

АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНЫ

ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

УДК 539.101

ДУРАЕВ ШАКИРЖАН ХАЛМУРАТОВИЧ

ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГИХ РР- И РР-РАССЕЯНИЙ
НА ОСНОВЕ КВАРК-ГЛЮОННОЙ МОДЕЛИ

Специальность 01.04.16 - физика ядра
и элементарных частиц

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Киев - 1992



Работа выполнена в Институте ядерной физики АН Республики
Узбекистан

ЛНБ України ім. В. Стефаника



00814378 (У)

Научные руководители: доктор физико-математических наук,
профессор ИСМАТОВ Е.И.
кандидат физико-математических наук
ЭРГАШЕВ А.И.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор СИМЕНОВ ИВАН ВАСИЛЬЕВИЧ
доктор физико-математических наук,
профессор МЕНТКОВСКИЙ ЮЗЕФ ЛЕОНОВИЧ

Исходящая организация - Киевский университет им. Т.Г.Шевченко

Защита состоится *24* декабря 1992 года

в 16-00 на заседании специализированного совета
Д 016.03.01 при Институте ядерных исследований АН Украины
по адресу: 252028, г.Киев-28, пр.Науки, 47

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИЯИ АН Украины

Автореферат разослан *24* ноября 1992 г.

Ученый секретарь
специализированного совета

В.Д.Чеснохова



Актуальность проблемы. Экспериментальные данные, полученные на современных ускорителях высоких энергий от 5 до 1800 ГэВ вновь возродили интерес к упругим адронным процессам. Актуальность исследования упругого рассеяния адронов при высоких энергиях обуславливается также тем фактом, что амплитуда этого процесса есть простейший и в то же время фундаментальнейший объект теоретических и экспериментальных исследований. Изучение этого процесса позволяет провести количественную проверку тех или иных теорий и моделей и выполнить их критический отбор. С помощью фундаментального свойства теории - условия унитарности матрицы рассеяния упругое рассеяние связывается с неупругими реакциями.

Микроскопическая теория взаимодействия адронов - квантовая хромодинамика при решении конкретных задач, в частности при построении замкнутой хромодинамической теории упругих адронных взаимодействий, встречается с трудностями в связи с известными проблемами удержания кварков. Вследствие этого описание взаимодействия адронов посредством взаимодействий их составляющих кварков сводится к применению традиционных подходов, в частности, S -канальных. Решению проблемы построения реалистической амплитуды упругого рассеяния адронов при высоких энергиях и применению этой амплитуды к описанию экспериментальных данных по упругим pp - и $\bar{p}p$ -взаимодействиям в широкой области энергий и передач импульса посвящена данная работа.

Цель работы. В работе построена реалистическая амплитуда упругого рассеяния протонов и антипротонов на адронах на основе версии полужесткой хромодинамики, S -канального условия унитарности, выражающего ее через неупругую функцию перекрывания, а также описаны экспериментально измеренные характеристики этих процессов.

Научная новизна. Используя современные экспериментальные данные по упругому рассеянию адронов, в частности, по pp - и $\bar{p}p$ -взаимодействию при энергиях от нескольких ГэВ до $4 \cdot 10^4$ ГэВ, в интервале квадрата переданных импульсов $0 \leq t \leq 3$ (ГэВ/с)², нами вычислены дифференциальные сечения указанных процессов, а также полные сечения взаимодействия, полные упругие сечения, наклоны дифференциальных конусов, а также отношения вещественной к мнимой части амплитуды упругого рассеяния вперед. Наши теоретические результаты сравниваются с существующими экспериментальными данными и предсказаны эти физические величины при более высоких энергиях.

Научная и практическая ценность: полученные теоретические

результаты позволяют более глубоко понять природу, динамику и закономерности адронных столкновений и могут быть полезны при развитии новых и уже существующих моделей и теорий. Они также могут быть использованы при обработке экспериментальных данных, а также найдут применение в тех разделах физики высоких энергий, где необходимо знание амплитуды упругих адронных процессов в широкой области энергий и передач импульса.

Апробация работы и публикация. Основные результаты работы были представлены и докладывались на сессии отделения ядерной физики бывшей АН СССР (ныне Российской Академии Наук), на рабочем совещании Адроны (Киев, 1992), а также на научных семинарах ИЯФ АН РУз, НПО "Физика-Солнце" АН РУз, кафедры общей физики ТГТУ и др. Материал работы опубликован в одиннадцати статьях в центральных и республиканских журналах, а также в виде препринтов в ИЯФ АН РУз и НПО "Физика-Солнце" АН РУз и ТГТУ им.Веруни.

Работа состоит из предисловия, четырех глав и заключения. Общий объем работы - 161 страница, 27 рисунков, 8 таблиц и список литературы.

В предисловии отмечается актуальность исследований процесса адрон-адронного рассеяния как источника информации о структуре адронов, механизме, динамике и закономерности их взаимодействия. Сформулированы основные задачи по каждой из глав и научные положения, выносимые на защиту.

Первая глава содержит обзор современных теоретических направлений и экспериментальных работ по изучению упругого рассеяния адронов высоких энергий. Проведен всесторонний анализ экспериментальных и теоретических закономерностей. Существующие модели упругого взаимодействия адронов условно разделены на три больших класса. К классу I отнесены модели, основанные на S -канальном подходе, к классу II - модели, основанные на t -канальном подходе и к классу III - кварк-партон-глюонные модели. В S -канальной картине исходят из задания зависимости парциальной амплитуды $a_\ell(S)$ в прямом S -канале от орбитального момента или прицельного параметра и получают зависимость амплитуд и сечений от переданного импульса с помощью интегрального преобразования Фурье-Бесселя. В t -канальной обменной картине амплитуда рассеяния при высоких энергиях определяется особенностями парциальных амплитуд перекрестного t -канала $a(\ell, t)$, которые являются функциями комплексного орбитального момента $\ell(t)$. В этой картине получают зависимость

амплитуды от энергии, используя интегральное преобразование Зоммерфельда-Ватсона. Первые два класса не учитывают явно составную структуру адронов. Эта структура конкретно учитывается в моделях класса III. Этот класс моделей для изучения упругого рассеяния адронов в широкой области энергий и передач импульса исходит из того, что адроны состоят из кварк-партонов и связывающих их глюонов и делает попытки использовать идеи квантовой хромодинамики.

