



На правах рукописи

Солдатенко Ольга Николаевна

*ОБОБЩЕНИЕ ЭЙКОНАЛЬНОГО РАЗЛОЖЕНИЯ
АМПЛИТУДЫ УПРУГОГО ПРОЦЕССА
И ОПИСАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ
СТРУКТУРЫ ОБЛАСТИ РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ*

01.04.02 — теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Иркутск – 2008

Работа выполнена на кафедре теоретической физики
Иркутского государственного университета

Научный руководитель: доктор физико-математических наук
Балл Александр Николаевич

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
Гинзбург Илья Файвильевич
(Ин-т Математики им.Соболева
СО РАН, Новосибирск)

кандидат физико-математических наук,
Ломов Владимир Павлович
(ИрГТУ, Иркутск)

Ведущая организация: Международная Межправительственная
Организация Объединенный Институт
Ядерных Исследований, ЛТФ, г. Дубна.

Защита диссертации состоится «11» сентября 2008 г. в 10 часов на заседании диссертационного совета Д.212.074.04 при Иркутском государственном университете по адресу: 664003, Иркутск, бульвар Гагарина, 20.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке Иркутского государственного университета.

Автореферат разослан «09» августа 2008 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
кандидат физико-математических наук,
доцент

Б. В. Мангазеев



Общая характеристика работы

Актуальность темы

Проблемы физики высоких энергий представляют собой важную часть современного естествознания и порождаются быстрым развитием экспериментальной базы. Осенью 2008 года предполагается запуск LHC (Большой адронный коллайдер) при энергии $\sqrt{s} \sim 14$ Tev и позже ILC (международный линейный коллайдер).

Диссертация посвящена важным разделам этих проблем, связанных с исследованием энергетической зависимости сечений (упругих, неупругих и полных) при сверхвысоких энергиях, а также с описанием пространственной структуры области рождения частиц .

Одной из важных проблем является асимптотическое поведение сечений при больших энергиях, выход полного сечения на фруассаровский предел, а также поведение отношения σ_{el}/σ_{tot} при $s \rightarrow \infty$ [1]-[2]. Эксперимент LHC должен в значительной степени внести ясность в этой проблеме.

В настоящее время интенсивно изучаются процессы столкновения тяжелых ядер при очень высоких энергиях. В этих процессах резко возрастает множественность рождения частиц. На коллайдере RHIC в Брукхевене при столкновении ядер золота с энергией $\sqrt{s} \sim 200$ Gev на 1 протон рождается порядка 1200 частиц [3]. Особый интерес представляет пространственная структура области рождения этих частиц на малых расстояниях в связи с проблемой "деконфайнмента" кварков и глюонов. Если существует деконфайнмент (высвобождение кварков и глюонов из адронов), то эта фаза рождения может представлять собой большую область кварк-глюонной плазмы, и можно ожидать, что функция распределения по параметру вылета должна быть гладкой функцией. В противном случае, она должна иметь нетривиальную структуру, обусловленную возникающими при столкновении адронными сгустками.

Целью работы является:

1. Обобщение эйконального приближения на случай малых прицельных параметров и больших углов рассеяния. Это позволит корректно учесть условие унитарности в упругих процессах в области высоких энергий.
2. Построение формализма, позволяющего описать пространственную структуру области рождения частиц. Такой формализм предполагает введение в теорию параметра, характеризующего радиус области вылета частицы и соответствующей функции распределения по этому параметру. Эту функцию распределения необходимо выразить через матричный элемент S -матрицы и связать ее с дифференциальным сечением в интервале импульсов детектируемой частицы.

Научные положения, выносимые на защиту

1. Получено интегральное представление амплитуды упругого процесса в терминах профильных функций. В отличие от эйконального приближения это представление тождественно удовлетворяет условию унитарности во всей области изменения поперечного импульса. Оно позволяет корректно описать область малых прицельных параметров и согласовано с квантово-механическим ограничением фазового объема двухчастичной системы.
2. Построен вектор пространства Фока, описывающий одночастичное состояние с определенным параметром вылета $\vec{\mu}$. Получено разложение этого вектора по одночастичным состояниям с определенным импульсом. Это позволяет вычислить полное сечение любого эксклюзивного процесса, в котором одна из частиц рождается с определенным параметром вылета $\vec{\mu}$.
3. Получено соотношение между дифференциальным сечением по импульсу детектируемой частицы S и функцией распределения по про-

странственному параметру вылета этой частицы из области взаимодействия в системе центра масс сталкивающихся частиц.

Научная новизна

Все результаты, перечисленные в разделе "Научные положения, выносимые на защиту", а также основные выводы диссертации являются новыми.

Научная и практическая ценность

Полученные результаты позволяют:

1. В рамках конкретных динамических моделей на профильную функцию упругой амплитуды описать энергетическое поведение σ_{el}/σ_{tot} в области высоких энергий;
2. После систематической обработки экспериментальных данных по дифференциальным сечениям в широком интервале энергий сталкивающихся частиц сделать заключение о существовании или несуществовании кварк-глюонной плазмы (фазы деконфайнмента).

Апробация работы

Материалы диссертации докладывались на Международной конференции по неэвклидовой геометрии (BGL-5, Минск, октябрь 2006), на научном семинаре Института Теоретической Физики II (Рур-Университет, Бохум, Германия, март 2007), на семинаре Лаборатории Теоретической Физики им.Н.Н.Боголюбова (ОИЯИ, Дубна, октябрь 2007), на Международной Байкальской научной школе по фундаментальной физике (БШФФ-2007, ИГУ-ИСЗФ СО РАН, Иркутск), на семинарах кафедры теоретической физики ИГУ.

