ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

4 - 11046

ХАНХАСАЕВ
Михаил Хадалаевич

МЕТОД ФАЗОВЫХ ФУНКЦИЙ В ЗАДАЧЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛЬНОГО РАССЕЯНИЯ

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1977

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник В.Ф.ХАРЧЕНКО,

кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник
В.Р.ГАРСЕВАНИШВИЛИ.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт ядерной физики Московского государственного университета.

Автореферат разослан "   "   1977 года.

Защита диссертации состоится "   "   1977 года на заседании Специализированного ученого совета К-047.01.01 Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета
В.И.ЖУРАВЛЕВ.

Общая характеристика работы

Актуальность темы

Неослабевающий интерес к теории потенциального рассеяния обусловлен непрерывным увеличением области приложения ее идей к исследованию различных явлений физики. Развивается как система понятий, так и формальный математический аппарат теории. Приближенные и точные методы решения квантовомеханических задач продолжают появляться как в рамках известных подходов, так и на пути создания новых формализмов.

В последние годы в теории потенциального рассеяния плодотворно развивался метод фазовых функций, систематическое изложение которого дано в монографиях [1,2]. Важным его преимуществом по сравнению с традиционным рассмотрением уравнения Шредингера является то, что уравнения этого метода формулируются для непосредственно наблюдаемых величин - таких,как фазы и амплитуды рассеяния. Метод фазовых функций оказался очень удобным при решении многих конкретных задач атомной и ядерной физики [1,2]. Недавно была установлена [3] возможность его релятивистского обобщения на основе квазипотенциального подхода [4,5] к релятивистской задаче двух тел.

Метод фазовых функций в работах [1-3] сформулирован для парциальных фаз и амплитуд рассеяния. Это ограничивает сферу его применимости низкоэнергетической областью рассеяния, когда достаточно знать несколько низших парциальных волн. Необходимость учета большого числа парциальных волн порождает здесь, как и в других подходах, существенные математические трудности.

Такая задача возникает, например, когда длина волны рассеиваемой частицы значительно меньше характерного масштаба области взаимодействия.

Теории высокоэнергетического потенциального рассеяния уделяется в последнее время большое внимание. Интерес к ней обусловлен возможностью непосредственных приложений к атомной и ядерной физике /6-9/, а также надеждой, что результаты таких исследований смогут помочь в понимании значительно более сложных проблем релятивистского рассеяния сильновзаимодействующих частиц /10-12/.

Одной из важных и недостаточно изученных задач теории высокоэнергетического рассеяния является исследование процессов рассеяния с большой передачей импульса. В частности, интенсивно обсуждается проблема обобщения известного эйконального приближения /6/ на случай больших углов. Сейчас имеется целый ряд /13/ высокоэнергетических приближений для амплитуды рассеяния, претендующих на ее решение. С чем связана такая неоднозначность?

Известно, что процессы рассеяния с большой передачей импульса наиболее чувствительны к конкретному виду взаимодействия. Поэтому ответ на этот вопрос можно получить на пути четкого определения класса потенциалов, для которых справедливо то или иное приближение. Для этого, как отмечено в /13/, необходимо систематическое вычисление и исследование поправок к каждому такому приближению. Однако большинство известных методов, основанных, например, на решении уравнения Шредингера /14/, приближенном суммировании борновского /15/ и эйконального /16/ разложений, не позволяют последовательным образом решить эту задачу из-за больших математических трудностей, возникающих при вычислении высших поправок. В этой связи представляется перспективным предложенный В.В.Бабиковым и Р.М.Мир-Касимовым подход /17/ в потенциальной теории, являющийся естественным обобщением метода фазовых функций /1-2/ для парциальных амплитуд на случай полной амплитуды рассеяния.

В работе /17/ было получено точное нелинейное интегральное уравнение для так называемой функции рассеяния, имеющей простой физический смысл амплитуды упругого рассеяния на определенным образом обрезанном потенциале. Отметим, что недавно в /18/ была установлена возможность релятивистского обобщения этого уравнения в рамках квазипотенциального формализма.