Вторая глава посвящена изучению pp - и $p\bar{p}$ -взаимодействий в рамках квантовой хромодинамики. Мы останемся на версии полужесткой квантовой хромодинамики. В этой модели эйконал $\Omega(S, \rho)$ адрон-адронного рассеяния определяется неупругим сечением $\sigma_{ij}(\hat{S})$ партоновых пар всех типов (кварки, глюоны), составленных из партонов каждого сталкивающегося адрона и произведение функций распределения партонов в каждом адроне $G_i(x_1, \rho_1)$ и $G_j(x_2, \rho_2)$. В аналитическом виде такое предположение записывается в виде

$$\Omega(S, \rho) = \sum_{ij} G_i(x_1, \vec{\rho}_1) G_j(x_2, \vec{\rho}_2) \delta^2(\vec{\rho}_2 - \vec{\rho}_1 - \vec{\rho}) \cdot \frac{\sigma_{ij}(\hat{S}_{ij})}{\sigma_{ij}} d^2 \vec{\rho}_1 d^2 \vec{\rho}_2 dx_1 dx_2 \quad (1)$$

где $\vec{\rho}_1$ и $\vec{\rho}_2$ - переменные двумерные векторы, описывающие положение партонов в адронах (в плоскости, перпендикулярной направлению движения сталкивающихся адронов), $\rho = |\vec{\rho}| = |\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_2|$ - прицельный параметр, x_1 и x_2 - доли продольных импульсов, уносимые партонами в каждом адроне, S - квадрат полной энергии сталкивающихся адронов в их системе центра инерции, а \hat{S}_{ij} - то же для сталкивающихся партонов типа i в адроне 1 и типа j в адроне 2.

Для простоты предположим, что функции распределения партонов в адроне факторизуются по x_n и ρ_n ($n = 1, 2$), тогда получим

$$\Omega(S, \rho) = - \sum_{ij} \frac{A_{ij}(\rho)}{\sigma_{ij}} \int_0^1 F_{ij}(\tau) \tilde{\sigma}_{ij}(\hat{S}_{ij}) \tau^{-1} d\tau \quad (2)$$

Здесь

$$\frac{F_{ij}}{\tau} = \int_0^1 \int_0^1 g_i(x_1) g_j(x_2) \delta(x_1 x_2 - \tau) dx_1 dx_2 \quad (3)$$

$$h_{ij}(\rho) = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} h_i(\vec{\rho}_1) h_j(\vec{\rho}_2) \delta^2(\vec{\rho}_2 - \vec{\rho}_1 - \vec{\rho}) d^2\rho_1 d^2\rho_2 \quad (4)$$

интегральные преобразования типа свертки партоновых структурных функций по переменным x_n и в плоскости прицельного параметра, по переменным \vec{S}_n . Они возникают при перемножении двух интегралов Фурье. Предполагая, что основной вклад в эйкональную функцию (2) вносят два слагаемых: одно из них обусловлено взаимодействием валентных кварков, приводящим к образованию быстрых лидирующих кварков, и другое - взаимодействием глюонных облаков, благодаря которому и происходит множественное рождение медленных частиц в центральной области. Таким образом,

$$\Omega(s, \rho) = \Omega_{qq}(s, \rho) + \Omega_{gg}(s, \rho) \quad (5)$$

Принимая во внимание зависимость от прицельного параметра электромагнитного формфактора, для которого используется известная дипольная аппроксимация, для дифференциального сечения упругого рассеяния получим

$$\frac{d\sigma}{dt} = |F(s, t)|^2 \quad (6)$$

где

$$F^{(\pm)} = i\sqrt{x} \int_0^{\infty} \varphi^{\pm}(s, \rho) J_0(\rho|t|^{1/2}) \rho d\rho \quad (7)$$

Амплитуда рассеяния в этом представлении записывается в виде

$$\varphi^{\pm}(s, \rho) = 1 - \exp(2i\delta^{\pm}(s, \rho)) \quad (8)$$

причем сдвиг фазы $\delta^{\pm}(s, \rho)$ выражается через эйкональную функцию

$$2i\delta^{\pm}(s, \rho) = -\Omega^{\pm}(s, \rho) \quad (9)$$

Четкий сдвиг фазы $\delta_{qq}^+(s, \rho)$, обусловленный кварковым взаимодействием (5) и полный нечетный сдвиг фазы $\delta^{(-)}(s, \rho)$ записывается в виде

$$\delta^{\pm}(s, \rho) = i \left[c^{(\pm)} \exp\left(\frac{i\sqrt{x}}{4}\right) / \sqrt{s} + \sigma^{(\pm)} \right] \cdot \quad (10)$$

$$\cdot 3(\mu^{(\pm)2}/32\sqrt{x})(\mu^{\pm}\rho)^3 K_3(\mu^{\pm}\rho)$$

где C^{\pm} - не зависящие от энергии константы, $\sigma^{(+)} = \sigma_{gg}$ и $\sigma^{(-)} = 0$ причем члены $C^{(\pm)}$ соответствуют релеевскому вкладу от вакуумных траекторий, а член с постоянным параметром $\tilde{\sigma}_{gg}^{(+)}(s, p)$ - постоянному полному сечению адрон-адронного взаимодействия, $\tilde{\sigma}_{gg}^{(+)}(s, p)$ отвечает за различие между pp - и $\bar{p}p$ -взаимодействиями. Вклад от глюонного взаимодействия в соответствии с формулой (2) берем в виде

$$\tilde{\sigma}_{gg}^{(+)}(s, p) = \frac{i A_{gg}(p)}{\sigma_g} \int_0^1 F_{gg}(\tau) \tilde{\sigma}_{gg}(\hat{s}) \frac{d\tau}{\tau} \quad (II)$$

Здесь $\tilde{\sigma}_{gg}(\hat{s})$ сечение глюон-глюонного взаимодействия, которое равно

$$\tilde{\sigma}_{gg}(\hat{s}) = \frac{9\pi d_s^2}{m_s^2} \Theta(\hat{s} - m_s^2) \quad (IIa)$$

где d_s - константа сильного взаимодействия.