Публикации

По материалам диссертации опубликовано 6 печатных работ в отечественных и зарубежных изданиях.

Личный вклад автора

Исследования, составляющие основу диссертационной работы, выполнены в соавторстве с Н.И.Бобровской, А.Н. Валлом, А.А.Владимировым, И.А.Переваловой и М.В.Поляковым. Получение и интерпретация результатов и соответствующих защищаемых положений в существенной мере сделаны лично соискателем.

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения и списка литературы из 66 наименований. Общий объём диссертации – 105 страниц, включая 20 рисунков.

Краткое содержание работы

Во **Введении** обсуждается современное состояние проблемы, отражена актуальность исследуемой темы, сформулированы цели и методы решения поставленных задач, излагается краткое содержание работы.

В первой главе рассматривается обобщение эйконального приближения на случай малых прицельных параметров и больших углов рассеяния. Под эйкональным представлением амплитуды понимается представление ее в виде следующего интеграла:

$$F(q, \theta) = 2q^2 \int_0^{\infty} a(q, b) J_0(bq_{\perp}) b db, \quad (1)$$

где профильная функция $a(q, b)$ связана с эйкональной фазой $\chi(q, b)$ соотношением:

$$a(q, b) = \frac{e^{2i\chi(q, b)} - 1}{2iq}, \quad (2)$$

здесь b - прицельный параметр, а q - импульс в с.ц.м. сталкивающихся частиц.

Представление (1) есть квазиклассическое приближение известного разложения амплитуды на парциальные волны, а представление (2) есть следствие условия унитарности на парциальную волну.

Проблема, возникающая при использовании эйконального приближения, заключается в том, что эйкональная амплитуда (1) с профильной функцией (2) перестает удовлетворять уравнению унитарности. Причиной является то, что на физическом интервале значений поперечного импульса функции Бесселя $J_0(bk_\perp)$ не образуют ортогональной системы, т.е.:

$$\int_0^q J_0(b_1 k_\perp) J_0(b_2 k_\perp) k_\perp dk_\perp \neq \delta(b_1 - b_2)$$

Эта проблема решается в рамках теоретико-группового обобщения прицельного параметра. В этом подходе мы интерпретируем прицельный параметр как вектор максимального сближения между двумя бесспиновыми частицами в с.ц.м..

Этот вектор выражается через относительный орбитальный момент $L_i = \varepsilon_{ijk} \xi_j q_k$ и относительный импульс q_j в с.ц.м. этих частиц:

$$d_i = \frac{1}{q^2} \varepsilon_{ijk} q_j L_k \quad (3)$$

Компоненты d_i могут служить определением прицельного параметра столкновения двух частиц в с.ц.м.. Для получения волновой функции состояния с определенным значением прицельного параметра необходимо проквантовать компоненты d_i и сформулировать соответствующие уравнения на собственные функции и собственные значения.

После стандартной процедуры квантования, получаем систему коммутационных соотношений между операторами d_1 , d_2 , L_3 [4]:

$$[d_1 d_2] = -\frac{i}{q^2} L_3, \quad [d_1 L_3] = -i d_2, \quad [d_2 L_3] = i d_1 \quad (4)$$

Это алгебра группы $SO(2,1)$. Ее свойства подробно исследованы и представлены в работах Н.Я.Виленкина [5], [6]. Оператор Казимира такой алгебры равен:

$$\hat{K} = d_{\perp}^2 - \frac{1}{q^2} L_3^2, \quad d_{\perp}^2 = d_1^2 + d_2^2, \quad [d_{1,2} \hat{K}] = 0, \quad [d_3 \hat{K}] \neq 0 \quad (5)$$

Далее строим волновую функцию двух-частичного состояния с определенным прицельным параметром, рассматривая систему уравнений:

$$\hat{K} \Psi = b^2 \Psi, \quad L_3 \Psi = m \Psi \quad (6)$$

В этом уравнении b^2 мы интерпретируем, как квадрат прицельного параметра, или как квадрат поперечной составляющей вектора максимального сближения сталкивающихся частиц.

Анализ этой системы показывает, что необходимым условием существования однозначных, непрерывных и квадратично интегрируемых решений является условие:

$$b^2 \geq \hbar^2 / 4q^2 \quad (7)$$

где q - импульс в с.ц.м., b - прицельный параметр, \hbar - постоянная Планка, т.е. при фиксированной энергии существует минимальный прицельный параметр $b^2 = \hbar^2 / 4q^2$. Это условие естественно рассматривать как соотношение неопределенности в фазовом пространстве bq .

В результате для волновой функции двух-частичного состояния в импульсном представлении получается регулярное решение в виде:

$$\Psi_\mu(\vec{q}_\perp) = \frac{q}{\sqrt{q^2 - q_\perp^2}} P_{-1/2+i\mu} \left(\frac{q}{\sqrt{q^2 - q_\perp^2}} \right), \quad (8)$$

$$q_\perp = q \sin \theta, \quad 0 \leq \theta \leq \pi,$$

$$\mu = (q^2 b^2 - 1/4)^{1/2}, \quad q^2 b^2 \geq 1/4$$

$P_\nu(z)$ -сферическая функция Лежандра. Совокупность функций (8) образует полный ортонормированный базис [7] - [9].

$$\int_0^{\pi/2} \Psi_\mu(\vec{q}_\perp) \Psi_\nu(\vec{q}_\perp) \sin \theta d\theta = \frac{1}{\mu th(\pi\mu)} \delta(\mu - \nu) \quad (9)$$

$$\int_0^\infty d\mu \mu th(\pi\mu) \Psi_\mu(\vec{q}_\perp) \Psi_\mu(\vec{q}'_\perp) = \delta(|\cos \theta| - |\cos \theta'|) \quad (10)$$

