

E - 636



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

УДК 539.125.17

2-83-808

ЕНКОВСКИ
Ласло Ласлович

**ДУАЛЬНЫЕ АНАЛИТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ
РАССЕЯНИЯ АДРОНОВ**

**Специальность: 01.04.02 - теоретическая
и математическая физика**

**Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук**

Дубна 1983

Работа выполнена в Институте теоретической физики АН УССР

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
профессор

Б.М. Барбашов

доктор физико-математических наук,
профессор

В.В. Серебряков

доктор физико-математических наук,
профессор

В.Я. Файнберг

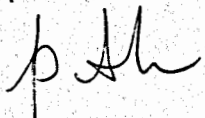
Ведущая организация: Институт физики высоких энергий,
г. Протвино.

Защита состоится "11" апреля 1984 года в 16 часов
на заседании Специализированного совета Д 047.01.01 при Лаборатории
теоретической физики Объединенного института ядерных исследований,
г. Дубна, Московской области.

Автореферат разослан "6" марта 1984 года.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь
Специализированного совета

 Р.А. Асанов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Одной из актуальных проблем, стоящих на пути развития калибровочной теории сильных взаимодействий, является задача о вычислении спектра адронов и взаимодействия кварков на больших расстояниях. Именно в связи с попытками решить эту задачу в последнее время возродился интерес к дуальным моделям.

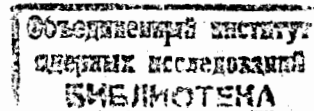
Дуальность и дуальные модели, возникшие в результате анализа конечноэнергетических правил сумм А.А. Логунова, Л.Д. Соловьева и А.Н. Тавхелидзе, дали начало многочисленным направлениям в исследовании физики адронов. Однако основная цель – построение реалистической амплитуды рассеяния – при этом не была достигнута. Предшествовавшие попытки выйти за рамки узкорезонансного приближения дуальных моделей, введения широких резонансов и пороговых ветвлений приводили, в частности, к появлению нефизических полюсов-предков, соответствующих частицам со сколь угодно высоким спином при фиксированной массе, а также к экспоненциальному росту амплитуды, противоречащему общим принципам теории и экспериментальным данным. Решению этой проблемы посвящена данная диссертация.

Цель работы: Построение кроссинг-симметричной, лоренц-инвариантной дуальной модели, содержащей физические (широкие) резонансы, пороговые ветвления, мандельштамовскую аналитичность и обладающей реджевской, а также автомодельной асимптотикой в соответствующих кинематических областях. Изучение физических следствий модели.

Научная новизна: В диссертации впервые показано, что дуальность, реджевская асимптотика и мандельштамовская аналитичность совместимы, если траектории Редже удовлетворяют асимптотическому ограничению

$$|\alpha(s)/\sqrt{s} \ln s| \leq \text{const.} \\ |s| \rightarrow \infty$$

Расширена область применимости дуальных моделей включением больших углов рассеяния. Показано, что дуальная аналитическая модель имеет автомодельную асимптотику в том и лишь в том случае, если



траектории Редже обладают логарифмической асимптотикой, что не противоречит приведенному выше ограничению.

Практическая ценность: В диссертации предложена конкретная реализация дуальной амплитуды рассеяния, обладающей перечисленными выше аналитическими и асимптотическими свойствами. В предельных случаях дуальная амплитуда переходит в известные модельные выражения: при этом, однако, она фиксирует форму вычета (в резонансной и реджевской областях) и угловую зависимость (в автомоделльной области). Из модели следуют также кинематические границы применимости асимптотических режимов. Наибольшую ценность, однако, представляют следствия модели в области промежуточных энергий и углов рассеяния.

Модель обладает определенной предсказательной силой. В диссертации содержатся оценки наблюдаемых величин (σ^t , $B(s,t)$, $\rho(s,t)$, $d\sigma/dt$), которые будут измерены или уточнены на действующих или сооружаемых ускорителях протонов и антипротонов.

В рамках развиваемого в диссертации S - матричного подхода установлена связь между поведением амплитуды рассеяния (сечениями) и термодинамическими характеристиками системы адронов (температурой, давлением).

Структура диссертации: Диссертационная работа состоит из введения, шести глав, заключения и трех приложений. Диссертация содержит 202 страницы, 43 рисунка, 1 таблицу и список литературы, включающий 101 ссылку.

Апробация диссертации: Результаты, изложенные в диссертации, докладывались на Международных семинарах по проблемам физики высоких энергий и квантовой теории поля (Протвино), на Международной конференции "Структура адронов и симметрии" (Смоленце, 1976), Конференции Европейского физического общества (Будапешт, 1977), на Научных сессиях ОЯФ АН СССР, на семинарах Института теоретической физики АН УССР (Киев), Лаборатории теоретической физики ОИЯИ (Дубна), Института физики высоких энергий (Протвино), Физического института им. Ломоносова АН СССР (Москва), Математического института им. Стеклова АН СССР (Москва), Института математики СО АН СССР (Новосибирск), Физико-технического института АН УССР (Харьков).

Публикации: Основные результаты исследований, изложенные в диссертации, опубликованы в 21 работе.

Основные положения, которые выносятся на защиту:

1. Дуальная модель допускает введение физических (широких) резонансов: она применима не только к связанным состояниям, но описывает также рассеяние.

2. Траектория Редже, обеспечивающая необходимые свойства дуальной аналитической модели, имеет вид

$$\alpha(t) = \alpha_0 - \sum_i \gamma_i \ln(1 + \beta_i \sqrt{t_i - t}).$$

3. Построено N -точечное обобщение дуальной аналитической модели.