<u>Цель работы</u> - построение нового подхода к изучению амплитуды высокоэнергетического рассеяния с помощью обобщения известного метода фазовых функций /1,2/ для парциальных амплитуд на случай полной амплитуды рассеяния /17/.

<u>Научная новизна и практическая ценность</u>. В диссертации впервые рассматриваются приближенные способы решения в пределе высоких энергий точных нелинейных уравнений для функции рассеяния - величины, непосредственно связанной с амплитудой упругого рассеяния. Впервые установлено существование разных форм уравнения для этой функции.

Уравнения настоящего подхода, существенно отличаясь от известных уравнений потенциальной теории, приводят к новым алгоритмам вычисления амплитуды рассеяния. Формулировка и исследование одного из них, основанного на решении этих уравнений методом линеаризации /1,2/, впервые приводится в диссертации.

Впервые показано, что в рамках данного подхода можно сформулировать теорию высокоэнергетического рассеяния в виде, аналогичном обычному методу фазовых функций[I,2] для вычисления парциальных фазовых сдвигов.

Получено новое высокоэнергетическое приближение для амплитуды рассеяния, обобщающее известное эйкональное представление[6] на область больших передач импульса для потенциалов, убывающих быстрее экспоненты. Полученное приближение может использоваться как в оптической модели, так и при обобщении теории многократного рассеяния Глаубера-Ситенко[6,7] для описания экспериментов по упругому рассеянию на большие углы высокоэнергетических частиц на ядрах.

Следующие результаты выдвигаются для защиты

I) Уточнение смысла расходящегося ряда $H^{(1)}$, входящего в уравнение Бабикова-Мир-Касимова[I7]. Представление этого уравнения в виде, не содержащем обобщенных величин, т.е. пригодном для численных расчетов.

2) Доказательство существования разных форм уравнения для функции рассеяния.

3) Получение в рамках настоящего подхода известных результатов приближенных способов решения уравнения Шредингера в пределе высоких энергий. Формулировка и исследование новой итерационной схемы вычисления амплитуды рассеяния, основанной на решении уравнений для функции рассеяния методом линеаризации.

4) Установление возможности введения в данном подходе новой величины - полной фазовой функции и существования для нее точного интегрального уравнения - фазового уравнения. Формулировка

теории возмущений для решения этого уравнения. Простой вывод эйкональной формулы[6] на основе фазового уравнения.

5) Вывод и исследование нового высокоэнергетического приближения для амплитуды рассеяния, обобщающего эйкональное представление на область больших углов рассеяния для потенциалов, убывающих быстрее экспоненты.

Основные результаты, изложенные в диссертации, докладывались на семинарах Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований. Часть результатов докладывалась на Всесоюзной конференции по ядерным реакциям при высоких энергиях (Тбилиси, 1972) и Всесоюзной конференции молодых ученых (Ленинград, 1975).

Публикации. По результатам диссертации опубликовано шесть статей.

Объем работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и приложения, содержит 108 страниц машинописного текста, I рисунок и список литературы из 99 названий. В конце каждой главы приведены краткие выводы.

Содержание работы

Введение содержит краткое изложение основных положений метода фазовых функций, получившего известность как эффективный способ вычисления парциальных фазовых сдвигов, парциальных амплитуд и других параметров рассеяния. Отмечается актуальность предложенного в[I7] обобщения данного метода для исследования полной амплитуды рассеяния в связи с большим вниманием, уделяемым в последнее время проблемам высокоэнергетического рассеяния.

В главе I дается формулировка подхода к задаче потенциального рассеяния, который обобщает метод фазовых функций. Выводятся и обсуждаются основные уравнения этого подхода.