Разложения амплитуды по базису функций $\{\Psi_\mu(\vec{k}_\perp)\}$ имеет вид:

$$f^{(\epsilon)}(\vec{k}_\perp; \vec{q}) = \int_0^\infty (v_0 u'_0) P_{-1/2+i\mu} (v u') u_p^{(\epsilon)}(\mu) \mu th(\pi\mu) d\mu \quad (11)$$

Здесь введены переменные конуса:

$$\vec{k} = (k_3, \vec{k}_\perp) \rightarrow u = (u_0, \vec{u}) = \left(\frac{k}{|k_3|}, \frac{\vec{k}_\perp}{|k_3|} \right),$$

$$(v \cdot u) = v_0 u_0 - (\vec{v} \cdot \vec{u}), \quad u^2 \equiv u_0^2 - \vec{u}^2 = 1$$

Первый аргумент в $f^{(\epsilon)}(\vec{k}_\perp; \vec{q})$ означает импульс рассеянной частицы, а второй - импульс частицы в начальном состоянии в с.ц.м.. Символ $\epsilon = \pm 1$ соответствует знаку k_3 .

Коэффициенты разложения $u_p^{(\epsilon)}(\mu)$ в (11) мы будем называть профиль-

ными функциями на группе $SO_\mu(2.1)$. Они соответствуют парциальным волнам при разложении амплитуды по функциям Лежандра.

Амплитуда упругого процесса $A + B \rightarrow A + B$ должна удовлетворять уравнению унитарности, вытекающего из унитарности S -матрицы:

$$S^+S = I$$

Отсюда:

$$2\text{Im}f^{(+)}(\vec{q}_\perp; \vec{p}) = p^2\lambda(p) \sum_{\epsilon=\pm 1} \int d\Omega_{\vec{k}} \bar{f}^{(\epsilon)}(\vec{k}_\perp; \vec{q}) f^{(\epsilon)}(\vec{k}_\perp; \vec{p}) + \sum_s \int \prod_{i=1}^s d\vec{k}_i \delta^4(P_{in} - \sum_i k_i) \langle \{\vec{k}_i\} | A | \vec{q}; -\vec{q} \rangle^* \langle \{\vec{k}_i\} | A | \vec{p}; -\vec{p} \rangle \quad (12)$$

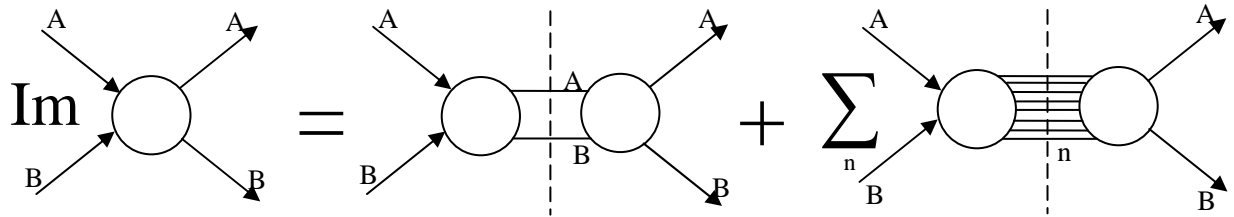


Рис. 1: Графическое представление условия унитарности

При выводе уравнения (12) мы использовали интегральное соотношение:

$$\int \Phi(\vec{q}) d\vec{q} = \int q^2 dq d\Omega \Phi(\vec{q}) = \sum_{\epsilon=\pm 1} \int q^2 dq d\Omega_{\vec{q}} \Phi(\vec{q}_\perp, \epsilon\sqrt{q^2 - q_\perp^2}) \quad (13)$$

$$d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi, \quad d\Omega_{\vec{q}} = \frac{1}{q\sqrt{q^2 - q_\perp^2}} dq_\perp$$

В уравнении (12):

$$f^{(\epsilon)}(\vec{k}_\perp; \vec{q}) \equiv \langle \vec{k}_\perp, \epsilon\sqrt{q^2 - k_\perp^2}; -\vec{k} | A | \vec{q}; -\vec{q} \rangle, \quad \epsilon = \pm 1, \quad |\vec{k}| = |\vec{q}| = |\vec{p}| = p ;$$

матричный элемент от оператора A связан с матричным элементом от

оператора F соотношением:

$$\langle f|F|in \rangle = \delta^4(P_{in} - P_f) \langle f|A|in \rangle ; \quad (14)$$

$\lambda(p)$ связана с относительной скоростью в с.ц.м. выражением:

$$|\vec{u}| = \frac{p(E_A + E_B)}{E_A \cdot E_B} = \frac{1}{\lambda(p)} \quad (15)$$

E_A, E_B - энергии сталкивающихся частиц в системе центра масс.

Подстановка разложения (11) в уравнение (12) приводит для профильной функции $u_p^{(\epsilon)}(\mu)$ к следующему алгебраическому соотношению:

$$Im u_p^{(+)}(\mu) = K \sum_{\epsilon=\pm 1} |u_p^{(\epsilon)}(\mu)|^2 + G_{inel}^{(+)}(\mu, p) \quad (16)$$

где

$$G_{inel}^{(+)}(\mu, p) = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega_{\vec{q}} \Psi_{\mu}(q_{\perp}) A_{inel}(\{\vec{q}_{\perp}, q_3 = +\sqrt{q^2 - q_{\perp}^2}\}, \vec{p}) \quad (17)$$

Выражение (16) есть условие унитарности для профильных функций $u_p^{(\epsilon)}(\mu)$ на группе $SO_{\mu}(2.1)$. Оно отличается от условия унитарности для парциальных волн $a_l(p)$, реализующих представление группы $O(3)$, наличием сигнатуры (\pm) , которое привело к появлению дополнительного слагаемого $|u_p^{(-)}(\mu)|^2$, отвечающего за рассеяние в заднюю полусферу.