4. Нелинейные траектории, предложенные в диссертации, позволяют применить дуальную аналитическую модель к дифракционному рассеянию. Наблюдаемые на опыте рост сечений и наклон дифракционного конуса, структура $d\sigma/dt$ и поведение $\rho(s,t)$ описываются вкладом двукратного вакуумного полюса.

5. Для (наблюдаемого на опыте) случая растущих сечений система адронов не имеет предельной температуры, а уравнение состояния в ультрарелятивистской области температур имеет вид

$$P(T) = k(\sigma_0, \alpha') T^6.$$

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении изложены основные принципы построения моделей взаимодействия адронов в рамках аналитической теории S - матрицы. В качестве конструктивного принципа используются идеи дуальности. Исходным является интегральное представление для амплитуды рассеяния

$$D(s,t) = \int_0^1 dx x^{-\alpha(s,x)} (1-x)^{-\alpha(t,1-x)}, \quad (I)$$

где $\alpha(y,0) = \alpha(y)$ - физическая траектория ($y = s, t$), а $\alpha(y,1) = \alpha_0(y) = a + by$. Использование интеграла от нуля до единицы удобно для генерирования особенностей амплитуды по s и по t вследствие расходимостей интеграла на пределах: при этом легко прослеживаются также свойства перекрестной симметрии и дуальности. При $\alpha(y,x) = a + by$ выражение (I) сводится к известной узкорезонансной дуальной амплитуде.

В диссертации найдены функции $\alpha(\nu, \chi)$, обеспечивающие следующие свойства амплитуды (I):

1. Перекрестная симметрия и лоренц-инвариантность;
2. Полюсная структура, соответствующая физическим резонансам;
3. Пороговые ветвления, требуемые условием унитарности;
4. Мандельштамовская аналитичность;
5. Реджевское поведение вдоль любого луча S - плоскости;
6. Автомодельное поведение при $s \rightarrow \infty$, $s/t = \text{const}$.

Глава I содержит результаты исследования аналитических свойств амплитуды рассеяния. В §I зависимость от χ функции $\alpha(\nu, \chi)$ найдена в виде

$$\alpha(s, \chi) = \alpha(s')(1 - \log_{\chi} q),$$

$$\alpha(t, 1-\chi) = \alpha(t')(1 - \log_{(1-\chi)} q),$$

где $s' = s(1-\chi)$, $t' = t\chi$,
а $q = \text{const} > 1$. При этом амплитуду (I) можно переписать в виде (§I)

$$D(s, t) = \int_0^1 dx \left(\frac{x}{q}\right)^{-\alpha(s')-1} \left(\frac{1-x}{q}\right)^{-\alpha(t')-1} \quad (3)$$

§I содержит также аналитическое продолжение амплитуды

$$D(s, t) = \int_c^1 dx \frac{\left(\frac{x}{q}\right)^{-\alpha(s')-1} \left(\frac{1-x}{q}\right)^{-\alpha(t')-1}}{\{\exp[-2\pi i \alpha(s')] - 1\} \{\exp[-2\pi i \alpha(t')] - 1\}} \quad (4)$$

в область $\text{Re} \alpha(s) \geq 0$ и $\text{Re} \alpha(t) \geq 0$, где интегральное представление (I) расходится. Принципиальное отличие дуальной аналитической модели от узкорезонансных дуальных моделей состоит в наличии в подынтегральном выражении (4) движущихся особенностей.

Полюсный член амплитуды (I) имеет вид (§2)

$$q^{n+1} (-s \alpha'(s)) \sum_{\ell=0}^n \frac{C_{n-\ell}(t)}{[n-\alpha(s)]^{\ell+1}},$$

где $C_m(t)$ - полином m степени по t . На ведущей траектории расположены простые полюса. На дочерних - помимо простых - имеются также кратные полюса. Нежелательные полюса-предки (которые возникают в амплитуде Венециано при выходе за рамки узкорезонансного приближения) в дуальной аналитической модели отсутствуют.

Из требования корневого поведения амплитуды вблизи порога следует пороговое поведение траекторий (§3)

$$\text{Im} \alpha(t) \sim \frac{(t-t_0)^{\alpha(t_0)+1/2}}{\ln(1-t_0/t)},$$

близкое к форме, требуемой теорией S - матрицы и потенциального рассеяния.

В §4 исследована граница спектральной функции. Двойная граница (Приложение 2), определяемая уравнениями (5)

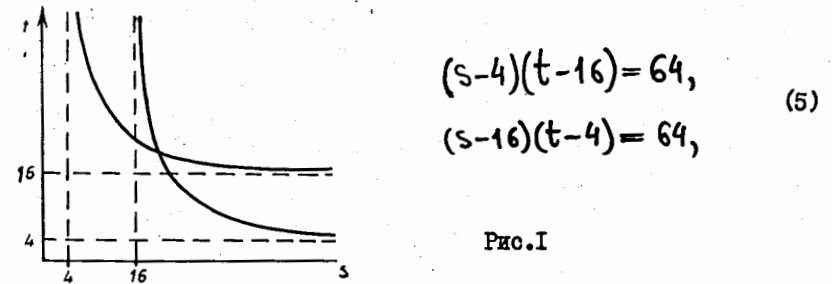


Рис. I

(рассеяние псевдоскалярных частиц),

возникает в дуальной аналитической модели с двумя слагаемыми

$$D(s, t) = \int_0^1 dx \left\{ \left(\frac{x}{q}\right)^{-\alpha(\nu')-1} \left(\frac{1-x}{q}\right)^{-\alpha(\nu'')-1} + (s \leftrightarrow t) \right\},$$