Для расчета амплитуды рассеяния в рассматриваемой модели нам необходимо на основе (2), (II) и (IIa) вычислить интеграл

$$I(s) \equiv \int_0^1 \left[\int_0^1 \int_0^1 g(x_1) g(x_2) \delta(x_1 x_2 - \tau) \cdot dx_1 dx_2 \right] d\tau \quad (I2)$$

где $g(x_i)$ - глюонная структурная функция. Зная амплитуду можем вычислить полное сечение взаимодействия по оптической теореме, которое равно

$$\sigma_{\Sigma} = 4\pi \int_0^{\infty} \text{Re} \varphi(s, p) p dp \quad (I3)$$

а полное сечение упругого рассеяния

$$\sigma_{el}(s) = 2\pi \int_0^{\infty} |\varphi(s, p)|^2 p dp \quad (I4)$$

Для наклона дифференциального сечения рассеяния вперед получаем

$$b(s) = \frac{d}{dt} \left(\ln \frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0} = \frac{\text{Re} \int_0^{\infty} \varphi(s, p) p dp \int_0^{\infty} \varphi^*(s, p) p^3 dp}{2 \left| \int_0^{\infty} \varphi(s, p) p dp \right|^2} \quad (I5)$$

Наконец, вычислим отношение вещественной к мнимой части амплитуды рассеяния вперед

$$\delta(s) = \frac{\text{Re } F(s, t=0)}{\mathcal{I}_m F(s, t=0)} \quad (16)$$

а также разность полных сечений взаимодействий

$$\Delta \sigma_{\pm}(s) = \sigma_{\pm}(\bar{p}p) - \sigma_{\pm}(pp) \quad (17)$$

Дифференциальное сечение вычисляется по формуле (6).

Рассматриваемая модель содержит одиннадцать не зависящих от энергии параметров: $\alpha_s, \epsilon, N_g, \mu^{(+)}, \mu^{(-)}, N_{pp}, \sigma_{pp}, \sigma_g, m_0, C^{(+)}, C^{(-)}$, значения которых приведены в табл. I. Для сравнения указаны результаты работы (Margolis B., Valia P., Block H. H. et al. Phys. Lett. B 1988, V 213, P. 221)

Таблица I

α_s	ϵ	N_g	$C_{\Gamma_{3B}}^{(+)}$	$C_{\Gamma_{3B}}^{(-)}$	$C_{\Gamma_{22}} \text{ Мб}$	$M_{\Gamma_{3B}}^{(+)}$	$M_{\Gamma_{3B}}^{-}$	$M_{\sigma_g} \text{ Гб}$	$\sigma_g^{-1} \text{ Мб}^{-1}$	$m_0, \text{ ГэВ}$	
0.2	0.10	2.33	6.43	-2.71	1.18	0.853	0.506	0.747	9.51	10^{-7}	0.0527
0.2	0.11	2.27	2.8	-4.5	5	0.89	0.58	0.77	0.45		0.49

* - Настоящая работа

** - статья / 8 /

На рис. I приведены дифференциальные сечения pp -упругого рассеяния (σ) при энергиях $\sqrt{s} = 6.2, 23, 31, 45, 53$ и 62 ГэВ и для $\bar{p}p$ -рассеяния (δ) при энергиях $\sqrt{s} = 7.6, 53, 546$ и 1800 ГэВ, взятые из экспериментальных работ и обзоров.

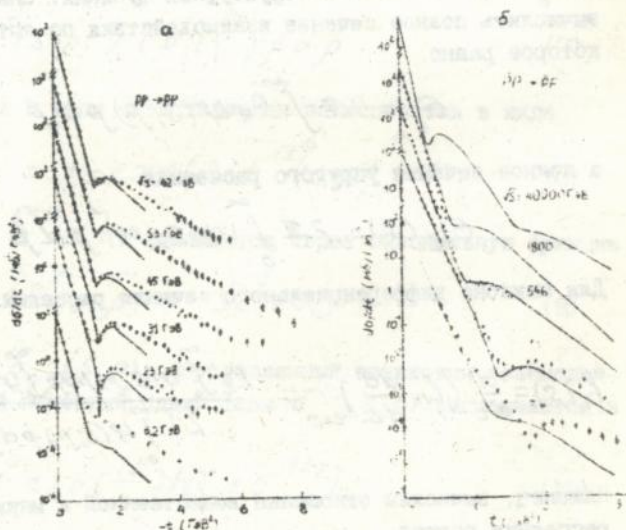


Рис. I

(Amis N. A. et al. Phys. Lett. B 1990. V 243. P. 127; Castaldi R., Sanguinetti G. Ann. Rev. of Nucl. and Part. Science. 1985. V. 35. p. 351)

Зотов Н.П., Русаков С.В., Царев В.А. ФЭЧАЯ, 1980. -- Т. II. -- С. II(60)
 Кривые построены по кварк-глюонной модели. Видно, что степень ^{согласия} теоретических кривых с экспериментальными данными растет с увеличением энергии.

На рис. I(a) дается предсказание теории для $d\sigma/dt$ для $\bar{p}p$ -столкновений при $\sqrt{s} = 40$ ТэВ. Из наших же расчетов следует, как уже упоминалось, что, во-первых, с ростом энергии теоретическое описание эксперимента улучшается, во-вторых, мы имеем вполне хорошее согласие теории с экспериментом при $-t \gg 2 \text{ ГэВ}^2$. На рис. 2

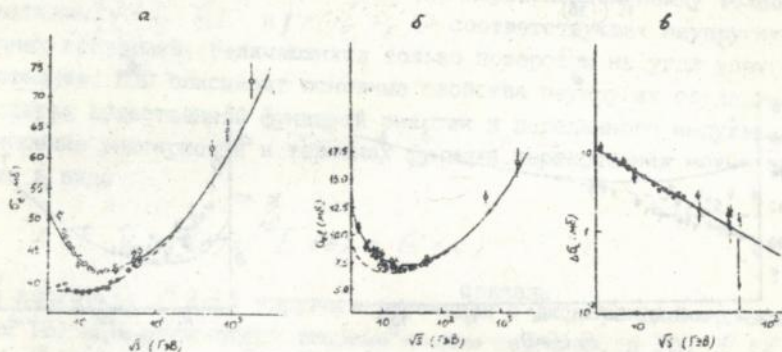


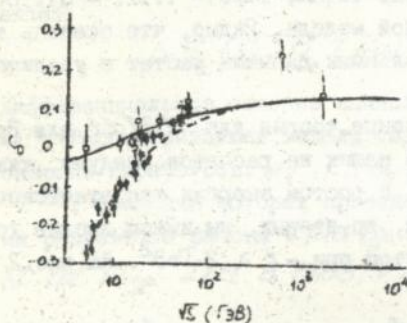
Рис. 2

даются экспериментальные значения полных сечений взаимодействия $\sigma_{\bar{p}p}$ (a) и упругого рассеяния (δ), а также разности полных сечений pp - и $\bar{p}p$ -взаимодействий $\Delta\sigma_{\bar{p}p} = \sigma_{\bar{p}p} - \sigma_{pp}$ (b) в зависимости от энергии (экспериментальные данные здесь и дальше из тех же работ, что и на рис. I).

