

С 334

И-851



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

2 - 4802

П.С.Исаев

ВОПРОСЫ ТЕОРИИ СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
 π -МЕЗОНОВ С К-МЕЗОНАМИ И НУКЛОНАМИ

Специальность 041 - теоретическая физика

Автореферат диссертации на соискание учёной
степени доктора физико-математических наук

Дубна 1969

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор А.М.Балдин
доктор физико-математических наук, профессор Л.И.Липидус
доктор физико-математических наук, профессор Ю.М.Широков

Ведущее научно-исследовательское учреждение: физический
факультет Ленинградского государственного университета
им. А.А.Жданова.

Автореферат разослан " " 1969 года
Защита диссертации состоится " " 1970 года на засе-
дании Учёного совета Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Учёный секретарь Совета

Р.А.Асанов

2 - 4802

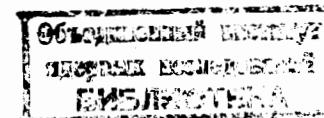
П.С.Исаев

ВОПРОСЫ ТЕОРИИ СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
 π -МЕЗОНОВ С К -МЕЗОНАМИ И НУКЛОНАМИ

Специальность 041 - теоретическая физика

Автореферат диссертации на соискание учёной
степени доктора физико-математических наук

6572 bp



Исследование вопросов теории сильных взаимодействий

π -мезонов с K -мезонами и нуклонами является одной из важнейших задач физики элементарных частиц. Наиболее обобщенным и последовательным методом, с помощью которого достигнут наибольший прогресс в исследовании этих взаимодействий, оказался метод дисперсионных соотношений.

Первое доказательство метода дисперсионных соотношений было дано Н.Н.Боголюбовым еще в 1956 г.^{/1/}. Примененные к рассеянию π -мезонов на нуклонах, дисперсионные соотношения дали замечательное описание экспериментальных фактов. Эти исследования получили дальнейшее развитие на основе метода двойных дисперсионных соотношений^{/2/}, с помощью которых удается объединить, казалось бы, разные процессы в рамках единого подхода (например, πN -рассеяние и $\pi\pi$ -рассеяние или KN -рассеяние и рождение KK -пар в $\pi\pi$ - соударениях и т.д.).

В процессах сильных взаимодействий π -мезонов с π -мезонами, K -мезонами и нуклонами возникают многочисленные резонансные состояния, изучение которых является сложной и интересной теоретической проблемой. Для исследования динамики образования резонансных состояний можно пользоваться либо уравнениями Бете-Солпитера, либо квазипотенциальным методом Логанова-Тавхелидзе^{/3/}, либо бутстреп-методом.

Процессы $\pi\pi$ - и πN - взаимодействия в иерархической лестнице исследования процессов сильных взаимодействий занимают ведущее место. Им посвящено большое число работ. Различные подходы к их изучению в рамках метода дисперсионных соотношений изложены в книге Д.В.Ширкова, В.В.Серебрякова и В.А.Мешерякова /4/.

В настоящее время установлено, что для описания низкоэнергетического $\pi\pi$ - и πN -рассеяния необходимо учитывать вклады высоких энергий. Последовательный способ учёта влияния вкладов области высоких энергий на низкоэнергетическую область $\pi\pi$ - и πN - рассеяния был недавно предложен Д.В.Ширковым и В.В.Серебряковым /5/.

Процесс πK - взаимодействия также играет важную роль в исследовании процессов сильных взаимодействий. Около 15 лет назад знание πK - взаимодействия было важно для объяснения рассеяния K -мезонов на нуклонах, для глубокого теоретического понимания эффекта Пайса-Пиччиони, для правильного описания распадных отношений K -мезонов. Проблема πK - взаимодействия привлекла тогда внимание таких крупных теоретиков, как Швингер /6/, Пайс /7/ и др. В последнее время происходит интенсивное накопление экспериментальных данных по $K\pi$ -взаимодействию: меряются длины рассеяния, открываются новые резонансные состояния в $\pi K \rightarrow \pi K$ и $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ - процессах, появилась возможность проведения фазового анализа для πK -рассеяния и $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ - аннигиляционного процесса /8/.