где $\nu' = \nu(1-x)$, $\nu'' = d_1 \nu x + 4d_2$, $\nu = s, t$,

а d_1 и d_2 - некоторые постоянные. В этом параграфе обсуждаются также другие возможности введения двойной границы спектральной функции. Поведение самой спектральной функции вблизи границы определяется значениями траекторий на пороге. В случае рассеяния псевдоскалярных частиц она имеет вид

$$\rho(s, t) \sim [(s-s_0)(t-4s_0) - 4s_0^2]^{\mu+\nu+2},$$

где μ и ν - значение реальной части траекторий на первом и втором пороге, соответственно.

Исследование J - плоскости (глава 2) представляет интерес с точки зрения принципа аналитичности II рода, который налагает определенную связь на структуру сингулярностей амплитуды рассеяния в энергетической плоскости и плоскости углового момента. Приведенный в §4 анализ показывает, что все полюса в дуальной аналитической модели полностью реджезуемы и лежат на основной и дочерних траекториях. Кроме этих движущихся полюсов в модели присутствуют (§4) фиксированные полюса. Других особенностей в J - плоскости нет, если траектории Редже удовлетворяют асимптотическому ограничению

$$|\alpha(t)| \geq O(\ln^{1+\varepsilon}|t|), \quad \varepsilon > 0.$$

Если же траектории удовлетворяют также ограничению сверху

$$|\alpha(t)| \leq O(\sqrt{|t|}),$$

то асимптотика амплитуды полностью определяется сингулярностями в

J - плоскости перекрестного канала.

Структура сингулярностей дуальной аналитической модели в плоскости прицельного параметра изучена в §§ 6, 7. Там, в частности, показано, что прицельная амплитуда $h(s, b)$ не имеет полюсов по s при $|b| > 0$. На пороге, в отличие от парциальной амплитуды $a_e(s)$, прицельная амплитуда зависит от порогового поведения в обоих каналах:

$$\text{Im} h(s, b) \underset{s \rightarrow s_0}{\approx} \exp[\alpha(t_0) - a] \frac{\Gamma(\mu+1)\Gamma(\nu+1)}{\pi b^2 s} \left(1 - \frac{s_0}{s}\right)^{\frac{1}{2} - \text{Re} \alpha(s_0)}$$

$$\ln\left(\sqrt{\frac{s}{q}}\right) K_0\left(b\sqrt{\frac{st_0}{q}}\right) \text{Im} \alpha\left(t_0 + \frac{2q}{b}\right) \sqrt{\frac{t_0}{s}} \text{Im} \alpha\left(s_0 + \frac{2q^3}{b\sqrt{st_0}}\right).$$

В главе 3 при исследовании асимптотических свойств дуальной аналитической модели было обнаружено два принципиально новых явления:

1) Реальная часть траекторий Редже ограничена;

2) В дуальной аналитической модели совместимы реджевская и автомодельные асимптотики.

Асимптотическое поведение дуальной аналитической модели, как и ее аналитические свойства, тесно связано со свойствами траекторий, используемых в них. Из требования реджевской асимптотики вдоль всех направлений на физическом листе S - плоскости (в том числе и для любых значений s и t в области S - канала) следует ограничение сверху на рост траекторий, а именно (§1):

$$\left| \alpha(s) / \sqrt{s} \ln s \right|_{|s| \rightarrow \infty} = \text{const} \geq 0. \quad (6)$$

Если траектории удовлетворяют ограничению (6), то амплитуда (4) имеет асимптотику

$$D(s, t) \underset{s \rightarrow \infty}{\approx} (-qs)^{\alpha(t)} G(t),$$

$$G(t) = q^2 \int_0^\infty dx x^{-\alpha(t)-1} g^{\alpha(-x)}.$$

Если потребовать, чтобы амплитуда удовлетворяла представлению Мандельштама с конечным числом вычитаний, то мы приходим к более жесткому ограничению, а именно: реальная часть траекторий не может, оставаясь положительной, расти сколь угодно по абсолютной величине

$$\text{Re} \alpha(s) \leq \text{const}. \quad (7)$$

Условие (7) приводит к ограничению на максимальное число резонансов. Их количество определяется максимумом $\text{Re} \alpha(s)$. В качестве резонансов можно интерпретировать только те полюса амплитуды, которые лежат на восходящем участке реальной части траектории. Остальные полюса с ростом номера быстро удаляются от вещественной оси и по отдельности ощутимого вклада в амплитуду не дают.

В области фиксированных углов рассеяния дуальная аналитическая модель с корневой траекторией обладает (§3) орировским поведением:

$$D(s, t) \underset{s \rightarrow \infty}{\approx} \exp(-c\sqrt{|t|} \ln |t|),$$

$\frac{3}{4} = \text{const}$

не совместимым с современными представлениями о кварковой структуре адронов.