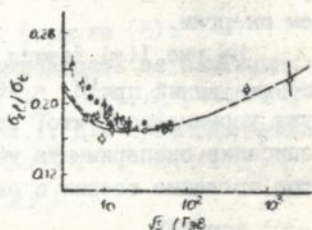
На рис. 3 приведены экспериментальные значения параметров дифференциальных сечений pp - и $\bar{p}p$ -рассеяний без передачи импульса (δ) и отношение вещественной части амплитуды рассеяния вперед к мнимой (α) в зависимости от энергии. На рис. 4 даются отношения $\sigma_{\bar{p}p} / \sigma_{\bar{p}p}$ (a) и $\sigma_{\bar{p}p} / \delta$ (b), соответственно, из которых видно, что теоретические значения при $\sqrt{s} < 100$ ГэВ занижены, особенно для отношения $\sigma_{\bar{p}p} / \delta$. Из проведенного сравнения кварк-глюонной модели с экспериментом следует вывод, что модель дает хорошее качественное и неплохое количественное описание большого числа характер-

ристик упругих pp - и $\bar{p}p$ -рассеяний в широкой области энергий $10 \leq \sqrt{s} \leq 1800$ ГэВ.

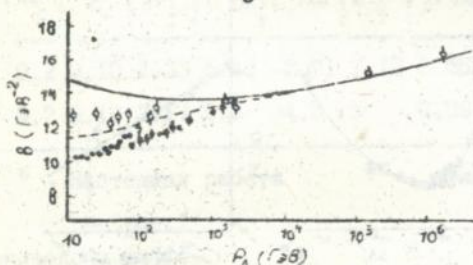
а



а



б



б

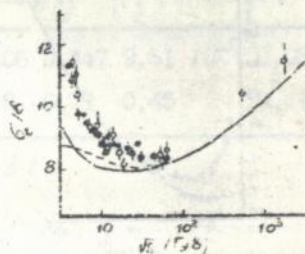


Рис.3

Рис.4

В третьей главе, в рамках версии модели неупругой функции перекрытия (НЭП) получены соотношения, выражающие отношение полных сечений σ_{tot}/σ_c и отношение полного сечения взаимодействия к наклону дифракционного пика σ_c/β через отношение действительной части амплитуды рассеяния вперед к ее мнимой части $\delta = \text{Re}F(0)/\text{Im}F(0)$. Эти соотношения количественно и качественно хорошо согласуются с экспериментальными данными для pp - и $\bar{p}p$ -взаимодействий в широком интервале энергий. Предсказано не измеренное до сих пор значение отношения δ при энергии теватронного ускорителя $\sqrt{s} = 1800$ ГэВ. Получены некоторые представления для амплитуды рассеяния при произвольных передачах импульса. Проведено сравнение с некоторыми другими моделями. Наконец, вычислены дифференциальные сечения pp -рассеяния при энергиях $\sqrt{s} = 8,2 + 62$ ГэВ и для $\bar{p}p$ -рассеяния при энергиях $\sqrt{s} = 4,6 + 1800$ ГэВ в интервале квадрата переданных импульсов $0 \leq t \leq 10$ ГэВ². При этих энер-

гиях рассчитаны также полные сечения взаимодействия, полные упругие сечения, а также отношения вещественной и мнимой части амплитуды упругого рассеяния вперед. Показано, что рассчитанные значения хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Рассмотрим упругий процесс и выделим в условии унитарности вклады от упругих и неупругих процессов. Вклад упругих процессов в мнимую часть амплитуды упругого рассеяния называется упругой функцией перекрытия (УФП), а вклад неупругих - неупругой функцией перекрытия (НФП), введенной впервые Ван Ховом (*Nuovo Cim.*, 1963, v. 28, n. 4, p. 748; *Rev. Mod. Phys.* 1964, v. 36, n. 2, p. 655.)

и имеющей простой физический смысл. Если взять два начальных состояния $|\vec{p}_a, \vec{p}_b\rangle$ и $|\vec{p}'_a, \vec{p}'_b\rangle$, имеющие одинаковые \mathcal{U} -импульсы в СЦД, то НФП будет характеризовать степень перекрытия между волновыми функциями $|\Psi(\vec{p}_a, \vec{p}_b)\rangle$ и $|\Psi(\vec{p}'_a, \vec{p}'_b)\rangle$ соответствующих неупругих конечных состояний, отличающихся только поворотом на угол упругого рассеяния. НФП описывает основные свойства неупругих соударений и является вещественной функцией энергии и переданного импульса. Соотношение унитарности в терминах функций перекрытия можно записать в виде

$$4\sqrt{s} \mathcal{I}_m F(t) = E(t) + G(t) \quad (18)$$

где амплитуда $F(t)$ упругого рассеяния ^{связана} с дифференциальным сечением (6) и по оптической теореме ^с полным сечением, а УФП $E(t)$ и НФП $G(t)$ при $t=0$ равны полному сечению упругого рассеяния и неупругой реакции, соответственно.

Условие унитарности (18) позволяет установить важные соотношения между различными процессами. Оно может рассматриваться как нелинейное интегральное уравнение относительно упругой амплитуды $F(t)$, если известна НФП $G(t)$. Это уравнение можно рассматривать в качестве динамического уравнения теории, которое является основой всех ⁽¹⁸⁾ S -подходов в физике высоких энергий.

Уравнение диагонализуется и принимает вид (с точностью до членов порядка S^{-1})

$$2 \operatorname{Re} \mathcal{U}(\rho) = |\mathcal{U}(\rho)|^2 + \mathcal{U}_g(\rho) \quad (19)$$

где $\mathcal{U}_g(\rho)$ и $\mathcal{U}(\rho) \equiv |\mathcal{U}(\rho)|^2$ - НФП и УФП в ρ -представлении. Унитарность в ρ -представлении подчеркивает абсорбтивный характер дифракционного упругого рассеяния.