В § I дается краткий обзор известных уравнений потенциальной теории. В § 2, следуя /I7/, производится переход от уравнения Шредингера к уравнению для непосредственно наблюдаемой величины - амплитуды рассеяния. С этой целью вводится в рассмотрение функция рассеяния $f(r,\vec{k}_1,\vec{k}_2)$ ($0 \le r < \infty$, $\vec{k}_1$ и $\vec{k}_2$ - соответственно начальный и конечный импульсы частицы). Эта функция имеет простой физический смысл: при заданном потенциале $V(\vec{r})$ ее значение в некоторой точке $r = R$ является амплитудой упругого рассеяния на обрезанном потенциале вида

$$V_R(\vec{r}) = V(\vec{r})\,\theta(R-r),\ \theta(x>0)=1,\ \theta(x<0)=0. \quad (I)$$

Асимптотическое значение $f(r,\vec{k}_1,\vec{k}_2)$ при $r \to \infty$ равно искомой амплитуде рассеяния $f(\vec{k}_1,\vec{k}_2)$, а $f(0,\vec{k}_1,\vec{k}_2)=0$, что отвечает полному отсутствию взаимодействия.

Перечисленные выше свойства функции рассеяния $f(r,\vec{k}_1,\vec{k}_2)$ следуют из точного нелинейного интегрального уравнения /I7/ для этой величины ($\hbar = 2m = I$):

$$f(r,\vec{k}_1,\vec{k}_2) = -\frac{1}{4\pi}\int d\vec{r}\,'\, V_r(\vec{r}\,')\times$$
$$\times\left\{e^{i\vec{k}_1\vec{r}\,'} + \frac{ik}{4\pi}\int d\vec{n}_3\, f(r',\vec{k}_1,\vec{k}_3)H^{(1)}(\vec{k}_3\vec{r}\,')\right\}\times$$
$$\times\left\{e^{-i\vec{k}_2\vec{r}\,'} + \frac{ik}{4\pi}\int d\vec{n}_4\, f(r',\vec{k}_4,\vec{k}_2)H^{(1)}(-\vec{k}_4\vec{r}\,')\right\}, \quad (2)$$

где потенциал $V_r(\vec{r}\,')$ определен в (I), $\vec{n}_{3,4}$ представляют собой единичные векторы, $\vec{k}_{3,4} = k\,\vec{n}_{3,4}$, а функция $H^{(1)}(kr,\vec{n}\vec{n}\,')$ является решением свободного уравнения Шредингера и имеет вид, подобный известному разложению плоской волны

$$H^{(1)}(kr,\vec{n}\vec{n}\,') = \frac{1}{kr}\sum_{\ell=0}^{\infty}(2\ell+1)\,i^{\ell}\,h_{\ell}^{(1)}(kr)\,P_{\ell}(\vec{n}\vec{n}\,'), \quad (3)$$

где $h_{\ell}^{(1)}(kr)$ - функции Риккати-Ганкеля /I/.

Наличие в уравнении (2) функции $H^{(1)}$, представленной в виде бесконечного ряда, приводит к определенным трудностям при анализе его решений, например, численными методами. Более того, нетрудно убедиться, что ряд (3) является расходящимся. Поэтому разделы I и 2 в § 3 посвящены уточнению смысла функции $H^{(1)}(\lambda,x)$ ($\lambda = kr$, $x = \vec{n}\vec{n}\,'$). Показано, что $H^{(1)}(\lambda,x)$ есть обобщенная функция относительно переменной x, зависящая аналитически от параметра λ в области $|\lambda| > 0$ и определенная на пространстве основных функций типа S^{0} /I9/. Это непосредственно следует из полученного здесь нового представления для оператора $H^{(1)}$.

В разделе 3 §3 установлено, что уравнение (2) можно записать в форме, не содержащей обобщенных величин и, следовательно, пригодной для численных расчетов.

В § 4 показано, что уравнение (2) в данном подходе не единственно. Выводится точное уравнение для функции рассеяния $f(\xi,\vec{k}_1,\vec{k}_2)$, являющейся амплитудой упругого рассеяния на потенциале

$$V_{\xi}(\vec{r}) = V(\vec{r})\,\theta(\xi - |z|),\ 0 \le \xi < \infty, \quad (4)$$