В §5 показано, что наблюдаемое на опыте автомодельное поведение

$$\frac{ds}{dt} = s^{-N} f(\theta)$$

достижимо в дуальных аналитических моделях при использовании в них траекторий, обладающих логарифмической асимптотикой

$$|\alpha(t)| \approx \frac{1}{2} \gamma \ln |t|.$$

При этом асимптотическое выражение для дуальной амплитуды имеет вид:

$$D(s, t) \underset{s \rightarrow \infty}{\underset{\gamma t = \text{const}}{\sim}} s^{-n} f(\theta), \quad n = \gamma \ln(2g),$$

где

$$f(\theta) = \sin^{-10} \theta + \frac{1}{9 \cdot 2^{10}} \left[\left(1 + \cos^2 \frac{\theta}{2}\right) \sin^{-5} \frac{\theta}{2} + \left(1 + \sin^2 \frac{\theta}{2}\right) \cos^{-5} \frac{\theta}{2} \right]^2.$$

В рамках дуальной аналитической модели гладкая интерполяция между реджевской и автомодельной областями сводится к сшивке корневой и логарифмической траекторий. Простейшее решение представляется в виде функции

$$\alpha(t) = \alpha(0) - \gamma \ln \frac{1 + \beta \sqrt{t_0 - t}}{1 + \beta \sqrt{t_0}}, \quad (8)$$

содержащей помимо интерсепта $\alpha(0)$ и порога t_0 два свободных параметра: β и γ . Такая траектория воспроизводит линейный (при $t \ll t_0$), корневой (при $t \sim t_0$) и логарифмический (при $t \gg t_0$) режимы, требуемые свойствами дуальной модели и согласием с данными опыта.

Пока нет оснований считать такую связь между "мягкой" и "жесткой" областями единственной или однозначной. Более того, эти области можно разделить, так как резонансное и реджевское поведение амплитуды (4) определяются окрестностями интеграла вблизи 0 и 1 и практически не зависят от поведения подынтегрального выражения в промежуточной области $\chi \approx \frac{1}{2}$, определяющей поведение амплитуды при фиксированных углах рассеяния.

Эта проблема родственна известной задаче об интерполяции между резонансной и реджевской областями. Она была в свое время решена с помощью принципа дуальности, противоположного концепции

интерференционной модели, согласно которой амплитуду рассеяния можно разбить на два слагаемых

$$A(s, t) = A^{(s)}(s, t) + A^{(t)}(s, t) \quad (9)$$

так, что все резонансы по s (по t) содержатся в $A^{(s)}$ (в $A^{(t)}$), а при стремлении одной из переменных (вдоль любого луча на физическом листе) к бесконечности $A^{(s)}$ и $A^{(t)}$ удовлетворяют условиям

$$|s| \rightarrow \infty, t\text{-фикс.} \begin{cases} A^{(t)} \sim s^\alpha \\ s^N A^{(s)} \rightarrow 0 \end{cases}$$

при любых N .

$$|t| \rightarrow \infty, s\text{-фикс.} \begin{cases} t^N A^{(t)} \rightarrow 0 \\ A^{(s)} \sim t^\alpha \end{cases}$$

В §6 диссертации показано, что возможность разбиения амплитуды (4) на интерференционные слагаемые зависит от поведения траекторий, используемых в ней. В случае траекторий с асимптотикой

$$\alpha(t) \approx -\gamma (-t)^\beta [\ln(-t)]^\beta$$

дуальная аналитическая модель не допускает интерференционного представления (9), т.е. она "чисто дуальна", если параметры γ и β удовлетворяют одному из условий

$$a) \gamma = 0, \quad 0 \leq \beta \leq 1;$$

$$b) \gamma = \frac{1}{2}, \quad \beta \geq 0,$$

первое из которых соответствует рассмотренному выше автомодельному поведению амплитуды.

Таким образом, в результате анализа, выполненного в главах I-3, получены довольно жесткие ограничения на форму траекторий; приведен пример функции, удовлетворяющей этим ограничениям. Свободные параметры в ней могут быть определены из сравнения с опытом.

Глава 4 посвящена обобщению дуальной аналитической модели на многочастичные процессы.

N -точечная амплитуда имеет вид (§1)

$$A_N = \int_0^1 \prod_{j=2}^{N-2} dz_{1,j} \left(\frac{1}{j}\right) \prod_p \left(\frac{z_p}{g}\right)^{-\alpha(s_p, z_p) - 1},$$

где

$$J = \prod_{i < j} (z_{i,j})^{j-i-1}; \quad i=2,3,\dots,N-2; \quad j=3,\dots,N-1.$$

P пробегает все пары индексов (ij) мандельштамовских каналов, а $S_{ij} = (p_i + p_{i+1} + \dots + p_j)^2$. Переменная z_p удовлетворяет условию

$$z_p = 1 - \prod_{\bar{p}} z_{\bar{p}},$$

где \bar{P} канал, дуальный P . В этом параграфе рассмотрены также альтернативные формы записи многочастичной дуальной амплитуды.

Аналитические и асимптотические свойства модели подробно исследованы в §§ 2-4 на примере пятиточечной функции

$$A_5(s_{i,i+1}) = \frac{1}{g} \int_0^1 \int_0^1 dx dy \left(\frac{x}{g}\right)^{-\alpha(s_{12}, x) - 1} \left[\frac{1-x}{(1-xy)g}\right]^{-\alpha(s_{23}, \frac{1-x}{1-xy}) - 1}$$

$$\left[\frac{1-y}{(1-xy)g}\right]^{-\alpha(s_{34}, \frac{1-y}{1-xy}) - 1} \left(\frac{y}{g}\right)^{-\alpha(s_{45}, y) - 1} \left(\frac{1-xy}{g}\right)^{-\alpha(s_{51}, 1-xy) - 1},$$

где $x = z_{12}$, $y = z_{13}$. В этом параграфе содержатся также примеры эксклюзивного описания неупругих реакций с помощью дуальной модели.