В рассматриваемом нами варианте модели НЭИ постулируется, что $\varphi_g(\rho)$ и $d(\rho)$ (Арушанов Г.Г., Исмаилов Э.И. и др. ЯФ.- 1983.- Т.38. С.420; УЖ.- 1983.- Т.28. 4.- С.498) можно представить в следующем виде:

$$\varphi_g(\rho) = 2a \exp(-\rho^2/2\epsilon_1) - Ca^2 \exp(-\rho^2/\epsilon_1), \quad (20)$$

$$2d(\rho) = -d \exp(-\rho^2/\epsilon_2), \quad (21)$$

на который и накладываются ограничения

$$C = 1 + (\text{Im } \varphi(\rho))^2 / (\text{Re } \varphi(\rho))^2 \geq 1, \quad (22)$$

$$0 \leq \varphi_g(\rho) \leq 1.$$

Здесь параметр d характеризует поглощение в центре, C - определяет абсорбтивные поправки, a - равен сдвигу фазы упругого рассеяния при $\rho=0$, ϵ_1 - определяет зависимость поглотительной способности от ρ , ϵ_2 - зависимость сдвига чисто упругого рассеяния от ρ .

Используя (20)-(22) мы получим следующие основные соотношения между характеристиками упругого рассеяния вперед

$$\sigma_{el} / \sigma_t \approx A_1 + A_2 \delta^2 \quad (23)$$

$$\sigma_r / \epsilon \approx B_1 + B_2 \delta^2 \quad (24)$$

Здесь

$$A_1 = \frac{a}{4}, \quad A_2 = \frac{aB}{4} \frac{(1-a/4)(1-2aB/(2B+1))}{(1-aB/(B+1))^2}$$

$$B_1 = 4\pi a, \quad \frac{B_2}{4\pi a} = 1 + \frac{aB(1 - \frac{aB}{2B+1} - \frac{1}{4B} - \frac{2aB^2}{(2B+1)^2})}{2(1 - \frac{aB}{B+1})}$$

$$- \frac{1 + \frac{aB^2}{(B+1)^2}}{B(1 - \frac{aB}{B+1})}, \quad B \equiv \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}.$$

Итак, наши основные соотношения (23) и (24) при высоких энер-

гиях определяются через δ ($\delta^2 \leq 1$) в виде двух слагаемых: не зависящего от энергии и зависящего от нее как $\delta^2(s)$. При этом эти результаты практически годятся при $\delta^2 \leq 0,25$. Далее эти соотношения проанализированы для простейших моделей и получены конкретные аналитические выражения. Чтобы расширить область применимости (23) и (24) и на не очень высокие энергии, мы можем добавить третье слагаемое, обусловленное реджевским вкладом, которое вымирает с энергией как $S^{-1/2}$, но значительно учитывает согласие наших результатов с экспериментом и умеренных энергиях. Теперь (23) и (24) имеют вид

$$\sigma_{el}/\sigma_t = A_1 + A_2 \delta^2 + A_3 \Delta \sigma_t, \quad (23')$$

$$\sigma_t/\sigma = B_1 + B_2 \delta^2 + B_3 \Delta \sigma_t, \quad (24')$$

где $\Delta \sigma_t = \sigma_t(\bar{p}p) - \sigma_t(pp)$ - разности полных сечений взаимодействия античастицы на частице и частицы на той же частице-мишени. Результаты сравнения формул (23') и (24') с экспериментальными

данными pp- и $\bar{p}p$ -взаимодействий (VAC Collaboration, *Stanford U. et al. II Phys. Lett. B* 1987, v. 122, n. 4, p. 583; E-710 Collaboration, *Phys. Lett. B* 1989, v. 225, n. 25, p. 2784; Castaldi, R. Jurgens, *Letti S. II Ann. Rev. of Nucl. and Particles* 1985, v. 35, p. 351

для отношений $\sigma_{el}/\sigma_t^0(a)$ и $\sigma_t/\sigma(\delta)$ в широкой области энергий $\sqrt{s} = 4 + 1800$ ГэВ даны на рис. 5. Видно хорошее количественное и качественное согласие. Кроме того, на рис. 6 мы сравниваем значения величин $\sigma_{el}/\sigma_t - A_3 \Delta \sigma_t(a)$ и $\sigma_t/\sigma - \Delta \sigma_t(\delta)$. Экспериментальные данные тех же авторов, что и на рис. 5.

В модели НЭП упругого рассеяния адронов при высоких энергиях исходят из задания неупругой функции перекрытия (НЭП) и различные варианты этой модели отличаются друг от друга конкретным видом НЭП. Эта модель основана на использовании S-канального условия унитарности. В этой модели явно проявляется абсорбтивный характер дифракционного упругого рассеяния. Согласно этой картине, дифракционное рассеяние является тенью абсорбции, обусловленной существованием при высоких энергиях неупругих каналов реакции. Из экспериментальных особенностей упругого pp- и $\bar{p}p$ -рассеяния, открытых в последнее время и до сих пор не понятых теоретически, отметим дифракционную картину с одним провалом в дифференциальном сечении и эволюцию этой картины с энергией, в частности, переход структуры

"минимум-максимум" в "плечо", а также рост сечений и отношения вещественной и мнимой частей амплитуды рассеяния вперед с энергией. С ростом энергии нуклон становится чернее, острее и больше; профильная функция становится близкой к ступенчатой, соответствующей ограничению Фруассара-Мартена.