где $\vec{\tau}=(\vec{b}, z)$, а $\theta(x)$ – ступенчатая функция. Это уравнение аналогично (2) и имеет следующий вид:

$$f(\xi,\vec{k}_1,\vec{k}_2)=-\frac{1}{4\pi}\int d\vec{\tau}\, V_\xi(\vec{\tau})\cdot$$
$$\times\left\{e^{i\vec{k}_1\vec{\tau}}+\frac{ik}{2\pi}\int\frac{d^2\vec{s}}{t(s)}\, e^{i\vec{k}_0\vec{\tau}}\, f(|z|,\vec{k}_1,\vec{k}_0)\right\}\times$$
$$\times\left\{e^{-i\vec{k}_2\vec{\tau}}+\frac{ik}{2\pi}\int\frac{d^2\vec{s}}{t(s)}\, e^{i\vec{k}_0\vec{\tau}}\, f(|z|,-\vec{k}_2,\vec{k}_0)\right\}, \qquad (5)$$

где потенциал $V_\xi(\vec{\tau})$ определен в (4), вектор $\vec{\tau}=(\vec{b},z)$, а импульс $\vec{k}_0=(\vec{s}, t(s))$ является комплексным. Его поперечная $\vec{s}$ и продольная $t(s)$ составляющие связаны соотношением

$$t(s)=\begin{cases}\sqrt{k^2-s^2}, & k>s;\\ i\sqrt{s^2-k^2}, & k<s.\end{cases}$$

Отмечается возможность и других форм уравнения для функции рассеяния. Эта особенность подхода используется в диссертации (главы 3 и 4) при изучении высокоэнергетического рассеяния для более точного учета квазиклассической траектории частицы в области взаимодействия.

Глава 2 посвящена приближенным способам решения уравнений для функции рассеяния. Здесь показано, что известные результаты, полученные на основе приближенных методов решения уравнения Шредингера в пределе высоких энергий, можно получить также в настоящем подходе.

Для определенности рассмотрение в этой главе проводится на основе уравнения (2). Однако все результаты справедливы и

при других формах уравнения для функции рассеяния, в частности, при использовании уравнения (5).

В § 5 дается краткий обзор известных результатов теории высокоэнергетического рассеяния. В § 6 показано, что решение уравнения (2), представленное в виде ряда по степеням потенциала, есть обычное борновское разложение.

В разделе I § 7 рассматривается формулировка новой итерационной схемы для вычисления амплитуды рассеяния, основанная на решении уравнения (2) методом линеаризации/I,2/. Смысл ее заключается в пренебрежении на первом шаге квадратичным по f членом в (2) и учете его в дальнейшем с помощью теории возмущений. В результате получается последовательность амплитуд $f(z,\vec{k}_1,\vec{k}_2,N)$ (N = I,2,3,...), каждый член которой является уже решением некоторого линейного интегрального уравнения. В разделах 2 и 3 этого параграфа изучается решение уравнения для первого члена $f(z,\vec{k}_1,\vec{k}_2,1)$ данной последовательности в пределе коротких волн. Показано, что высокоэнергетическое приближение для амплитуды $f(\vec{k}_1,\vec{k}_2)=f(\infty,\vec{k}_1,\vec{k}_2,1)$ в области малых углов рассеяния есть известное эйкональное представление/6/. Проводится оценка самого приближения линеаризации с помощью уравнения для функции $f(z,\vec{k}_1,\vec{k}_2,2)$, представляющего второй шаг этой итерационной процедуры.

В главе 3 рассматривается способ решения уравнений для функции рассеяния, основанный на введении в теорию новой величины – так называемой полной фазовой функции. Для определенности, а также имея в виду изучение приближения эйконала, в качестве исходного здесь берется уравнение (5) для амплитуды $f(\xi,\vec{k}_1,\vec{k}_2)$. Последовательность потенциалов (4) наиболее естественно отражает прямолинейный характер распространения высокоэнергетической частицы в области взаимодействия. Для простоты изложения рассматривается случай сферически-симметричного потенциала.