Простейшая модель профильной функции $u_p^{(\pm)}(\mu)$, согласованная с условием унитарности (16), соответствует предельным случаям полного поглощения и полного отражения на определенных участках по b в интервале $R_0(p) \leq b \leq R(p)$ (рис.2):

- $0 \leq b \leq R_0(p) = 1/2p$ - интервал запрещенных значений b в соответствии с условием: $b^2 p^2 \geq 1/4$,
- $R_0(p) \leq b \leq R_{refl}(p)$ - интервал, на котором происходит полное отражение,

- $R_{refl}(p) \leq b \leq R(p)$ - интервал, на котором происходит полное поглощение

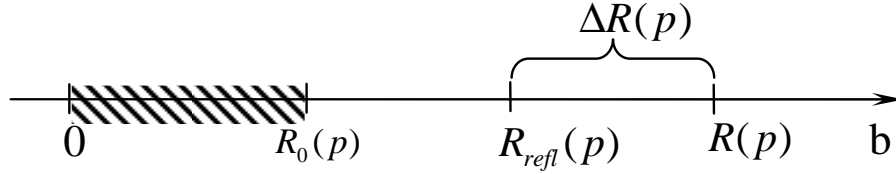


Рис. 2: Структура области столкновения

Анализ сечений в рамках этой модели приводит для отношений сечений к выражению:

$$\sigma_{el}/\sigma_{tot} = 1 - \Delta, \quad \Delta = \frac{1}{2} \frac{\int_{\mu_{refl}}^{\mu_R} \mu \operatorname{th}(\pi\mu) d\mu}{\int_0^{\mu_R} \mu \operatorname{th}(\pi\mu) d\mu} \quad (18)$$

На рис. 3 приведены результаты численного вычисления отношения сечений при значениях $\sqrt{s} = 14$ TeV, $R = 1$ F.

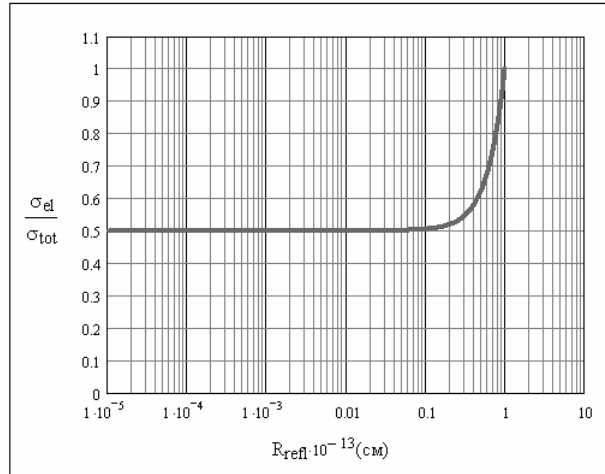


Рис. 3: Зависимость отношения σ_{el}/σ_{tot} от R_{refl}

Из рисунка видно, что отклонение σ_{el}/σ_{tot} от значения $1/2$ начинается в области, в которой R_{refl} становится порядка R . В этой области значение

σ_{el}/σ_{tot} резко изменяется, стремясь к 1. Таким образом унитарное насыщение происходит на объекте с очень узкой, абсолютно поглощающей периферией $\Delta R(p)/R \ll 1$, т.е. обусловлено процессами рассеяния в заднюю полусферу (Reflective Scattering).

Более реалистичная модель должна давать возможность получать отношения σ_{el}/σ_{tot} во всем интервале его значений. В нашей модели это достигается путем введения ненулевого параметра неупругости η_{inel} (характеристики "серости" диска).

В этом случае:

$$\frac{\sigma_{el}}{\sigma_{tot}}(\eta_{inel}) \simeq \frac{1}{2} \left(1 + \frac{R_{refl}^2}{R^2} \right) - \frac{\eta_{inel}}{2} \left(1 - \frac{R_{refl}}{R} \right)^2 + O(\eta_{inel}^2), \quad R_{refl} \leq R \quad (19)$$

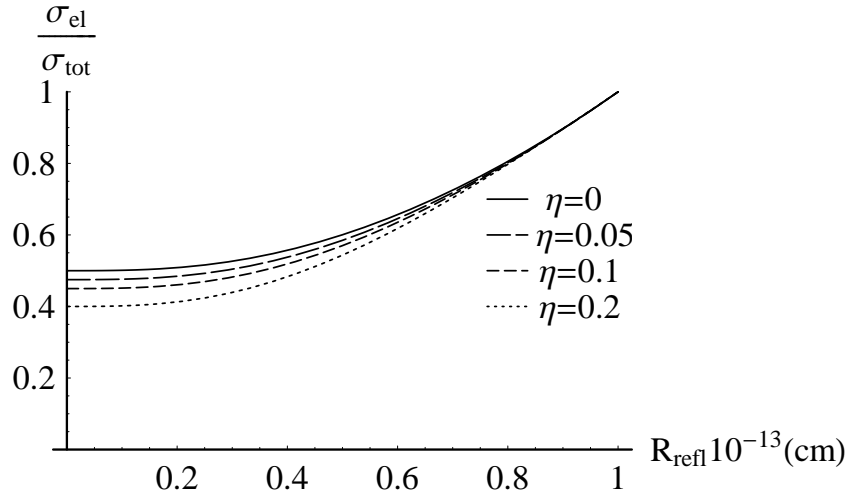


Рис. 4: Зависимость отношения σ_{el}/σ_{tot} от R_{refl} при разных значениях η_{inel}

Из рисунка (4) видно, что увеличение значения параметра неупругости η_{inel} ("серость" диска) эффективно уменьшает отношение сечений σ_{el}/σ_{tot} .