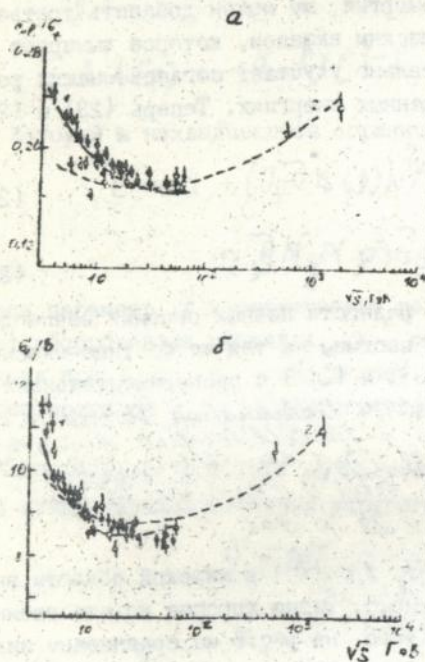


Рис.5

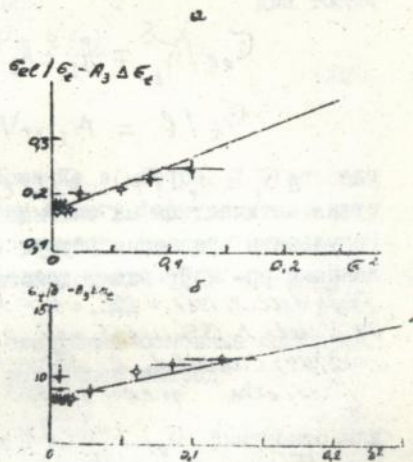


Рис.6

Зависимость амплитуды рассеяния от переданного импульса дается преобразованием Фурье-Бесселя $\varphi(s, \rho)$ в представлении прицельного параметра ρ формулой (7). При заданных $\varphi_y(s, \rho)$ и $\alpha(s, \rho)$ (см. формулы (20)-(22)) мнимая и вещественная части амплитуды рассеяния определяются интегралом

$$\begin{aligned} \text{Im } F(s, t) = \sqrt{\pi} \int_0^\infty (1 - \sqrt{1 - \varphi_y(s, \rho)}) J_0(\rho |t|^{1/2}) \rho d\rho + \\ + 2\sqrt{\pi} \int_0^\infty \sqrt{1 - \varphi_y(s, \rho)} \sin^2 \alpha(s, \rho) J_0(\rho |t|^{1/2}) \rho d\rho \quad (25) \end{aligned}$$

$$\text{Re } F(s, t) = \sqrt{\pi} \int_0^\infty \sqrt{1 - \varphi_y(s, \rho)} \sin 2\alpha(s, \rho) J_0(\rho |t|^{1/2}) \rho d\rho \quad (26)$$

Зависимость дифференциального сечения от t в широкой области переданных импульсов наиболее полное объяснение находит в эйконональных моделях, к которым относится и модель НЭП. Параметры модели, найденные в работе, приведены в табл.2.

Таблица 2

	$\sqrt{s}, \Gamma_{эВ}$	a	$\varrho_1 (\Gamma_{эВ})^{-1}$	$\varrho_2 (\Gamma_{эВ})^{-2}$	c	d
pp	6,2	0,62	11,7	3,7	0,66	0,64
	13,8	0,77	9,9	3,5	0,99	-0,18
	19,4	0,76	10,2	3,2	1,01	-0,22
	31	0,81	10,2	3,2	1,01	-0,12
	53	0,70	12,2	4,1	1,05	-0,25
	62	0,69	12,9	4,4	1,07	-0,31
$\bar{p}p$	4,6	0,80	13,6	4,1	0,94	$1,3 \cdot 10^{-7}$
	7,6	0,81	11,7	3,4	1,08	-0,63
	9,8	0,92	10,1	2,7	1,003	-0,033
	53	0,73	12,1	3,8	1,05	-0,32
	546	0,78	16,8	6,8	1,22	-0,98
	630	0,68	18,1	6,6	1,04	-0,62
	1800	0,66	20,0	6,7	1,10	-1,40

В работе даны значения σ_t , σ_{el} и δ и их сравнение с экспериментальными данными, которые вычислены с помощью (25) и (26). На рис.7 представленные сечения pp-рассеяния (a) и $\bar{p}p$ -рассеяния (δ) при энергиях, указанных в табл.2. В нашей модели, в отличие от многих других, мнимая часть амплитуды рассеяния обращается в нуль не в точке дифракционного минимума, а гораздо раньше. Таким образом, обычно делаемое предположение, что мнимая часть амплитуды превалирует над вещественной, при современных энергиях справедливо только в очень узкой области переданных импульсов.

В четвертой главе на основе модели (Арушанов Г.Г., Исмаилов Е.И. // ЯФ.- 1983.- Т.36.- С.420. УЖ.- 1983.- Т.28.- С.498) получены аналитические выражения для δ (c), полных сечений σ_t , σ_{el} и σ_{in} и ξ для pp- $\bar{p}p$ -рассеяний. В представлении прицельного параметра амплитуда рассеяния в рассматриваемой модели имеет вид

$$\Psi(s, \rho) = 1 - \sqrt{1 - 2a \exp(-\rho^2/2\ell_1) + ca^2 \exp(-\rho^2/\ell)} \cdot \exp(2i\alpha(s, \rho)) \quad (27)$$

где вещественная часть сдвига фазы

$$2\alpha(s, \rho) = -d(s) \exp(-\rho^2/2\ell_1(s)) - B(s, \rho)/(4A(s, \rho)) \quad (28)$$

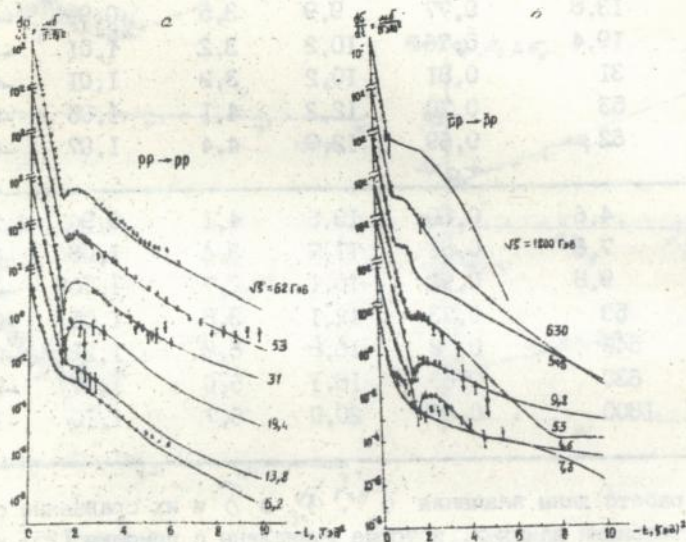


Рис. 7

Функции $A(s, \rho)$ и $B(s, \rho)$ определяются через параметры c, a, γ, ℓ_1, d и ℓ_{11} , а также полную энергию и прицельный параметр. Разлагая экспоненты в (27) в ряд по $\alpha(s, \rho)$ и ограничившись первыми членами и для мнимой и для вещественной части амплитуды рассеяния $F(s, t)$ (см. формулу (7)) получаем

$$F_R = F_{R_1} + F_{R_2}, \quad F_R \equiv R_e F(s, t), \quad F_I \equiv \gamma_m F(s, t), \quad (29)$$