Значительный интерес представляют одночастичные инклюзивные распределения, сечения которых связаны с помощью обобщенной оптической теоремы с шеститочечной амплитудой Δ_6 . В §5 в рамках развиваемой в диссертации модели вычислены инклюзивные сечения в различных кинематических областях реакции $a+b \rightarrow c+X$.

Во фрагментационной области, $s \rightarrow \infty$, $M^2 \rightarrow \infty$, $u \rightarrow -\infty$, M^2/s , t - фикс., получено выражение

$$E \frac{d\sigma}{d^3p} \approx s^{\alpha(0)-1} \Phi(t, \varrho),$$

отличающееся от узкорезонансного приближения видом функции $\Phi(t, \varrho)$.

В области предельной фрагментации, отличающейся от предыдущей

дополнительным условием $M^2/s \rightarrow 0$, также получено явное выражение для сечения, отличающееся от узкорезонансного приближения зависимостью от t .

Особый интерес представляет распределение частиц в центральной области, $s \rightarrow \infty$, $M^2 \rightarrow \infty$, $t \rightarrow -\infty$, $u \rightarrow -\infty$, $tu/s = p_{\perp}^2 + m_c^2 \equiv k = \text{const}$. Для случая корневых траекторий здесь получено выражение:

а) при $\sqrt{k} < \frac{J_{\max}}{4M_1}$:

$$E \frac{d\sigma}{d^3p} \approx s^{\alpha(0)-1} k^{-1/4} \exp(-4\delta M_1 k^{1/2} \ln g); \quad (I0a)$$

б) при $\sqrt{k} \gg J_{\max}/4M_1$:

$$E \frac{d\sigma}{dt} \approx s^{\alpha(0)-1} k^{-1/8} \exp(-4\gamma \sqrt{M_1} k^{1/4} \ln g). \quad (I0б)$$

Экспоненциальное убывание сечения при малых p_{\perp} (или k) соответствует дифракционному пику в упругом рассеянии. При больших p_{\perp} , однако, одночастичные распределения стремятся к масштабнo-инвариантной форме

$$E \frac{d\sigma}{d^3p} \approx \text{const} p_{\perp}^{-N} F(x_{\perp}), \quad x_{\perp} = \frac{2p_{\perp}}{\sqrt{s}}, \quad (II)$$

следующей из кварк-партонной модели и подтверждаемой опытом. При этом масштабная инвариантность может нарушаться медленно меняющейся функцией $f(p_{\perp})$. Определяемый из опыта показатель степени N уменьшается с ростом p_{\perp} и, по-видимому, приближается к предсказываемому кварк-партонными моделями асимптотическому значению $N = 4$.

В §6 вычислено одночастичное распределение при больших p_{\perp} при помощи дуальной аналитической модели с логарифмической траекторией. Получено выражение

$$E \frac{d\sigma}{d^3p} \approx \text{const} (1-x_{\perp})^M p_{\perp}^{-N} \ln p_{\perp}, \quad (I2)$$

где $M = 1 + \frac{1}{2}\gamma$, $N = (\gamma_1 + \gamma_2)\ln g$, а γ - параметр, содержащийся в траектории. Таким образом, из дуальной аналитической модели следует вид масштабнo-инвариантной функции $F(x_{\perp})$, а также

логарифмический закон отклонения от скейлинга. В отличие от кварк-партонной модели, степени M и N здесь связаны. Число N является свободным параметром и его можно определить из кварковой модели.

Касаясь применения модели к реальным процессам, отметим два обстоятельства:

а) Сечения (I0) и (I2) получены из одной амплитуды, но при различных значениях β_{\perp} и, следовательно, разных режимах поведения траекторий. Поэтому, как и в случае упругого рассеяния, использование траекторий типа (8) позволяет единым образом описывать процессы с малыми и большими β_{\perp} . Наблюдаемое на опыте убывание эффективной степени N связано с переходом от экспоненциального к степенному режиму в сечении.

б) В многочастичных процессах, в принципе, фигурируют те же траектории, что и в упругих процессах. Это позволяет единым образом определять и уточнять свободные параметры подгонкой к различным реакциям.

Глава 5 посвящена вопросам дифракционного рассеяния адронов.

В §13 определена модель упругой дифракции, основанная на предположении о том, что вакуумная особенность является полюсом второго порядка, лежащим на траектории, фиксированной дуальной моделью. Отметим, что в рамках дуальной модели дифракционную компоненту рассматривают отдельно от резонансной.

Амплитуда рассеяния записывается в виде

$$A(s,t) = \frac{d}{d\alpha} \left[-e^{-\frac{i\pi\alpha}{2}} G(\alpha) (\alpha + bs)^{\alpha} \right] =$$

$$-e^{-\frac{i\pi\alpha}{2}} (\alpha + bs)^{\alpha} G'(\alpha) \left[1 + \Phi(\alpha) \ln(\alpha + bs) - \frac{i\pi}{2} \Phi(\alpha) \right],$$

где

$$\Phi(\alpha) = \frac{G(\alpha)}{G'(\alpha)} = \frac{\int d\alpha G'(\alpha) + \gamma}{G'(\alpha)}$$

Форма траектории и вычета, простого полюса, $\alpha(t)$ и $G'(\alpha)$ (которые, вообще говоря, в реджистике являются произвольными функциями) заимствованы из дуальной аналитической модели:

$$G'(\alpha) = c e^{k(\alpha-1)}, \quad \Phi(\alpha) = \frac{1}{k} + \alpha e^{-k(\alpha-1)}, \quad \alpha = \lambda - \frac{1}{k}, \quad k = \ln g,$$

$$\alpha \equiv \alpha_p(t) = \alpha(0) - \sum_i \beta_i \ln \frac{1 + \beta_i \sqrt{t_i - t}}{1 + \beta_i \sqrt{t_i}}$$

Следствия модели сравниваются с экспериментальными данными об упругом рассеянии протонов при энергиях ускорителей ИФВЭ, Фермилаб и ЦЕРН-ISR (рис. 2), а также $p\bar{p}$ -рассеянии, полученными на коллайдере SPS ($\sqrt{s} = 540$ ГэВ). Здесь вклад вторичных реджеонов мал и наблюдаемые явления дифракции с хорошей точностью описываются одной амплитудой (I3).