Настоящая диссертация посвящается систематическому исследованию взаимодействия π -мезонов с K -мезонами в области низких и средних энергий. Эта область определяется снизу порогом реакций, а сверху - энергиями, включающими первые резонансные состояния. В диссертации рассматривается также ряд вопросов, связанных с взаимодействием π -мезонов с нуклонами. Это те вопросы, выводы относительно которых являются общими как для πN , так и для πK - взаимодействия.

В значительной части диссертации исследование πK -взаимодействия проводится с помощью метода двойных дисперсионных соотношений.

В первой главе, в качестве начального этапа исследования, выводятся приближенные интегральные уравнения для парциальных амплитуд πK - рассеяния и проводится сравнение решений этих уравнений, полученных для пороговых энергий, с результатами, полученными методом теории возмущений /9-10/.

Амплитуда πK - рассеяния рассматривается в плоскости комплексной переменной \bar{q}^2 , где \bar{q}^2 - квадрат импульса в системе центра масс реакции $\pi + K \rightarrow \pi + K$. Кинематический разрез по \bar{q}^2 в интервале $-M^2 \leq \bar{q}^2 \leq -\mu^2$, где μ и M - массы π -мезона и K -мезона, соответственно, устраняется способом, предложенным в работе /12/. Область аналитичности мнимой части амплитуды πK - рассеяния определяется из представления Мандельштама и на основе теории возмущений в предположении взаимодействия $N_{int} = g_{\pi K} (K\bar{K})(\pi\pi)$. Нефизический разрез от реакции $\pi + \pi \rightarrow \bar{K} + K$ устраняется с помощью метода Мухелишвили-Омнеса /13/. Используя условие унитарности, можно получить замкнутую систему приближенных интегральных уравнений, в которые входят фазы $\pi\pi$ -рассеяния. Приближение заключается в том, что при получении системы интегральных уравнений были учтены лишь ближайшие особенности. Это, естественно, приводит к разумному ограничению низшими парциальными волнами - s- и p- волнами. Система интегральных уравнений для s- и p- волн получена двумя способами: 1) путем усреднения по всем углам и 2) путем комбинирования амплитуд и их производных для случая рассеяния назад. В приближении $T_{\ell}^{1/2} = T_{\ell}^{3/2}$, где T_{ℓ}^1 - парциальная волна πK -рассеяния с моментом ℓ и изотопическим спином i , можно найти решение систем уравнений. Предположение $T_{\ell}^{1/2} = T_{\ell}^{3/2}$ имеет ясный физический смысл. Оно означает, что в методе дисперсионных соотношений учитываются только $\pi\pi$ -

и πK - взаимодействия, как это становится очевидным из сравнения с результатами, полученными по теории возмущений. Таким образом, в предположении $T_{\ell}^{1/2} = T_{\ell}^{3/2}$ содержится довольно бедная динамика πK - взаимодействия.

Во второй главе проводится детальное исследование аннигиляционного канала $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$. С помощью двойных мандельштамовских представлений получены уравнения для парциальных амплитуд процесса $\pi + \pi \rightarrow K + \bar{K}$. Уравнения содержат зависимость от фаз $\pi\pi$ -рассеяния и парциальных амплитуд πK -рассеяния. Требование существования и единственности решений рассматриваемых интегральных уравнений приводит к некоторым требованиям, налагаемым на фазы $\pi\pi$ -рассеяния и парциальные амплитуды πK -рассеяния^{/11/}. Так, например, если предположить существование равенства $T^{1/2}(q^2) = T^{3/2}(q^2)$, то единственным решением для амплитуды T_1^1 является тождественный нуль, и амплитуда рождения пары $K\bar{K}$ не зависит от угла z , т.е. в распределении пары $K\bar{K}$ в конечном состоянии должна наблюдаться изотропия. Общее исследование существования и единственности решения системы уравнений для процесса $\pi + \pi \rightarrow K + \bar{K}$ проводилось в предположении $T^{1/2} \neq T^{3/2}$. Если считать, что s - и p -фазы $\pi\pi$ -рассеяния известны, то система нелинейных интегральных сингулярных уравнений сводится к системе линейных интегральных сингулярных уравнений, решения которых, в свою очередь, сводятся к известной краевой задаче Римана. В зависимости от выбора индекса краевой задачи, можно получить различные типы решений. В частности, если индекс задачи равен единице, то амплитуда $\pi\pi$ -рассеяния имеет, по крайней мере, один резонанс, а решение - одну неопределенную константу. Когда индекс задачи равен нулю, прямых указаний на наличие резонанса в $\pi\pi$ -системе нет, хотя его возможность и не отрицается.

