвысоких энергиях

на  $\sqrt{s}$  коллайдере, которые полностью согласуются с предсказаниями модели. Предсказания динамической модели без учета спинового механизма [57, 60], стандартной модели типа факторизованного эйконала [85] и ряда других моделей (см., например, [83]) отличаются от эксперимента при  $|t| \sim 1,0 \div 1,2$  ГэВ<sup>2</sup> на один-два порядка. Влияние механизма спиновой динамики при различных энергиях можно проследить на рис. 14.

Насколько однозначно определяется это влияние и в каком случае можно будет считать доказанным существование нового спинового механизма взаимодействия адронов? Для этого сравним наши предсказания с предсказаниями некоторых других наиболее работоспособных моделей.

В настоящее время в ряде моделей, как правило, с помощью модификации некоторых представлений получены теоретические значения для дифференциальных сечений  $\bar{p}p$ -рассеяния при  $\sqrt{s} = 540$  ГэВ. Так, в модели [86] получают качественно близкую к эксперименту картину со слабо выраженными дифракционными минимумом и максимумом. Модель основана на представлении о действии в области малых углов рассеяния двух механизмов: «мягкого» — дифракционного и «жесткого» — отвечающего взаимодействию центральных частей

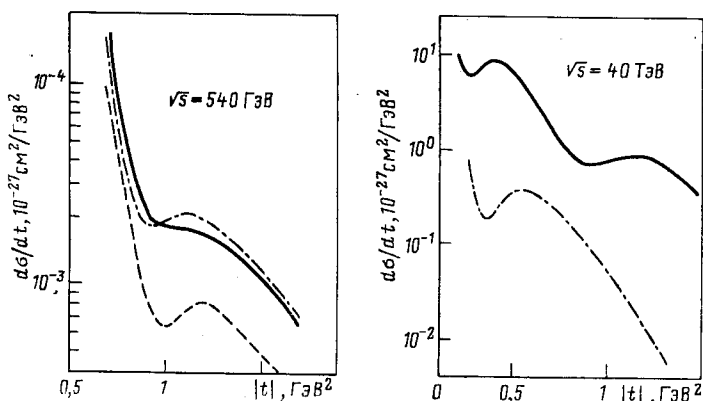


Рис. 15. Предсказания различных моделей для  $\bar{p}p$ -рассеяния при сверхвысоких энергиях:

— — наша модель; — · — — Bourrely C., Soffer J.; — — — — Islam M.

адронов с помощью обмена парами кварков в виде  $\omega$ -мезона. К основным предсказаниям модели относится то, что при дальнейшем росте энергии до  $\sqrt{s} = 40$  ТэВ дифференциальное сечение при  $|t| \sim \sim 1$  ГэВ<sup>2</sup> слабо изменяется, постепенно заполняя дифракционный минимум (рис. 15).

Редже-эйконоальная модель, учитывающая возможность большого вклада трехглюонного обмена в области дифракционного минимума, предложена в [87]. Модель приводит к наличию дифракционного минимума в  $\bar{p}p$ -рассеянии при сверхвысоких энергиях и его отсутствию в  $pp$ -рассеянии уже при  $\sqrt{s} \sim 50$  ГэВ. Это объясняется тем, что амплитуда трехглюонного обмена имеет отрицательную сигнатуру. В результате она сокращается с вещественной частью амплитуды померонного обмена в случае  $pp$ -рассеяния и складывается с ней в случае  $\bar{p}p$ -рассеяния.