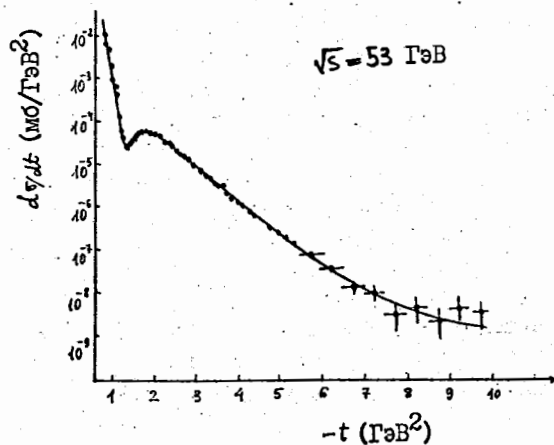


Рис. 2

В § 3 получены предсказания модели: а) энергетическая зависимость полного сечения σ_t ; б) поведение параметра наклона дифракционного конуса $B(s,t)$ и в) отношения действительной к мнимой части амплитуды рассеяния $\rho(s,t)$.

$$а) \quad \sigma_t = \frac{4\pi}{s} \text{Im} A(s,0) = 4\pi c \left(b + \frac{a}{s} \right) \left[1 + \lambda \ln(a + bs) \right].$$

Из подгонки к данным получены значения свободных параметров: $a = 3,37$ (ГэВ)², $b = 1$, $\lambda = 0,06$, $c = 5,97$ (ГэВ)⁻²

$$б) \quad B(s,t) = \frac{d}{dt} \left(\ln \frac{d\sigma}{dt} \right) = B_0 + F(s,t) \ln(a + bs),$$

где $B_0 = 2\alpha' G''(\alpha) / G'(\alpha)$.

Функция $F(s, t)$ убывает и стремится при $s \rightarrow \infty$ к 1. Таким образом, замедление логарифмического роста параметра наклона, наблюдаемое на опыте, свидетельствует в пользу развиваемой модели дифракции.

Параметр наклона дифракционного конуса зависит также от t . Этот эффект впервые был замечен и измерен в 1971 году на встречных пучках ускорителя ISR и недавно подтвержден данными коллайдера pp̄. В диссертации показано, что искривление конуса связано с 2-пионным порогом в t -канале. При этом для наклона получено выражение

$$B(s, t) = k \alpha'(t) \sigma_t(s),$$

которое является обобщением геометрического скейлинга.

в) Диполь, в отличие от простого полюса, содержит положительную вещественную часть. Подогнав параметры c , λ , a и b к данным о полном сечении, можно теперь вычислить отношение $\rho(s, t)$. Полученное в диссертации выражение

$$\rho(s, 0) = \frac{\operatorname{Re} A(s, 0)}{\operatorname{Im} A(s, 0)} = \frac{\frac{\pi}{2} \lambda - \frac{\approx 5^{-1}}{4\pi c (b + a/s) \sin \pi(1-r)}}{1 + \lambda \ln(a + bs)}$$

находится в согласии с имеющимися данными. Для коллайдера предсказывается значение $\rho(\sqrt{s} = 540 \text{ ГэВ}) = 0,07$. Отметим, что реальная часть амплитуды содержит также вклад вторичных траекторий Редже, который был вычислен из данных о разности $\Delta \sigma_t = \sigma_t(pp) - \sigma_t(p\bar{p}) \approx 5^{-1}$.

Модель (I3) приводит к появлению в сечении дифракционного минимума, наблюдаемого на опыте. Механизм дифракционного минимума не зависит от формы траектории. В случае линейной траектории минимум движется по закону

$$t_{\text{dip}} = \frac{1}{\alpha' k} \left(\frac{1 - \lambda k}{1 + k / \ln s/s_0} \right),$$

характерному для моделей, обладающих геометрическим скейлингом.

Единое описание сечения во всей области изменения t требует привлечения полной дуальной амплитуды — не только её асимптотики. В диссертации содержится пример такого описания. Для простоты мы

здесь пренебрегаем ростом сечений, механизмом дифракционного минимума, учитываем лишь один порог в траектории. Из кваркового счета и подгонки к данным получены значения параметров $\beta = 0,6 \text{ (ГэВ)}^{-1}$, $\chi = 1$, $g = 58$, с помощью которых приводятся предсказания для дифференциального сечения в области переданных импульсов, пока недоступную для измерений.