Полная фазовая функция $\chi_k(\xi,\vec{r},\vec{q})$ вводится в § 8 с помощью следующего интегрального представления амплитуды $f(\xi,\vec{k}_1,\vec{k}_2)$ $(\hbar=2m=1)$:

$$f(\xi,\vec{k}_1,\vec{k}_2)=-\frac{1}{4\pi}\int d\vec{r}\, e^{i\vec{q}\vec{r}}\, V_\xi(r)\, e^{i\chi_k(\xi,\vec{r},\vec{q})}, \qquad (6)$$

где $\vec{q}=\vec{k}_1-\vec{k}_2$, а вектор $\vec{r}=(\vec{\ell},z)$. С точки зрения соотношения взаимности оказывается удобным с самого начала направить ось z в интеграле (6), а также в (4) и (5) по среднему импульсу $\vec{k}_a=(\vec{k}_1+\vec{k}_2)/2$. Предполагается, что функция $\chi_k(\xi,\vec{r},\vec{q})$ определена лишь в области действия потенциала $V_\xi(r)$, а вне ее, т.е. при $|z|>\xi$, - равна нулю. Для однозначного определения величины $\chi_k(\xi,\vec{r},\vec{q})$ выбирается граничное условие в виде

$$\chi_k(\xi,\vec{r},\vec{q})\Big|_{z=\pm\xi}=0. \qquad (7)$$

Далее показано, что подстановка (6), с учетом (7), в исходное уравнение (5) приводит к точному нелинейному интегральному уравнению для функции $\chi_k(\xi,\vec{r},\vec{q})$. Решения этого уравнения, в соответствии с (6), полностью определяют функцию рассеяния $f(\xi,\vec{k}_1,\vec{k}_2)$, а, следовательно, и искомую амплитуду рассеяния $f(\vec{k}_1,\vec{k}_2)=f(\infty,\vec{k}_1,\vec{k}_2)$.

Величину $\chi_k(\xi,\vec{r},\vec{q})$ в (6) можно интерпретировать как некоторую фазу, возникающую в амплитуде $f(\xi,\vec{k}_1,\vec{k}_2)$ при движении частицы в области действия потенциала $V_\xi(r)$. Поэтому $\chi_k(\xi,\vec{r},\vec{q})$ как функцию параметра обрезания ξ, по аналогии с обычным методом фазовых функций[1,2], естественно назвать полной фазовой функцией, а полученное для нее уравнение - фазовым уравнением. Искомая фаза $\chi_k(\vec{r},\vec{q})$ амплитуды рассеяния $f(\vec{k}_1,\vec{k}_2)$ есть $\chi_k(\xi,\vec{r},\vec{q})$ при $\xi\to\infty$.

Выбор представления (6) для функции рассеяния $f(\xi,\vec{k}_1,\vec{k}_2)$ не случаен. Практически все известные высокоэнергетические приближения для амплитуды рассеяния представимы[13] в таком виде и отличаются друг от друга лишь выражениями для фазы $\chi_k(\vec{r},\vec{q})$.

В § 9 рассматривается простейший приближенный способ решения фазового уравнения, эффективный в пределе высоких энергий,- теория возмущений. В этом случае возникает последовательность фаз $\chi_k(\xi,\vec{r},\vec{q},N)$ (N = 1,2,3,...), представляющая собой разложение полной фазовой функции в ряд по степеням потенциала. Существенно, что этот ряд получен непосредственно для фазы $\chi_k(\vec{r},\vec{q})=\chi_k(\infty,\vec{r},\vec{q})$. Это означает, что каждый его член отвечает определенному частичному суммированию всего борновского ряда для амплитуды рассеяния.

В рамках данной итерационной схемы исследуется рассеяние высокоэнергетической частицы на гладком потенциале $V(r)$, имеющем характерные радиус a и амплитуду V_0. Показано, что линейное по потенциалу приближение $\chi_k(\xi,\vec{r},\vec{q},1)$ в пределе коротких волн и в области малых углов рассеяния простым образом приводит к известной эйкональной формуле[6], а следующие члены этого разложения - к поправкам $O(V_0/k^2)$.

Глава 4 посвящена изучению высокоэнергетического рассеяния на большие углы в рамках настоящего подхода. В качестве исходных здесь берутся представление (6) для амплитуды $f(\xi,\vec{k}_1,\vec{k}_2)$ и уравнение для полной фазовой функции $\chi_k(\xi,\vec{r},\vec{q})$, полученное в § 8.