Количественно близкие результаты к экспериментальным данным при  $\sqrt{s} = 540$  ГэВ получены в модели [15]. Модель хорошо воспроизводит поляризацию в  $\bar{p}p$ -рассеянии при достаточно низких энергиях [70] и предсказывает большие поляризационные эффекты при сверх-

высоких энергиях [71]. Подчеркнем, что, также как и другие модификации модели Чоу — Янга [88], модель предсказывает, что при сверхвысоких значениях в дифференциальных сечениях вновь возникает дифракционная картина с ярко выраженным минимумом и вторым дифракционным максимумом. Из табл. 3 видны существенные

Таблица 3. Сравнение предсказаний для  $\bar{p}p$ -рассеяния нашей модели и работы [15]

$\sqrt{s}$ , ТэВ		0,540	1	2	10	20	40
$\sigma_{\text{tot}}, 10^{-27} \text{ см}^2$	I	62	67,9	76,1	98,4	109,4	121,2
	II	60,67	69	81	123	146	175
$\sigma_{\text{el}}, 10^{-27} \text{ см}^2$	I		14,9	17,9	26,8	31,4	36,4
	II	12,43	15,4	20,7	42,6	54,1	66,1
$\frac{\sigma_{\text{el}}}{\sigma_{\text{tot}}}$	I	0,21	0,22	0,235	0,27	0,287	0,3
	II	0,205	0,22	0,256	0,35	0,37	0,38
$\rho$	I	0,13	0,128	0,128	0,122	0,118	0,114
	II	0,151	0,175	0,197	0,195	0,195	0,157
$\frac{d\sigma}{dt}, 10^{-24} \text{ см}^2/\text{ГэВ}^2$ $ t  = 1,0 \text{ ГэВ}^2$	I	1,92	3,47	11,2	38,6	49,9	53,7
	II	1,7	7,6	38,8	350,0	440,0	750,0
$B(s, t), \text{ ГэВ}^{-2}$ $0 \leq  t  \leq 0,15 \text{ ГэВ}^2$	I	15,6			18,6	19,6	20,7
	II	15,56	16,14	16,54	19,1	21,8	26

Примечание. I — работа [15]; II — наши предсказания.

различия в предсказаниях моделей для отношения упругих сечений к полным и для отношения вещественной части амплитуды рассеяния к ее мнимой части —  $\rho$ . Отметим, что в нашей модели значение  $\rho$  достигает своего максимума в области  $\sqrt{s} \sim 5$  ТэВ, где оно существенно отличается от предсказаний модели [15].

Таким образом, последовательный учет спиновой структуры взаимодействующих адронов, на основе единого эйконоального представления, приводит к возможности возникновения нового механизма спиновой динамики взаимодействия, который при сверхвысоких энергиях в области малых углов рассеяния становится определяющим. На основе этого механизма в рамках модели, рассматривающей внутреннюю структуру нуклона, с единой точки зрения объяснен весь круг физических явлений адронного упругого рассеяния в широкой области передач импульса при изменении энергии рассеяния от  $4,5 \leq \sqrt{s} \leq 540$  ГэВ. Это позволяет сделать вывод о том, что

на  $\overline{\text{Sp}}\overline{\text{pS}}$ -коллайдере в ЦЕРН, возможно, обнаружены первые проявления механизма спиновой динамики сильных взаимодействий.

Такой механизм приводит к ряду ярко выраженных эффектов для физических величин при сверхвысоких энергиях, которые могут быть проверены на ускорителях следующего поколения (УНК,  $\overline{\text{Sp}}\overline{\text{pS}}$ , ФНАЛ).