При использовании любых асимптотических моделей принципиально важным является вопрос о пределе их применимости. Из дуальной аналитической модели следует оценка значений s и t , при которых наступает реджевская

$$t_R = \frac{1}{\beta^2} \left[(1 + \beta \sqrt{t_0}) g^{\delta_E/2\delta_P - 1} \right]^2$$

и автомодельная

$$s_{sc} = \delta^{-2} \exp\left(\frac{\delta_P \ln g - 2}{\delta_E}\right), \quad t_{sc} = \delta^{-2} \exp\left(\frac{\delta_E \ln g}{\delta_P}\right), \quad \delta = \frac{\beta}{1 + \beta \sqrt{t_0}}$$

асимптотика. Из этих оценок, в частности, следует, что максимальные передачи импульса, достигнутые на ускорителе ISR, находятся на пределе применимости реджевской асимптотики, а существующие данные по упругому рассеянию на большие углы находятся вне автомодельной области.

Развиваемая в диссертации дифракционная модель в § 4 исследуется в представлении прицельного параметра

$$h(s, b) = \frac{1}{s} \int_0^\infty A(s, t) J_0(b\sqrt{-t}) \sqrt{-t} d\sqrt{-t}. \quad (I4)$$

Интеграл (I4) с амплитудой (I3) вычислен в диссертации явно в случае корневой траектории $\alpha(t) = \alpha_0 - \alpha_1 \sqrt{4m_\pi^2 - t}$ и равен

$$h(s, b) = \frac{c \alpha_1}{s} \exp[k + \mathcal{L}ns] \alpha_0 \left\{ \left(1 + \frac{\mathcal{L}ns}{k}\right) (k + \mathcal{L}ns) L(k + \mathcal{L}ns, b) + \alpha \mathcal{L}^2 ns \exp(-k \alpha_0) L(\mathcal{L}ns, b) \right\},$$

где $\text{Lns} = \ln \frac{s}{s_0} - \frac{i\pi}{2}$,

$$L(c, b) = \frac{1 + 2m_\pi (b^2 + \alpha_1^2 c^2)^{1/2}}{(b^2 + \alpha_1^2 c^2)^{3/2}} \exp \left[-2m_\pi (b^2 + \alpha_1^2 c^2)^{1/2} \right].$$

При использовании более сложной и реалистичной траектории, а также всей дуальной амплитуды этот интеграл вычислен приближенно.

В прицельной амплитуде явно присутствует эффект поглощения (с коэффициентом абсорбции α) при малых значениях b , а также пионная шуба в виде экспоненциального хвоста при больших значениях прицельного параметра b .

В шестой главе рассмотрены термодинамические характеристики системы адронов в рамках S - матричной формулировки статистической механики. В § I установлена связь между термодинамическим потенциалом Ω и амплитудой рассеяния частиц, образующих термодинамическую систему:

$$-\beta(\Omega - \Omega_0) = \sum_{N=2}^{\infty} \int_{N_m}^{\infty} dE \exp(-\beta E) (4\pi i)^{-1} \left(T_{2N} A S^{-1} \frac{\partial}{\partial E} S \right)_c =$$

$$-\int_{2m}^{\infty} dE \exp(-\beta E) (4\pi i)^{-1} T_{2,2} A \left[i \frac{\partial}{\partial E} (\tau + \tau^+) + \tau^+ \frac{\partial}{\partial E} \tau \right] +$$

$$+ \sum_{N=3}^{\infty} \int_{N_m}^{\infty} dE (4\pi i)^{-1} \exp(-\beta E) T_{2N} A \left[i \frac{\partial}{\partial E} (\tau + \tau^+) + \tau^+ \frac{\partial}{\partial E} \tau \right].$$

В § 2 исследована связь (рис. 3) между асимптотическим поведением полного сечения и существованием предельной температуры T_n (определяемой как $P(T_n) = 0$).

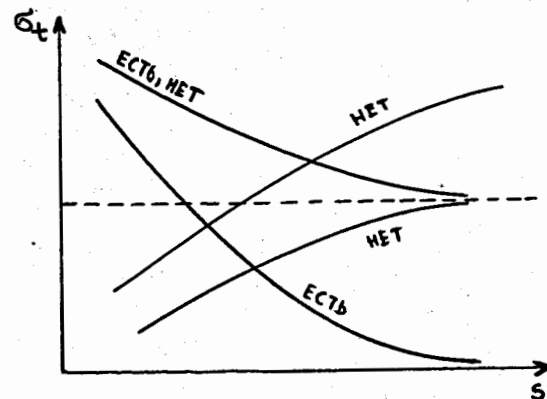


Рис. 3

Показано, что если полное сечение не убывает (что соответствует реальной ситуации), то система адронов не имеет предельной температуры, а уравнения состояния в ультрарелятивистской области температур имеет вид $P(T) = k(\alpha', \epsilon_0) T^6$ (что соответствует $P(\epsilon) = \epsilon/5$), причем значение коэффициента k определено через постоянную компоненту полного сечения σ_0 и наклон ведущей Редже-сингулярности α' .

В § 3 исследованы термодинамические свойства системы адронов при насыщении S - матрицы резонансами, с одной стороны, и реджевской асимптотикой - с другой. Дуальность предполагает эквивалентность двух подходов. В диссертации обсуждаются условия, при которых такое эквивалентное описание имеет место.

В Приложении I исследована возможность устранения кратных полюсов, содержащихся в дуальной модели. В Приложении 2 дуальная аналитическая модель применяется к процессу $\pi\pi$ - рассеяния. В Приложении 3 рассмотрена кварковая модель роста адронных сечений. Здесь с помощью конечноэнергетических дисперсионных правил сумм установлена связь между структурными функциями глубоконеупругого лептон-адронного рассеяния и поведением адронных сечений. Показано, что нарушение масштабной инвариантности в глубоконеупругом рассеянии и рост адронных сечений имеют общую природу и связаны с рождением "морских" кварков.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

I. Построена дуальная амплитуда рассеяния адронов, обладающая аналитическими свойствами, требуемыми условием унитарности (широкие резонансы, пороговые ветвления, мандельштамовская аналитичность).