В этой главе рассматривается рассеяние бесспиновой частицы на сферически-симметричных гладких потенциалах, убывающих быстрее экспоненты, т.е.

$$V(r) = \Phi(r)\exp\left[-(r/a)^B\right], \quad B > 1, \tag{8}$$

где функция $\Phi(r)$ бесконечно дифференцируема и $\Phi(r) = o\left[\exp(\varepsilon r^B)\right] (r \to \infty)$ при любых фиксированных $\varepsilon > 0$. Для простоты предполагается, что радиус характерного изменения функции $\Phi(r)$ также равен a.

В § 10 в качестве введения в проблему дается краткий обзор известных высокоэнергетических приближений для амплитуды рассеяния, обобщающих приближение эйконала на область больших передач импульса. В § 11 исследуется решение фазового уравнения в пределе высоких энергий без предположения о малости углов рассеяния. Решение этого уравнения ищется в виде ряда по степеням потенциала. В результате получено следующее приближение для амплитуды рассеяния:

$$f(q) = -\frac{1}{4\pi}\int d\vec{r}\, e^{i\vec{q}\vec{r}}\, V(r)\, e^{i\chi_k(\vec{r},\vec{q})}, \tag{9}$$

$$\chi_k(\vec{r},\vec{q}) = -\frac{1}{k}\int_0^\infty d\nu \left[V(|\vec{r} + \nu\vec{n}_2|)\theta(z) + V(|\vec{r} - \nu\vec{n}_1 + z\vec{q}/\sqrt{k^2 - q^2/4}|)\theta(-z)\right], \tag{10}$$

где $\vec{q} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$, $\vec{r} = \vec{\ell} + \vec{n}_a z$, единичные векторы $\vec{n}_{1,2} = \vec{k}_{1,2}/k$, $\vec{n}_a = (\vec{n}_1 + \vec{n}_2)/|\vec{n}_1 + \vec{n}_2|$, а $\theta(x)$ – ступенчатая функция. Это приближение удовлетворяет соотношению взаимности и при $q \to 0$ непрерывно переходит в эйкональную формулу.

В разделах I-3 этого параграфа проведено вычисление первых поправок как к приближению (10) для фазы χ_k, так и непосредственно к амплитуде (9). Анализ данных поправок позволил установить, что приближение (9) справедливо для углов рассеяния, удовлетворяющих неравенству

$$\pi - \theta \gg \max\left(1/\sqrt{ka}, V_0\sqrt{a/k^3}\right) \quad \text{при } ka \gg 1 \text{ и } V_0/k^2 \ll 1.$$

В § 12 обсуждается связь приближения (9) для амплитуды рассеяния с известными приближениями. Проведено также численное методическое сравнение дифференциальных сечений для потенциала Гаусса, вычисленных на основе ряда высокоэнергетических приближений, в том числе (9), с точным дифференциальным сечением. Это сравнение показывает, что амплитуда (9) лучше, чем известные приближения, воспроизводит точный расчет в широкой области углов рассеяния.

В заключении дается краткий обзор основных результатов диссертации, обсуждаются возможности дальнейшего развития настоящего подхода.

В приложении приведены математические вопросы метода перевала для асимптотической оценки двумерного интеграла, возникающего в § 11 при выводе высокоэнергетического приближения (9) для амплитуды рассеяния.

Основные результаты, полученные в диссертации

1) Показано, что величина $\mathcal{H}^{(1)}$, входящая в уравнение Бабикова-Мир-Касимова /17/, является обобщенной функцией. Получено новое выражение для этой величины. Установлен класс основных функций, на котором определен оператор $\mathcal{H}^{(1)}$.

Показано, что данное уравнение можно представить в виде, не содержащем обобщенных величин.

2) Получено новое точное уравнение для функции рассеяния, отличное от рассмотренного в /17/. Таким образом, установлено существование разных форм уравнения для функции рассеяния.

3) На основе данных уравнений воспроизведены известные результаты приближенных способов решения уравнения Шредингера: борновское разложение и приближение эйконала.

Сформулирован новый алгоритм для вычисления амплитуды рассеяния, основанный на решении уравнений для функции рассеяния методом линеаризации. Проведено его исследование в пределе коротких волн.