Авторы выражают глубокую благодарность В. А. Матвееву, В. А. Мещерякову, А. Н. Тавхелидзе, Д. В. Ширкову за внимание к работе и плодотворные обсуждения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Боголюбов Н. Н., Струминский Б. В., Тавхелидзе А. Н. ОИЯИ Д-1968. Дубна, 1965; Tavkhelidze A. N. // Lectures presented at Seminar Trieste, 1965, Vienna, IAEA, 1965. P. 753—781.
2. Yang C.N., Mills R.L. // Phys. Rev. 1954. Vol. 96. P. 191—195.
3. Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. // ДАН СССР. 1955. Т. 103. С. 203—206; 391—394; Логунов А. А. // ЖЭТФ. 1956. Т. 30. С. 793—795.
4. Логунов А. А., Мествиришвили М. А., Хрусталева О. А. // ЭЧАЯ. 1972. Т. 3. С. 3—64; 517—554.
5. Матвеев В. А. // Тр. XVIII Международной конференции по физике высоких энергий. Тбилиси, 1976. Дубна Д1-10400. С. А5-34; Kamran M. // Phys. Rep. 1984. Vol. 108. P. 272—401.
6. Нурушев С. Б., Юкосава А. // ЭЧАЯ. 1983. Т. 14. С. 620—647; Нурушев С. Б. // Тр. II семинара по спиновым явлениям в физике высоких энергий. Серпухов, 1985. С. 3—26; Bourrely C., Leader E., Soffer J. // Phys. Rep. 1980. Vol. 59. P. 95—297.
7. Зотов Н. П., Русаков С. В., Царев В. А. // ЭЧАЯ. 1980. Т. 11. Вып. 5. С. 1160—1223; Дремин И. М. // УФН. 1983. Т. 141. Вып. 3. С. 517—524.
8. Corcoran M., Ems S.C., Gray S.W. // Phys. Rev. 1980. Vol. D22, N41, P. 2624—2641.
9. Fidencaro G., Fidencaro M., Lanceri M. // Phys. Lett. 1981. Vol. 105B. P. 309—314.
10. Crosbie E. A., Ratner Z.C., Schultz D.F. // Phys. Rev. 1981. Vol. D23. P. 600—603.
11. Cragie N.S., Hidaka K., Jacob M., Renard F.M. // Phys. Rep. 1983. Vol. 99. P. 69—246.
12. Трошин С. М., Тюрин Н. Е. // ИФВЭ 84-85. Серпухов, 1984.
13. Chou T.T., Yang C.N. // Nucl. Phys. 1976. Vol. B107. P. 1—20.
14. Bourrely C., Soffer J., Wu T.T. // Phys. Rev. 1979. Vol. D19. P. 3249—3260.
15. Bourrely C., Soffer J. // Nucl. Phys. 1984. Vol. B247. P. 15—28.
16. Соловьев Л. Д., Шелкачев А. В. // ЭЧАЯ. 1975. Т. 6. С. 571—600.
17. Еднерал В. Ф., Трошин С. М., Тюрин Н. Е. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30. С. 356—360.
18. Трошин С. М., Тюрин Н. Е. // Тр. VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий и квантовой теории поля. ИФВЭ. Серпухов, 1983. Т. 2. С. 79—105; ЭЧАЯ, 1984. Т. 15. Вып. 1. С. 53—93.
19. Копелиович Б. З., Липидус Л. И. // ЯФ. 1974. Т. 19. С. 340—349.
20. Ефремов А. В., Теряев О. В. // ЯФ. 1984. Т. 39. вып. 6. С. 1517—1526.
21. Franklin J. // Proc. High Energy Spin Physics. Brookhaven. 1982. P. 323—325.
22. Wolters G. NIK HEF-H82-8 PRE, 82-12 PRE, 1982.
23. Chetyrkin K.G., Krasnikov N.V., Tavkhelidze A.N. // Phys. Lett. 1978. Vol. 76B. P. 83—84.