Показано, что отношения сечений σ_{el}/σ_{tot} определяется параметрами η_{inel} и R_{refl} . Изменение этих параметров позволяет получить всю область изменения значений σ_{el}/σ_{tot} .

Во второй главе получен полный базис одночастичных состояний в про-

пространстве Фока, в которых роль квантовых динамических характеристик играют координаты пространственной области рождения детектируемой частицы. Как уже отмечалось, функция распределения по этим координатам является важной физической характеристикой среды, где рождается частица. Основой нашего рассмотрения является классификация состояний по группе движения импульсного пространства на поверхности $q^2 = const$, где \vec{q} - импульс детектируемой частицы.

Кроме хорошо известных трех генераторов таких движений - компонент орбитального момента импульса \hat{L}_i , $i = 1, 2, 3$ существуют еще три, представляющих собой билинейную комбинацию, генераторов группы Пуанкаре. В совокупности, эти шесть генераторов образуют алгебру $SO(3,1)$. Оператор Казимира этой алгебры является вырожденным и равен просто числу. Однако, эта алгебра имеет нетривиальную подалгебру $SO(2,1)$ с простой физической интерпретацией на языке состояний с определенным значением некоторого пространственного параметра b . Он характеризует траекторию свободной частицы и равен минимальному расстоянию частицы на траектории до начала координат (рис. 5). Этот параметр мы называем пространственным параметром вылета частицы и исследуем функцию распределения рождаемых в процессе частиц по этому параметру. В развитии формализме во всех соотношениях b входит через безразмерный параметр $\mu = \sqrt{b^2 q^2 - 1/4}$, поэтому для обозначения полученной алгебры мы используем по тексту работы символ $SO_\mu(2,1)$. Физический смысл параметра μ следует из соотношения:

$$\left(\mu^2 + \frac{1}{4}\right)^{1/2} = \frac{bq}{\hbar}$$

где \hbar -постоянная Планка.

Таким образом, в правой части этого соотношения стоит число квантовых ячеек в фазовом пространстве двухчастичной системы. Этот факт и определяет физический смысл параметра μ .

Вектор \vec{d} на рис.5 характеризует минимальное расстояние классической траектории от точки "О" и выражается через импульс и орбитальный мо-

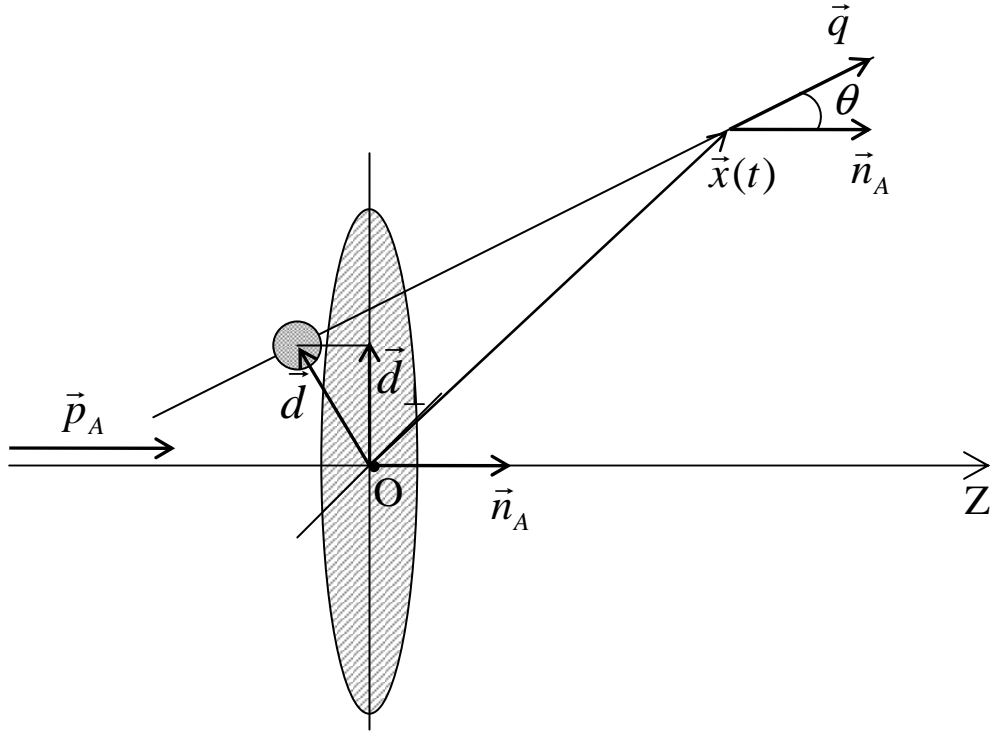


Рис. 5: Классическая траектория $\vec{X}(t)$ асимптотически свободной частицы с импульсом \vec{q} , продолженная в область реакции характеризуется минимальным расстоянием \vec{d} от выбранной точки "O". В л.с.к. эта точка соответствует центру мишени, а в с.ц.м. месту встречи пучков.

мент частицы С относительно точки "O" следующим образом:

$$d_i = \frac{1}{q^2} \varepsilon_{ijk} q_j L_k \quad (20)$$

Формально это выражение (20) совпадает с выражением (3) для компонент вектора максимального сближения между двумя частицами, с той лишь разницей, что в (3) q_i и L_j являются компонентами относительного импульса и относительного момента. Этот факт является существенным при построении одночастичного пространства Фока.