В работах^{/14 а,б/} с помощью экстраполяционного метода Чу-Лоу были получены первые экспериментальные данные об энергетическом поведении сечений процесса рождения пары $\pi + \pi \rightarrow K + \bar{K}$ в состояниях с $I = 0$ и $I = 1$. В диссертации проведено сравнение теоретических решений, найденных на основе вышеописанного подхода, с экспериментальными данными^{/15/}. Резонансные фазы $\pi\pi$ -рассеяния были взяты из работы^{/16/}. Парциальное сечение рождения $K\bar{K}$ -пары в состоянии с $I = 0$ (s -волна) удовлетворительно описывается в рамках рассматриваемых моделей фаз $\pi\pi$ -взаимодействия, как резонансных, так и нерезонансных. Однако, если s -фазу $\pi\pi$ -взаимодействия считать нерезонансной, то для удовлетворительного описания экспериментальных данных необходимо учесть вклад далеких особенностей. Парциальное сечение рождения пары $K\bar{K}$ в состоянии $I = 1$ удовлетворительно описывается лишь при учёте далеких особенностей. Ширина ρ -мезона предсказывается равной $\Gamma_{\rho} \approx 120 \text{ MeV}$.

Роль $\pi\pi$ -взаимодействия в процессах πK - и πN -рассеяния^{/17/} изучается в третьей главе. $\pi\pi$ -взаимодействие играет важную роль и в описании электромагнитных формфакторов π - и K -мезонов и нуклонов. Общие вопросы дисперсионного подхода к описанию формфакторов элементарных частиц детально рассмотрены в недавно опубликованных лекциях автора^{/18/} и в диссертации не рассматриваются.

В области низких энергий, когда достаточно ограничиться низшими s - и p -волнами, существуют важные соотношения между вкладами $\pi\pi$ -взаимодействия в s и p -волны πK и πN -рассеяния^{/16,19/}. Обозначим через $G_{\ell J}^{(\pm)}$ парциальный вклад $\pi\pi$ -взаимодействия в парциальную волну πN -рассеяния с орбитальным моментом ℓ , полным моментом J и изотопическим индексом (+) или (-), которые известными линейными соотношениями связаны с изотопическими состояниями $T^{1/2}$ и $T^{3/2}$. $\pi\pi$ -вклад входит аддитивно в диспер-

сионные соотношения для πN - или πK -рассеяния. Разрез от третьего канала, связанного с $\pi\pi$ -вкладом, содержится только в амплитудах рассеяния назад. В амплитуды рассеяния вперед этот разрез дает вклад лишь в одной точке - в точке $q^2 = -\infty$ и поэтому выражается константой. Если эта константа равна нулю, то возникают простые соотношения между вкладами $\pi\pi$ -взаимодействия в s - и p -волны πN -рассеяния (или πK -рассеяния). Выпишем здесь соотношения, справедливые только для πN -рассеяния:

$$G_s^{(\pm)}(W) = -3G_{p_{3/2}}^{(\pm)}(W), \quad (1)$$

где $W = E + \omega$, E и ω - полные энергии нуклона и π -мезона, соответственно. Кроме соотношения (1) существует еще ряд важных соотношений:

$$G_{p_{3/2}}^{(+)}(W) - G_{p_{1/2}}^{(+)}(W) = \frac{E - M_N}{E + M_N} G_s^{(\pm)}(W) \quad (2)$$

$$W G_{\ell_{\pm 1/2}}^{(+)}(W) = W' G_{\ell_{\pm 1/2}}^{(+)}(W'), \quad (3)$$

Из (1) и (2) следует, что для изучения вкладов $\pi\pi$ -взаимодействия в $T^{(+)}$ -амплитуду πN -рассеяния важно как можно точнее знать его только для одной из волн: $f_s^{(+)}$, $f_{p_{1/2}}^{(+)}$ или $f_{p_{3/2}}^{(+)}$. Для πK -рассеяния соотношения (2) и (3) будут справедливы и для (-) изотопической комбинации парциальных волн.

Если вклад $\pi\pi$ -взаимодействия, происходящий от амплитуды рассеяния вперед в бесконечно удаленной точке, не равен нулю (как было предположено выше), то соотношения (1)-(3) будут справедливы с точностью до постоянной величины. Или, иначе, их следует заменить дифференциальными соотношениями. Здесь снова наблюдается зависимость описания низкоэнергетических процессов рассеяния от поведения амплитуд рассеяния в области далеких особенностей.

Для полноты рассмотрения вопроса о вкладах $\pi\pi$ -взаимодействия в процессы πK - и πN -рассеяния необходимо знать величину релятивистских поправок в интересующей нас области энергий. В большие, резонансные волны этот вклад, очевидно, будет мал. Поэтому в диссертации были рассчитаны поправки к малой $s^{(-)}$ -волне πN -рассеяния. Было найдено аналитическое выражение для $Ref_s^{(-)}$, которое удовлетворяло соотношениям перекрестной симметрии^{/20/}. Оказалось, что релятивистские поправки имеют наибольшую величину в области N_{33} -резонанса πN -рассеяния и в нужном направлении изменяют нерелятивистскую кривую для парциальной волны, приближая ее к экспериментальным данным. Релятивистские поправки к $s^{(-)}$ -волне не превышают 10% в области $\omega \leq 300$ MeV, что согласуется с недавно проведенными расчётами Вала^{/21/}. Учёт релятивистских поправок не меняет вида функциональной зависимости $Ref_s^{(-)}$ от длины рассеяния $a^{(-)}$ и положения ρ -мезонного резонанса и сводится к появлению некоторого кинематического множителя. Малость релятивистских поправок в рассматриваемой области связана в известной мере с эффективностью метода расчёта парциальных волн πN -рассеяния^{/22/}, что было подчеркнуто в одной из работ Лавлеса^{/23/}. Аналогичная величина релятивистских поправок наблюдается и для πK -рассеяния.

Современное состояние проблемы πK -взаимодействия рассматривается в главе четвертой. К настоящему времени известен большой набор значений для констант связи $\frac{F_{\pi\rho\rho}^2}{4\pi}$, $\frac{F_{\rho K K}^2}{4\pi}$, $\frac{F_{K\pi K}^2}{4\pi}$ и др. Эти константы могут быть получены либо с помощью теории возмущений из данных по распадам K , K^* , ρ и др. мезонов, либо с помощью $SU(3)$ -симметрии (или других симметрий) и т.д. Известен довольно широкий набор значений длин πK -рассеяния. Сейчас рано делать заключения о том, какие из перечисленных длин рассеяния являются наиболее надежными. Можно объединить все данные и записать, что $-0,1 \leq a_0^{1/2} \leq 0,4$; $-0,2 \leq a_0^{3/2} \leq 0$; $0 \leq a_0^{1/2} - a_0^{3/2} \leq 0,6$. Заметим, что алгебра токов предсказывает положительные значения длины $a_0^{1/2}$. В $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ системе в области низких энергий главную роль играют ρ -мезон и σ -мезон^{/18/}. В области низких энергий $\pi K \rightarrow \pi K$ -рассеяния фундаментальную роль играет K^* -резонанс ($I = 1/2$, $M_{K^*} = 890 \text{ MeV}$). Недавно появилось сообщение о том, что проводится фазовый анализ для процесса $K^+ \pi^-$ -рассеяния (из $K^+ p^- \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- p^-$ -реакции). Экспериментальные данные указывают на наличие κ -резонанса в $T_0^{1/2}$ -волне при значении $M_\kappa = 1100 \text{ MeV}$ ^{/24/}.