24. Shifman M.A., Vainstein A.I., Zakharov V.I. // Nucl. Phys. 1979. Vol. 147B. P. 385—518.
25. Krasnikov N.P., Pivovarov A.A., Tavkhelidze A.N. CERN TH 3422. Geneva, 1982.
26. Назереанко В.А., Радюшкин А.В. // Phys. Lett. 1982. Vol. 115B. P. 410—414.
27. Ioffe B.L., Smilga A.V. // Nucl. Phys. 1983. Vol. 216B. P. 373—407.
28. Logunov A.A., Tavkhelidze A.N. // Nuovo cimento. 1963. Vol. 29. P. 380—399.
29. Faustov R.N. // Nucl. Phys. 1966. Vol. 75. P. 669—681.
30. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. JINR E2-3498. Dubna, 1967.
31. Dasimirov G., Mateev M. // Nucl. Phys. 1967. Vol. 2. P. 218—224.
32. Хелашвили А. А. ОИЯИ P2-4327. Дубна, 1969.
33. Боголюбов П. Н. // ТМФ. 1970. Т. 5. С. 244—252.
34. Гарсеванишвили В. Р., Голоскоков С. В., Матвеев В. А., Слепченко Л. А. // ТМФ. 1972. Т. 11. С. 37—43.
35. Матвеев М. Д., Мир-Касимов Р. М., Скачков Н. Б. // ТМФ. 1972. Т. 10. С. 3—10.
36. Blokhintsev D.I. // Nucl. Phys. 1962. Vol. 31. P. 628—635.
37. Alliluyev S.P., Gershtein S.S., Logunov A.A. // Phys. Lett. 1965. Vol. 18. P. 195—196.
38. Логунов А. А., Хрусталеv О. А. // ЭЧАЯ. 1970. Т. 1. С. 71—90.
39. Кадышевский В. Г., Тавхелидзе А. Н. // Проблемы теоретической физики. Сборник, посвященный Николаю Николаевичу Боголюбову в связи с его шестидесятилетием. М.: Наука, 1969. С. 261—277.
40. Кадышевский В. Г., Мир-Касимов Р. М., Скачков Н.Б. // ЭЧАЯ. 1971. Т. 2. С. 637—690.
41. Гарсеванишвили В. Р., Матвеев В. А., Слепченко Л. А. // ЭЧАЯ. 1970. Т. 1. С. 91—130.
42. Саврин В. И., Тюрин Н. Е., Хрусталеv О. А. // ЭЧАЯ. 1976. Т. 7. С. 21—54.
43. Кулешов С. П., Матвеев В. А., Сисакян А. Н. и др. // ЭЧАЯ. 1974. Т. 5. С. 3—62.
44. Yeung P.S. // Phys. Rev. 1981. Vol. D23. P. 1003—1031; Lo C.Y. // Phys. Rev. 1981. Vol. D23. P. 508—533.
45. Голоскоков С. В., Кулешов С. П., Матвеев В. А., Смондырев М. А. // ЭЧАЯ. 1977. Т. 8. С. 969—988.
46. Голоскоков С. В., Кудиянов А. В., Кулешов С. П. // ЭЧАЯ. 1981. Т. 12. С. 614—650.
47. Голоскоков С. В., Матвеев В. А. // Тр. XIV Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий, ОИЯИ Д2-81-158. Дубна, 1981. С. 205—264.
48. Голоскоков С. В., Кулешов С. П., Селюгин О. В., Тепляков В. Г. // ЯФ. 1982. Т. 35. С. 1000—1005.
49. Голоскоков С. В., Кулешов С. П., Тепляков В. Г. // ТМФ. 1983. Т. 57. С. 35—41.
50. Голоскоков С. В., Кулешов С. П., Селюгин О. В. // ЯФ. 1982. Т. 35. С. 1530—1536.
51. Голоскоков С. В., Кулешов С. П., Селюгин О. В. // Тр. Международного семинара по проблемам физики высоких энергий и квантовой теории поля. Протвинь, 1981. Т. 1. С. 221—232.
52. Голоскоков С. В., Селюгин О. В., Тепляков В. Г. ОИЯИ P2-82-827. Дубна, 1982.
53. Голоскоков С. В., Кулешов С. П., Тепляков В. Г. // ЯФ. 1984. Т. 39. С. 486—492.
54. Голоскоков С. В. // ЯФ. 1984. Т. 39. С. 913—919.