2. Исследованы свойства модели в комплексных плоскостях углового момента и прицельного параметра. В J - плоскости дуальная аналитическая модель содержит кратные полюса, что, однако, не противоречит требованиям теории S - матрицы. Обсуждается также процедура устранения кратных полюсов.

3. Свойства дуальной аналитической модели совместимы с автомоделной асимптотикой. Предложена траектория Редже, обеспечивающая необходимые аналитические и асимптотические свойства амплитуды.

4. Построено N - частичное обобщение дуальной аналитической модели. Вычислены сечения эксклюзивных и инклюзивных процессов рассеяния в широком интервале энергий и углов рассеяния.

5. Предложена модель дипольного померона с нелинейной траекторией, которая отражает все наблюдаемые явления упругой дифракции. Получено соотношение $B(s,t) = k\sigma_t(s)\alpha'(t)$, являющееся обобщением геометрического скейлинга.

6. В диссертации содержится описание высокоэнергетического pp - рассеяния. Получены оценки значений s и t , при которых наступает реджевская и автомоделная асимптотика.

7. Найдена связь между асимптотическим поведением сечений реакций и термодинамическими характеристиками системы сильновзаимодействующих частиц.

8. Асимптотическое поведение полных сечений связано посредством конечноэнергетических правил сумм с глубоконеупругим рассеянием лептонов на адронах.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. G. Gohén-Tannoudji, V. V. Ilyin, L. L. Jenkovszky, R. S. Tutik, Model for Pomeron Trajectory, Lettere Nuovo Cim. 1972, 2, 957-962.
2. A. I. Bugrij, G. Gohén-Tannoudji, L. L. Jenkovszky, N. A. Kobylinsky, Dual Amplitudes with Mandelstam Analyticity. Fortschritte der Phys. 1972, 21, 427-506.
3. Л. Л. Енковский, Парциально-волновой анализ ДАМА. Теор. Мат. Физ., 1974, 20, 338-351.
4. L. L. Jenkovszky, Rising Total Cross-Sections and Multipole Pomeron Phenomenology. Preprint ITP-74-102E, Kiev, 1974, p. 1-7.

5. Л. Л. Енковский. Дуальные свойства ДАМА. Ядерная физ., 1975, 21, 645-653.
6. А. Н. Валл, Л. Л. Енковский, Б. В. Струминский. О механизме провала в упругом рассеянии адронов. Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, 168-171
7. L. L. Jenkovszky, A. N. Wall, The Dipole Pomeron and Structure in pp Scattering. Czechoslovak Journal of Phys. 1976, B126, 447 - 450.
8. L. L. Jenkovszky, B. V. Struminsky, On the Large $|t|$ Break in the Differential Cross-Section. Preprint ITP-77-112E, Kiev, p. 1-6.
9. L. L. Jenkovszky, A. N. Trushevsky, Asymptotics of Total Cross-Sections and Ultimate Temperature of Hadronic Systems, Nuovo Cim. 1976, 34A, 369-384.
10. L. L. Jenkovszky, A. N. Trushevsky, L. Sertorio, Statistical Approach and Duality. Lettere Nuovo Cim. 1976, 15, 200-202.
11. L. L. Jenkovszky, Particle Production in the S-Matrix Formulation of Statistical Mechanics. In "Hadron Constituents and Symmetries" Bratislava 1978, p. 277-283.
12. L. L. Jenkovszky, V. V. Timokhin, Five-Point DAMA. Acta Phys. Polonica, 1974, B5, 537-545.
13. Л. Л. Енковский, З. Е. Чиковани. Автомоделная асимптотика в дуальной модели. Ядерная физика, 1979, 30, 531-534.
14. L. L. Jenkovszky, F. Paccanoni. Impact Parameter Analyses of DAMA. Nuovo Cim. 1976, 33A, 329-342.
15. L. L. Jenkovszky, F. Paccanoni. Proton's Opacity in a Dual Model. Nuovo Cim. 1981, 62A, 133-144.
16. A. I. Bugrij, Z. E. Chicovani, L. L. Jenkovszky. Smooth Interpolation between Oregar and Fixed Scaling Behaviour. Z. Phys. C, 1980, 4, 45-52.
17. А. И. Бугрий, Л. Л. Енковский, З. Е. Чиковани. Единое описание мягких и жестких столкновений в дуальной модели. В кн. "Проблемы физики высоких энергий и квантовой теории поля". Протвино, 1979, с. 386-397.
18. Л. Л. Енковский, Е. С. Мартынов, З. Е. Чиковани. Автомоделность инклюзивного спектра в дуальной модели. Ядерная физика, 1981, 33, 266-278.

19. L.L.Jenkovszky, A.V.Kholodkov, D.M.Marina and A.N.Wall. Dipole Pomeron and pp Scattering. Preprint ITP-75-88E, Kiev, 1975, p. 1-14.
20. Л.Л.Енковский, Б.В.Струминский. Связь между мягкими и жесткими столкновениями через конечно-энергетические правила сумм. Ядерная физика, 1983, 38, 1568-1575.
21. Л.Л.Енковский, Б.В.Струминский. Наклон дифракционного конуса и данные коллайдера. Препринт ITP-83-32E, с. 1-18.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 декабря 1983 года.