Таким образом, представляется целесообразным провести исследование πK -рассеяния с помощью метода дисперсионных соотношений, в которых должным образом учитывался бы вклад высоких энергий^{/25/}. С этой целью в четвертой главе дисперсионные соотношения для парциальных s и p -волн πK -рассеяния получены путем комбинации дисперсионных соотношений для амплитуд рассеяния вперед и назад. Учет вклада высоких энергий осуществляется с помощью метода Ширкова-Серебрякова^{/5/}. Суть его состоит в том, что вклад высоких энергий аппроксимируется специально подобранным полюсным членом. При таком подходе удается сохранить точное условие двухчастичной унитарности и точную кроссинг-симметрию. Аналитичность, естественно, оказывается нарушенной, но лишь вдали от интересу-

ющей нас области энергий. В данной главе учёт высокоэнергетических вкладов по методу Ширкова-Серебрякова был использован для того, чтобы свести приближенные дисперсионные уравнения к точно решаемым уравнениям.

Физическая картина процесса πK -рассеяния просматривается в простейшем полюсном приближении, когда учитываются лишь резонансные состояния: κ и K^* -мезоны - в прямом канале и ρ - и σ -мезоны в $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ -канале. В этом случае получается следующий набор значений констант связи и длин рассеяния:

$$\begin{aligned} \frac{F_{\pi K K^*}^2}{4\pi} &= 1,65 & M_{K^*} &= 890 \text{ MeV} & ; & \frac{F_{\pi\rho\rho} F_{\rho K \bar{K}}}{4\pi} &= 4,81 (M_\rho = 700 \text{ MeV}) \\ & & \Gamma_{K^*} &= 50 \text{ MeV} & & & \\ \frac{F_{\pi K K}^2}{4\pi} &= 1,79 & M_\kappa &= 1100 \text{ MeV} & ; & \frac{F_{\pi\rho\rho} F_{\sigma K \bar{K}}}{4\pi} &= 6,1 (M_\sigma = 900 \text{ MeV}) & (4) \\ & & \Gamma_\kappa &\approx 370 \text{ MeV} & & & \\ a_0^{1/2} &= 0,08; & a_0^{3/2} &= -0,04; & a_0^{1/2} - a_0^{3/2} &= 0,12. \end{aligned}$$

Предсказываемая ширина κ -мезона $\Gamma_\kappa \approx 370 \text{ MeV}$, а длины рассеяния удовлетворяют ρ -доминантному соотношению ($a_0^{1/2} = -2a_0^{3/2}$). Вклады членов $O(\frac{1}{M})$ малы по сравнению с вкладами полюсных членов, но существенны при отборе тех или иных решений системы уравнений для s - и p -волн.

Чтобы убедиться в том, что полюсное приближение является хорошим приближением к "истинному" решению системы дисперсионных уравнений, в работе было найдено так называемое унитарное представление решений^{/4/}, когда искомое решение для парциальной амплитуды записывается в виде:

$$A_{\ell}^1 = \frac{g_{\kappa} \tilde{T}_{\ell}^1}{1 - g_{\kappa} \tilde{T}_{\ell}^1 [I(z) + I_{\ell}^1(z)]} \quad (5)$$

где $g_{\kappa} \tilde{T}_{\ell}^1$ - решение в полюсном приближении, $I(z)$ - функция, выбранная таким образом, чтобы автоматически обеспечить выполнение условия аналитичности и унитарности, а $I_{\ell}^{(D)}(z)$ - функция, которая выбирается с целью обеспечения условия кроссинг-симметрии в заданном порядке по константе разложения g_{κ} связанной с шириной κ -мезона. Проведенные численные расчёты показывают, что переход от $g_{\kappa} \tilde{T}_{\ell}^1$ к A_{ℓ}^1 мало меняет оценки (4) (отклонения не превышают 5-8%).