55. Кулешов С. П., Матвеев В. А., Сисаян А. Н. // ТМФ. 1970. Т. 2. № 1. С. 73—79.
56. Голоскоков С. В., Кулешов С. П., Митришкин В. К., Смондырев М. А. // ТМФ. 1975. Т. 24. С. 147—154.
57. Голоскоков С. В., Кулешов С. П., Тепляков В. Г. // ТМФ. 1982. Т. 52. С. 44—50.
58. Pimplin J., Kane G.L. // Phys. Rev. 1975. Vol. D11. P. 1183—1190.
59. Голоскоков С. В., Тепляков В. Г. // ЯФ. 1983. Т. 38. С. 1335—1339.
60. Голоскоков С. В., Кулешов С. П., Селюгин О. В. ОИЯИ Е2-82-109. Дубна, 1982.
61. Goloskokov S. V., Kuleshov S.P., Seljugin O.V. // Intern. conf. on high energy physic. Lissabon, 1981. Vol. 5D. P. 224.
62. Baker W.F., Fartly D.P., Klinger J.S. // Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 47. P. 1683—1686.
63. Голоскоков С. В., Кулешов С. П., Тепляков В. Г. // ЯФ. 1983. Т. 38. С. 173—179.
64. Dias de Deus J. // Nucl. Phys. 1973. Vol. B59. P. 231—246; Buras A.J., Dias de Deus J. // Nucl. Phys. 1975. Vol. B71. P. 481—492.
65. Bronzan J.V., Kane G., Sukhatme U. // Phys. Lett. 1974. Vol. 49B. P. 272—276.
66. Гердт В. П., Инсземцев В. И., Мещеряков В. А. // ЯФ. 1976. Т. 24. С. 176—186.
67. Боресков К. Г., Григорян А. А., Кайдалов А. Б., Левинтов И. И. // ЯФ. 1977. Т. 27. С. 813—825.
68. Nagy E., Orr R.S., Schmidt-Parzefull W. // Nucl. Phys. 1979. Vol. 150. P. 221—267.
69. Asa'd Z., Baglin C., Benso S. // Phys. Lett. 1982. Vol. 108B. P. 51—54.
70. Schopper H. «Laudolt—Börnstein» New Series. V. 9. N.Y., 1980.
71. Bozzo M., Braccini P. L., Carbonara F. // Phys. Lett. 1984. Vol. 147B. P. 392—398.
72. Rubinstein J., Baker W.F., Eartly D.P. Fermilab-84/54-E, 1984.
73. Breakstone A., Crawley H.B., Dallnvalle G.M. CERN, EP 85-9, 1985.
74. Антипов Ю. М., Беззубов В. А., Тюрин Ю. П. и др. ИФВЭ 76-95, Серпухов, 1976.
75. Schiz A., Fajardo L.A., Majoka O. // Phys. Rev. 1981. Vol. 24D. P. 26—45.
76. Gaidot A., Bruneton C., Bystricky J. // Phys. Lett. 1976. Vol. 61B. P. 103—106; Kline R.V., Law M.E., Pipkin F.M. // Phys. Rev. 1980. Vol. 22. P. 553—572; Fidecaro J., Fidecaro M., Lancsery L. // Phys. Lett. 1978. Vol. 76B. P. 369—375; 1981. Vol. 105B. P. 309—314.
77. Bourrely C., Soffer J., Wray D. // Nucl. Phys. 1975. Vol. B89. P. 32—44.
78. Low F.E. // Phys. Rev. 1975. Vol. D12. P. 163—173; Durand L., Halzen F. Nucl. Phys. 1976. Vol. B104. P. 317—343.
79. Chow T., Yang C.N. // Nucl. Phys. 1976. Vol. B107. P. 1—20.
80. Еднерал В. Ф., Трошин С. М. // ЯФ. 1979. Т. 30. С. 227—235.
81. Kane G.L., Seidl A. // Rev. Mod. Phys. 1976. Vol. 48. P. 309—355.
82. Соловьев Л. Д., Шелкачев А. В. // ЯФ. 1980. Т. 31. С. 248—257.
83. Goloskokov S.V., Seljugin O.V. JINR E2-83-448. Dubna, 1983.
84. Bozzo M., Braccini P.L., Carbonary F. // Phys. Lett. 1984. Vol. 147B. P. 385—391; 1985. Vol. 155B. P. 197—202.
85. Chou T.T., Yang C.N. // Phys. Rev. 1979. Vol. D19. P. 3268—3273.
86. Islam M.M., Guiland J.P., Fesruley T. // Nuovo cimento. 1984. Vol. 81A. P. 737—758.
87. Donnachie A., Landshoff P.V. // Phys. Lett. 1983. Vol. B123. P. 345—348.
88. UA collaboration. CERN EP-84-04, 1984.