С учетом этого замечания, процедура квантования компонент d_i аналогична процедуре, изложенной в главе 1, и полученные там результаты были использованы в главе 2.

Построение одночастичного состояния в пространстве Фока связано с

решением системы уравнений:

$$\hat{K} \psi(\vec{q}_\perp) = b^2 \psi(\vec{q}_\perp) , \quad (\vec{n}\vec{d}_\perp) \psi(\vec{q}_\perp) = \text{const} \psi(\vec{q}_\perp), \quad (21)$$

где оператор K является оператором Казимира алгебры $SO_\mu(2.1)$ и равен:

$$\hat{K} = d_\perp^2 - \frac{1}{q^2} L_3^2 , \quad d_\perp^2 = d_1^2 + d_2^2 , \quad [d_{1,2}\hat{K}] = 0 , \quad [d_3\hat{K}] \neq 0 \quad (22)$$

Решением этой системы уравнений являются двумерные функции Шапиро (плоские волны на группе $SO_\mu(2.1)$) [10], [11]:

$$\psi(\vec{q}_\perp) \equiv \xi(\vec{q}_\perp, \vec{\mu}) = \frac{q}{\sqrt{q^2 - q_\perp^2}} \left(\frac{q - \vec{n} \cdot \vec{q}_\perp}{\sqrt{q^2 - q_\perp^2}} \right)^{-\frac{1}{2} + i\mu}$$

$$\vec{q}_\perp = (q_\perp \cos \varphi , q_\perp \sin \varphi) , \quad \vec{n} = (\cos \theta, \sin \theta), \quad \vec{\mu} = \vec{n} \cdot \mu,$$

Эти функции представляют собой волновые функции одночастичного состояния в импульсном представлении с определенным значением параметра вылета $\vec{\mu}$. Они образуют полную ортонормированную систему. Это позволяет выразить вектор одночастичного состояния пространства Фока с определенным пространственным параметром $\vec{\mu}$ в виде суперпозиции одночастичных состояний с определенным импульсом:

$$\langle \vec{\mu}, q, \epsilon | = \frac{1}{(2\pi)^2} \int \bar{\xi}(\vec{q}_\perp, \vec{\mu}) \langle \vec{q}_\perp, \epsilon \sqrt{q^2 - q_\perp^2} | d\Omega_{\vec{q}} \quad (23)$$

Обратное преобразование имеет вид:

$$\langle \vec{q}_\perp, \epsilon \sqrt{q^2 - q_\perp^2} | = \int \xi(\vec{q}_\perp, \vec{\mu}) \langle \vec{\mu}, q, \epsilon | d\Omega_{\vec{\mu}} \quad (24)$$

где

$$d\Omega_{\vec{\mu}} = th(\pi\mu) d\vec{\mu}$$

Разложения (23) и (24) позволяют вычислить матричный элемент S-матрицы и получить выражение для полного числа событий N эксклюзив-

ного процесса $2 \rightarrow 1 + s$, где детектируемая частица находится в состоянии с определенным параметром вылета $\vec{\mu}$:

$$N = (2\pi)^2 \sum_{\epsilon=\pm 1} \int \left(\prod_{i=1}^s d\vec{q}_i \right) q^2 dq d\Omega_{\vec{\mu}} | \langle \{q_s\}; \vec{\mu}, q, \epsilon | (\hat{S} - \hat{I}) | in \rangle |^2 \quad (25)$$

Полное сечение процесса $2 \rightarrow 1 + s$ получается из N выделением полного объема V и полного времени T реакции [12], [13].

В третьей главе в рамках формализма алгебры $SO_\mu(2.1)$ получена и проанализирована связь между дифференциальным сечением рождения детектируемой частицы C по поперечному импульсу и дифференциальным распределением по пространственному параметру \vec{b} , характеризующему координаты области рождения частицы C . Дифференциальное распределение по пространственному параметру μ связано с полным числом событий N соотношением:

$$\frac{d\sigma^\pm}{d\mu} = \frac{1}{n_1 n_2 T V |\vec{u}|} \frac{dN^\pm}{d\mu}$$

Переход в матричных элементах в выражении (25) от состояний $\langle \{q_s\}; \vec{\mu}, q, \epsilon |$ к состояниям $\langle \{q_s\}; \vec{q}_\perp, \epsilon \sqrt{q^2 - q_\perp^2} |$ приводит к соотношениям:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^+}{d\mu} &= \frac{1}{2\pi} \mu th(\pi\mu) \kappa(\mu) \int_0^1 \frac{dz}{z} P_{-1/2+i\mu} \left(\frac{1}{z} \right) \frac{d\sigma}{dz} \\ \frac{d\sigma^-}{d\mu} &= \frac{1}{2\pi} \mu th(\pi\mu) \kappa(\mu) \int_{-1}^0 \frac{dz}{|z|} P_{-1/2+i\mu} \left(\frac{1}{|z|} \right) \frac{d\sigma}{dz} \end{aligned} \quad (26)$$

где

$$\kappa(\mu) = \int \xi(\vec{k}_\perp, \vec{\mu}) d\Omega_{\vec{k}} = \frac{2\pi^2}{ch(\pi\mu)} \frac{\sqrt{\pi}}{|\Gamma(\frac{i\mu}{2} + \frac{3}{4})|^2}$$

Таким образом, дифференциальное распределение по μ выражается через экспериментально наблюдаемое дифференциальное сечение по косинусу угла рассеяния частицы $d\sigma/dz$.