где

$$F_{R_1} \approx -\sqrt{\pi} d \ell_1 \left(\frac{1}{\gamma} - \frac{a}{\gamma+1} \right),$$

$$F_{R_2} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} a \varepsilon \int_0^{\infty} \frac{1 - \exp(-\rho^2/2b_1)}{1 - \exp(-\mu\rho^2)} \frac{1 - \exp(-\mu\rho^2)\rho^3}{1 - \exp(-\mu\rho^2)} d\rho, \quad (30)$$

$$F_I \sim \frac{\sqrt{\pi}}{2} a b_1^2(s) + \frac{\sqrt{\pi}}{16} b_1^2(s) \left[d^2 \left(\frac{1}{\delta^2} - \frac{4R}{(1+\gamma^2)^2} \right) + \right. \\ \left. + 6 \left(\frac{a b_{11}}{b_1(s)} \right)^2 \left(\frac{a^2}{16} + \sum_{m=3}^{\infty} \frac{a^m}{m^4} \right) - \frac{8\pi a d}{(1+\gamma)^3} \frac{b_{11}}{b_1(s)} \right] \quad (31)$$

С помощью формул (29)–(31) нами вычислены значения σ_{τ}^{-} , $\sigma_{e\ell}^{-}$, Δb_{τ}^{-} , δ и \bar{b}_{τ}^{-} . Они были сравнены с экспериментальными данными (использование значений параметров приведены в табл.3).

Таблица 3

	a	b_{11}	b_{10}	$b_{1(0)}$	$\bar{b}_{1(0)}$
0-вариант	0,73	0,7	6,25	4,3	21,5
I-вариант	0,788	0,918	4,75	6,522	23,784
2-вариант	0,731	0,979	5,00	10,507	22,675

	δ	d_0	\bar{d}_0	d_1	s_0	$X^2/2$
0-вариант	3,0	10,0	5,0	0	1,0	26,1
I-вариант	2,585	10,950	7,756	-0,011	1,136	58,2
2-вариант	4,081	14,300	12,002	-0,334	1,980	36,61

(-) - антипротоны

На рис.8 представлено сравнение расчетных полных сечений $\sigma_{\tau}^{-}(a)$ и $\sigma_{e\ell}^{-}(\delta)$ с экспериментальными данными, которые приведены на рис.1,2 и 3. На рис.9 представлена зависимость наклона дифференциального сечения $b^{-}(s)$ (Рис.а) и отношение $\delta^{-}(s)$ (Рис.б) в широкой области энергий.

В предыдущих параграфах нами в рамках модели неупругой функции перекрывания получены и обсуждены корреляционные связи полных сечений $\sigma_{e\ell}^{-}/\sigma_{\tau}^{-}$, отношение полного сечения и параметра наклона дифрак-

дионного конуса ζ_t / β и отношение мнимой и вещественной частей амплитуды рассеяния вперед $\delta \equiv \text{Re } F(0) / \text{Im } F(0)$. Точные выражения для адрон-адронного упругого рассеяния вперед, а также приближенные для полных сечений и отношения $\delta(s)$ в рассматриваемой геометрической модели получены в (Арушанов Г.Г., Якубов М.С. и др. // ЯФ.- 1965.- Т.42.- С.1495). Впервые показано, что при малых переданных импульсах $\delta(s) < 0,5$ амплитуду упругого рассеяния (25) и (26) можно записать в виде

$$\text{Im } F(t) \approx \sqrt{\pi} a b_1 \left[\exp\left(\frac{b_1 t}{2}\right) + \frac{a B \rho^2}{\left(\exp\left(\frac{b_1 t}{4B}\right) - \frac{2aB}{2B+1} \exp\left(\frac{b_1 t}{2(2B+1)}\right)\right)^4 \left(1 - \frac{aB}{B+1}\right)} \right] \quad (32)$$

$$\text{Re } F(t) \approx \frac{\pi a B}{1 - aB/(B+1)} \left[\exp\left(\frac{b_1 t}{2B}\right) - \frac{aB}{B+1} \exp\left(\frac{b_1 t}{2(B+1)}\right) \right] \quad (33)$$

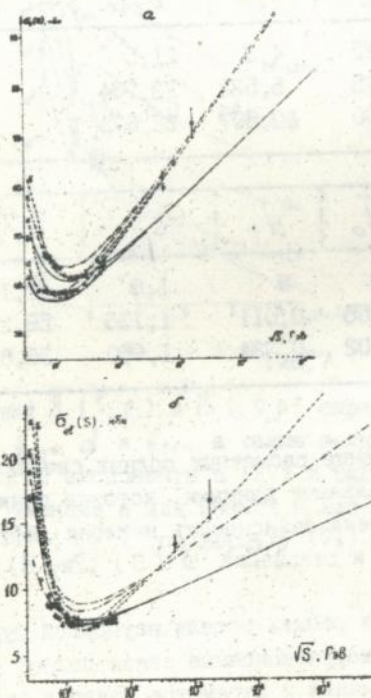


Рис.8

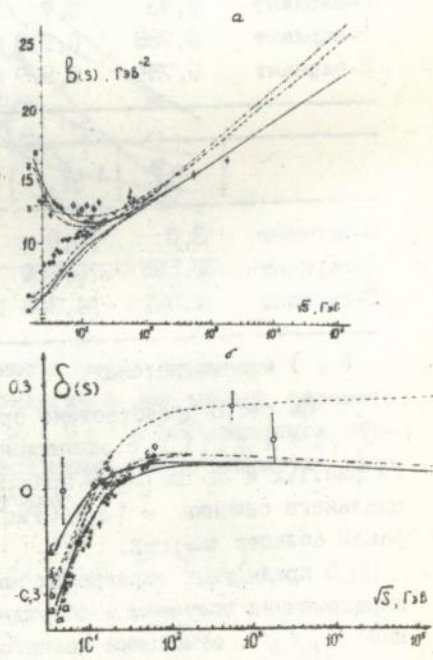


Рис.9

С помощью соотношений (32) и (33) в работе получены полезные аналитические выражения, которые могут применяться для обсуждения экспериментальных данных. В частности, для модели глюон-глюонной доминантности и для модели, в которой учтено влияние излома дифференциального сечения, получены компактные формулы, связывающие σ_{el} , σ_t , δ и ρ . Наконец, в работе развит метод расчета коллективной переменной ξ - "сферичность", применяемой для количественного описания струйной структуры событий при аннигиляции частиц.