4) Показано, что в рассматриваемом подходе можно сформулировать теорию высокоэнергетического рассеяния в виде, аналогичном обычному методу фазовых функций /1,2/. С этой целью введено новое понятие полной фазовой функции. Получено точное уравнение для этой величины – фазовое уравнение, решения которого полностью определяют функцию рассеяния и, следовательно, искомую амплитуду рассеяния. Рассмотрена теория возмущений для его решения в пределе высоких энергий.

5) На основе фазового уравнения получено новое высокоэнергетическое приближение для амплитуды упругого рассеяния, обобщающее известное эйкональное представление /6/ на область больших углов для гладких потенциалов, убывающих быстрее экспоненты.

Результаты диссертации опубликованы в работах:

В.В.Бабиков, Р.М.Мир-Касимов, М.Х.Ханхасаев. Вопр. ат. науки и техн. Физ.-техн. ин-т АН УССР, 1/3/,40 (1973); Тез. докл. на Всесоюзной конф. "Ядерные реакции при высоких энергиях" (Тбилиси), Москва, 1972.

В.В.Бабиков, М.Х.Ханхасаев. Изв. АН СССР, сер. физ., 38, 725 (1974); ОИЯИ, Р4-7437, Дубна, 1973.

М.Х.Ханхасаев. ОИЯИ, Р4-8475, Дубна, 1974.

M.Kh.Khankhasaev. JINR, E2-9128, Dubna, 1975.

М.Х.Ханхасаев. ТМФ, 29, 221 (1976).

М.Х.Ханхасаев. ОИЯИ, Р4-10493, Дубна, 1977.

Литература

1. В.В.Бабиков. Метод фазовых функций в квантовой механике. Изд. второе, Наука, 1976.
2. Ф.Калоджеро. Метод фазовых функций в теории потенциального рассеяния, Мир, 1972.
3. В.В.Бабиков, Г.В.Груша, Р.М.Мир-Касимов, Н.Б.Шульгина. ТМФ, 17, 391 (1973).
4. A.A. Logunov, A.N.Tavkhelidze. Nuovo Cimento, 29,380(1963).
5. V.G.Kadyshevsky. Nucl. Phys., B6, 125 (1968).
6. G.Moliere. Z.Naturforsch., 2A, 133 (1947); R.J.Glauber. Lectures in Theoretical Physics, vol. 1, p. 315, Interscience, N.Y., 1959.
7. А.Г.Ситенко. УФЖ, 4, 152 (1959).
8. В.К.Лукьянов, Ю.С.Поль. Сб. ЭЧАЯ, т. 5, вып. 4, Атомиздат, 1974.

9. C.Quigg, C.J.Joachain. Rev. Mod. Phys., 46, 279 (1974).

10. В.Р.Гарсеванишвили, В.А.Матвеев, Л.А.Слепченко. ЭЧАЯ, т. I, вып. I, Атомиздат, 1970.

11. Б.М.Барбашов, Д.И.Блохинцев, Б.В.Нестеренко, В.Н.Первушин. Сб. ЭЧАЯ, т. 4, вып. 3, Атомиздат, 1973.

12. S.V.Goloskokov, S.P.Kuleshov, V.K.Mitryushkin. JINR, E2-10227, Dubna, 1976.

13. Y.Khan. Phys. Rev., C2, 775 (1970);
E.Kujawski. Phys. Rev. D4, 2573 (1971).

14. A.Baker. Phys. Rev., D8, 1937 (1973).

15. A.R.Swift. Phys. Rev., D9, 1740 (1974).

16. S.J.Wallace. Ann. of Phys. (N.Y.), 78, 190 (1973).

17. V.V.Babikov, R.M.Mir-Kasimov. Phys. Lett., B31, 415(1970).

18. И.В.Амирханов, Г.В.Груша, Р.М.Мир-Касимов. ТМФ, 30, 333 (1977);
I.V.Amirkhanov, G.V.Grusha, R.M.Mir-Kasimov. JINR, E2-10749, Dubna, 1977.

19. И.М.Гельфанд, Г.Е.Шилов. Обобщенные функции, т. 2, Физматгиз, 1958.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 октября 1977 года.