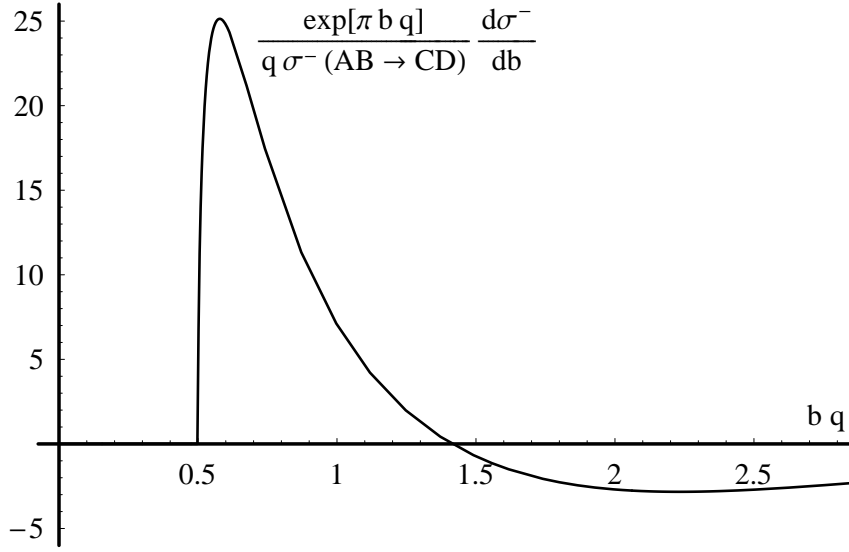


Рис. 6: Функция распределения по b в модели одночастичного обмена. $bq < 1/2$ – область запрещенная соотношением неопределенности, $1/2 < bq \lesssim \sqrt{2}$ – область рождения частиц C , $bq \gtrsim \sqrt{2}$ – область поглощения частиц C , $q = 5 M$, $z_0 = 1.02$

Аналога таких соотношений в рамках эйконального приближения не существует. Отметим важное нормировочное соотношение:

$$\sum_{\epsilon=\pm 1} \int_0^{\infty} \left(\frac{d\sigma^{(\epsilon)}}{d\mu} \right) d\mu = \int_{-1}^1 \left(\frac{d\sigma}{dz} \right) dz = \frac{N}{TVn_1n_2|\vec{u}|} = \sigma(AB \rightarrow CD) \quad (27)$$

В отличие от $d\sigma^{\pm}/d\Omega_{\vec{q}}$, дифференциальное распределение $d\sigma^{\pm}/d\Omega_{\vec{\mu}}$ не является положительно определенным на всем интервале μ . Вклад области отрицательных значений $d\sigma^{\pm}/d\Omega_{\vec{\mu}}$ эффективно приводит к уменьшению полного числа событий рождения частицы C . Таким образом, эту пространственную область можно интерпретировать как область, где происходит поглощение частиц C . При этом полное число асимптотических состояний с данным μ регулируется соотношением (27).

Распределение (26) тесно связано с пространственной структурой взаимодействующих частиц и допускает наглядную физическую интерпретацию (рис. 6). В плоскости поперечного импульса для бесспиновых частиц C эта структура представляет собой набор дискретных аксиально-

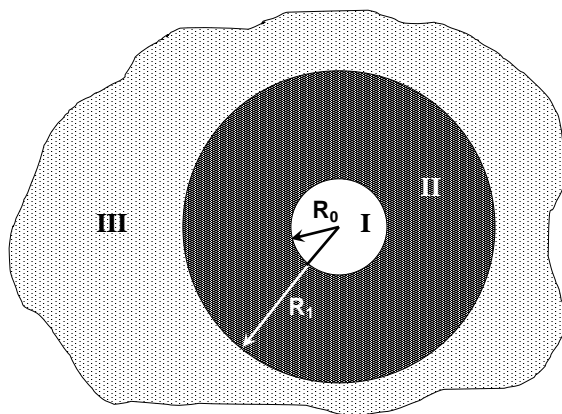


Рис. 7: Зонная структура в плоскости \vec{b} в модели одночастичного обмена. Зона I - область запрещенная соотношением неопределенности, зона II - область рождения частиц C, зона III - область поглощения частиц C.

симметричных зон (рис. 7).

На рисунке 7 условие $R_0^2 = \hbar^2/4q^2$ определяет границу запрещенной области, в которой нарушается соотношение неопределенности Гейзенберга (фазовый объем частицы C меньше допустимого). Область $R_0 < b < R_1$ определяет пространственную область рождения частиц C. Наконец, область $b > R_1$ - это область, в которой происходит поглощение части рожденных частиц C в соответствии с равенством (27).

Полученная связь между сечениями по \vec{q}_\perp и \vec{b} является точной и не связана с определенной моделью, поэтому возникает возможность анализировать пространственную структуру мишени на основе экспериментальных данных по угловым распределения частицы C.

Четвертая глава является приложением и результаты ее используются при моделировании угловых распределений детектируемой частицы в с.ц.м. сталкивающихся частиц A и B по экспериментальным данным соответствующих распределений в л.с.к. частицы B. Необходимость перехода из л.с.к. в с.ц.м. связана с тем, что выражение (26) справедливо только в с.ц.м.. Это связано с тем, что в л.с.к. энергии частицы C зависит от угла рассеяния [14].