В заключении перечислены основные результаты, полученные в работе, сделанные при этом выводы.

Основные результаты

1. В рамках полужесткой версии квантовой хромодинамики разработана теория pp- и $\bar{p}p$ -взаимодействий. Вычислены их дифференциальные сечения в области энергии от нескольких ГэВ до $4 \cdot 10^4$ ГэВ. Вычислены полные сечения взаимодействия, упругого рассеяния, наклоны дифракционных конусов, а также отношения вещественной к мнимой части амплитуды упругого рассеяния вперед, которые сравниваются с существующими экспериментальными данными в широкой области энергий и даны предсказания при более высоких энергиях.

2. На основе модели неупругой функции перекрытия (НФП) впервые изучены и получены соотношения, выражающие отношение полных сечений и отношение полного сечения к наклону дифракционного пика через отношения вещественной части амплитуды рассеяния вперед к ее мнимой части $\delta(s)$. Показано, что эти соотношения качественно и количественно хорошо согласуются с экспериментальными данными. Получены аналитические выражения для амплитуды рассеяния при произвольных значениях переданного импульса и произведено их сравнение с современными теоретическими моделями.

3. Впервые получены и проанализированы дифференциальные сечения pp- и $\bar{p}p$ -рассеяний при энергиях $\sqrt{s} = 4,6 + 1800$ ГэВ в интервале квадрата переданных импульсов $0 \leq t \leq 10$ (ГэВ/c)². Проведено описание экспериментальных данных в интервале энергии по полным сечениям взаимодействия, полным упругим сечениям и отношение вещественной и мнимой частей амплитуды рассеяния вперед и показано, что хорошо описывается моделью НФП.

4. Впервые показано, что отношения σ_{el}/σ_t и σ_t/σ_{tot} при высоких энергиях выражаются в виде суммы двух слагаемых: постоянного и слагаемого, зависящего от энергии как $\delta^2(s)$, что хорошо согласу-

тся с экспериментом для pp - и $\bar{p}p$ -взаимодействий в широком интервале энергий. При этом предсказывается значение, что $\delta(S)$ растет с ростом энергии. Установлены новые соотношения между характеристиками в pp - и $\bar{p}p$ -рассеяниях вперед и проведено их сравнение с экспериментальными данными. Кроме того, для них найден ряд интересных соотношений с помощью современных теоретических моделей.

5. Показано, что рассматриваемая модель предсказывает довольно большое значение отношения вещественной части амплитуды рассеяния вперед к ее мнимой части при $\sqrt{S} = 4,6 + 1800$ ГэВ, которое было подтверждено экспериментом на S_{pS} -коллайдере. Разработан оригинальный математический метод для количественного определения струйной структуры событий, применяемой в квантовой хромодинамике и гартонных моделях.

Основные результаты опубликованы в работах:

1. Арушанов Г.Г., Джураев Ш.Х., Глушенко А.П. и др. Анализ упругих pp - и $\bar{p}p$ -рассеяний при высоких энергиях на основе кварк-глюонной модели. //Препринт НПО "Физика-Солнце" АН РУз.- 1992.- 171-92-ФВЭ.- 26 с.

2. Арушанов Г.Г., Джураев Ш.Х., Карабаев Э. Корреляция между отношениями σ_{el}/σ_{+} , σ_{+}/σ и $R_e F(\omega)/\text{Im} F(\omega)$. //ЯФ.- 1992.- Т.55.- Вып. 3.- С.762-772.

3. Арушанов Г.Г., Джураев Ш.Х., Карабаев Э., Эргашев А.И. Упругое pp - $\bar{p}p$ -рассеяние и модель неупругой функции перекрывания. //Изв.вузов, физика.- 1992.- № 12.

4. Арушанов Г.Г., Джураев Ш.Х., Эргашев А.И. и др. Описание дифференциального сечения упругого pp - и $\bar{p}p$ -рассеяния от десятков до $\sqrt{S} = 2000$ ГэВ на основе модели НФП. //Препринт ТГТУ.- 1991.- 19 с.

5. Арушанов Г.Г., Джураев Ш.Х., Эргашев А.И. и др. Экспериментальная проверка соотношений между характеристиками рассеяния вперед для pp - и \bar{p} -взаимодействий. //Препринт ТГТУ.- 1991.- 37 с.

6. Арушанов Г.Г., Джураев Ш.Х., Карабаев Э. Новые соотношения между характеристиками упругого рассеяния адронов вперед. //ДАН РУз 1991.- № 12.- С.14-15.

7. Арушанов Г.Г., Исмаилов Е.И., Джураев Ш.Х., Эргашев А.И. и др. Соотношения между характеристиками рассеяния вперед в pp -взаимодействиях и их экспериментальная проверка. //Препринт ИЯФ АН РУз.- 1992.- P-9-576.- 18 с.

8. Арушанов Г.Г., Исмаилов Е.И., Джураев Ш.Х., Заянов Р.К., Эрга-

шев А.И. Различные способы определения коллективной переменной
//Препринт ИФФ АН РУз,- Р-9-577,- 1992.- 5 с.

9. Арушанов Г.Г., Исмаилов Е.И., Акбаров А., Джураев Ш.Х. и др.
Корреляция между характеристиками рассеяния вперед в pp-взаимо-
действиях и их экспериментальная проверка. //Укр. физ. журн.- 1993
(в печати).

10. Арушанов Г.Г., Глуценко А.П., Джураев Ш.Х. и др. Анализ
упругих pp- и $\bar{p}p$ -рассеяний при высоких энергиях на основе кварк-
глюонной модели. //Изв. вузов, физика.- 1993 (в печати).

11. Исмаилов Е.И., Джураев Ш.Х., Эргашев А.И. Исследование упру-
гих рассеяний протонов и антипротонов с помощью квантовой хромоди-
намики. //ДАН РУз.- 1993.- № 2 (в печати).



THE S. S. Co

489003

Ab 26.345

AB 26.345