В заключении сформулированы **основные результаты работы**, полученные при работе над диссертацией:

1. Получено последовательное обобщение эйконального разложения амплитуды упругого процесса на основе теоретико-группового определения прицельного параметра двух сталкивающихся частиц. После стандартной процедуры квантования построена волновая функция квантовомеханического состояния с определенным значением прицельного параметра. Эта система функций образует класс функций конуса, полнота которых исследована ранее в работах Фока. Это позволяет получить разложение упругой амплитуды как функции на группе прицельного параметра $SO_\mu(2.1)$, и таким образом выразить амплитуду упругого процесса через профильную функцию $u_p^{(\pm)}(\mu)$ -аналог парциальной волны $a_l(p)$. Важной особенностью этого разложения является локализация условия унитарности по переменной μ . Другой особенностью такого разложения является проявление сигнатуры, соответствующей рассеянию в переднюю или заднюю полусферы.
2. Построен вектор пространства Фока, описывающий одночастичное состояние с определенным параметром вылета $\vec{\mu}$. Получено разложение этого вектора по одночастичным состояниям с определенным импульсом. Это позволяет вычислить полное сечение любого эксклюзивного процесса, в котором одна из частиц рождается с определенным параметром вылета $\vec{\mu}$.
3. Получено точное соотношение между дифференциальным сечением по импульсу детектируемой частицы C и функцией распределения по пространственному параметру вылета этой частицы из области взаимодействия. Эта функция описывает распределение вещества в мишени и позволяет понять природу ее составных частей на адронных масштабах. В простой модели рассеяния на бесструктурной точечной мишени, в рамках одночастичного t -канального обмена показано, что область взаимодействия разделяется на зоны рождения и поглощения частиц C . Аналогичный результат получается при обработке экспериментальных данных дифференциальных сечений по угловому распределению (реакция $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$)

Перспектива дальнейших исследований связана с анализом известных теоретических моделей амплитуд упругих и квазиупругих процессов и с последовательной обработкой экспериментальных данных конкретных реакций на широком интервале энергий сталкивающихся частиц.

Публикации автора по теме диссертации

- [1] M.V.Polyakov, O.N.Soldatenko, A.N.Vall, A.A.Vladimirov, Spatial image of hadrons from scattering I: $SO_\mu(2.1)$ algebra formalism, arXiv:0708.2857v1 [hep-ph] 21 aug. 2007г.
- [2] O.N.Soldatenko, A.N.Vall, A.A.Vladimirov, Unitarization of elastic amplitude on $SO_\mu(2.1)$ group, arXiv:0805.2296v1 [hep-ph] 15 May 2008г.
- [3] Валл А.Н., Владимиров А.А., Перевалова И.А., Солдатенко О.Н. Распределение по пространственному параметру вылета частицы С в процессе $A+B \rightarrow C+D$ в системе мишени частицы В // Материалы X Конференции молодых ученых «Современные проблемы в астрофизике и физике космической плазмы», Иркутск, 17–22 сент. 2007 г. — Иркутск: Изд-во ИСЗФ СО РАН, 2007. — С. 291–293.
- [4] Yenkovsky L.L., Soldatenko O.N., Vall A.N. An off-mass-shell Regge-pole amplitude for deeply virtual Compton scattering and nucleon structure // Non-Euclidean Geometry In Modern Physics, Proceedings of the 5th international conference Bolyai-Gauss-Lobachevsky (BGL-5), Minsk, 10-13 oct. 2006. — С. 340–348.
- [5] Валл А.Н., Солдатенко О.Н., Владимиров А.А. Теоретико-групповое описание пространственной области столкновения частиц. // Известия высших учебных заведений. Физика. 2008, т. 51, № 3, с. 92-96.
- [6] Валл А.Н., Солдатенко О.Н., Владимиров А.А. Пространственная структура области столкновения частиц и ее связь с угловым рас-

пределением детектируемой частицы // Известия высших учебных заведений. Физика. 2008, т. 54, № 6, с.33-37.

Список цитируемой литературы

- [1] Валл А.Н. Амплитуда упругого адрон-адронного взаимодействия в модели $\sigma_{el}/\sigma_{tot} \rightarrow 1$, ЯФ , т.44 , вып.1(7) , с.197-204 , 1986 ; Серпухов 1985 , препринт ИФВЭ , ОТФ 85-123
- [2] Troshin S.M., Tyurin N.E. Reflective scattering from unitarity saturation, arXiv:hep-ph/0701241v4 4 Jun 2007
- [3] Sorensen P.R., Kaon and Lambda Production at Intermediate p_T : Insights into the Hadronization of the Bulk Partonic Matter Created in Au+Au Collisions at RHIC, University of California Los Angeles, arXiv: nucl-ex/0309003 v2 9 Sep 2003.
- [4] Валл А.Н., Макеев Н.А. Группа прицельного параметра и ее реализация.//Ядерная физика, 1978, Т.27, вып.2, С.558-564
- [5] Виленкин Н.Я. Специальные функции и теория представления групп, Наука, 1965.
- [6] Виленкин Н.Я. Смородинский Я.А. ЖЭТФ, 1964, Т.46, вып.5.
- [7] Бейтман Г. Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции, "Наука 1973, т.1
- [8] Лебедев Н.Н. Специальные функции и их приложения. - М.: Гос. Изд-во физико-мат. литературы, 1963.
- [9] Фок В.А. ДАН СССР, 1943, 39 N7, с.279-283
- [10] В.Г.Кадышевский, Р.М.Мир-Касимов, Н.Б.Скачков, ЭЧАЯ, 2,3, 1972.
- [11] И.С.Шапиро, ДАН СССР, 106, 647, 1956.
- [12] Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. Введение в квантовую теорию полей, 4-е изд.-М.: Наука, 1984.

[13] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. -т.П. - М.: Наука, 1988. -509с.

[14] Гольданский В.И., Никитин Ю.П., Розенталь И.Л. Кинематические методы в физике высоких энергий. - М.: Наука, 1987 - 199с.