Точные решения приближенных уравнений могут быть получены методом Вандерса^{/26/}. Анализ этих решений указывает на то, что если существует κ -резонанс, то его масса должна находиться в области $M_{\kappa} > 700 \text{ MeV}$.

Итак, метод дисперсионных соотношений с учётом вкладов из области высоких энергий дает хорошее количественное описание всех данных по πK - взаимодействию.

Самостоятельный интерес представляет задача описания резонансных состояний. В диссертации (глава пятая) были использованы два метода: бутстрап-метод - для описания K^* -резонанса и квазипотенциальный метод Логунова-Тавхелидзе - для описания N_{33} -резонанса.

В начале главы дан обзор математического содержания бутстрап-метода и идейного багажа, накопленного в связи с развитием бутстрап-метода^{/27/}. В качестве математического аппарата, адекватного бутстрап-идеологии, используется $\frac{N}{D}$ метод^{/28/}. В работах, выполненных с помощью бутстрап-метода, постоянно подчеркивалось влияние на результаты расчётов области высоких энергий. В связи с этим в диссертации параметры K^* -мезона определялись с помощью метода Балаша^{/29/},

в котором наиболее последовательным образом учитывается как вклад высоких энергий, так и неупругих процессов. Кроме нахождения решений, близких к экспериментальным данным, исследована зависимость этих решений от выбора параметров^{/30/}. Задача отыскания положения K^* -мезона - s_r и его ширины Γ_{K^*} сводится к решению двух бутстрап-уравнений

$$\text{Re} D(s_r) = 0$$

$$\Gamma_{K^*} = \frac{N(s_r)}{\left. \frac{\partial \text{Re} D(s)}{\partial s} \right|_{s=s_r}} \quad (6)$$

где N и D - соответственно числитель и знаменатель дроби, через которую выражается амплитуда πK -рассеяния:

$$T_1^{1/2} = \frac{N}{D}$$

s_r - положение K^* -резонанса, s - обычная мандельштамовская переменная. Функция N описывает силы, которые порождают K^* -мезон. Функция D выражается через мнимую часть N . Таким образом, задавая силы, можно найти функции N и D и, следовательно, решить систему (6). Ближайшие особенности функции N задаются низко расположенными резонансами, а далекие особенности - реджевскими полюсами из кроссинг-каналов. В условии двухчастичной унитарности вводится дополнительная функция, которая учитывает вклад неупругих процессов. Таким путем удается получить хорошие решения уравнений (6). Для примера приведем две пары найденных значений массы и ширины K^* -резонанса:

$$1) M_{K^*} = 830 \text{ MeV}; \quad \Gamma_{K^*} = 83 \text{ MeV}.$$

$$2) M_{K^*} = 817 \text{ MeV}; \quad \Gamma_{K^*} = 51 \text{ MeV}.$$

Однако $\frac{N}{D}$ - подход в бустрап-методе имеет ряд трудностей^{/31/}. Упомянем здесь некоторые. Появляющиеся в $\frac{N}{D}$ -методе расходящиеся интегралы либо обрезаются, либо с помощью введения реджевского поведения амплитуды при высоких энергиях их делают сходящимися. Недостатки введения константы обрезания общеизвестны, а введение реджевского поведения амплитуды означает введение дополнительных произвольных параметров. Учёт неупругости ведет к появлению новых произвольных параметров. И хотя дополнительные параметры выбираются из физических соображений в пределах разумных значений, тем не менее произвол такого рода лишает бустрап-метод предсказательной силы.

Квазипотенциальный метод Логанова-Тавхелидзе^{/3/} был применен для исследования аналитических свойств амплитуды, асимптотического поведения амплитуд рассеяния, для описания связанных состояний в электродинамике^{/32,33/}. В настоящее время он с успехом применяется к исследованию процессов упругого рассеяния при высоких энергиях^{/34/}. В работе^{/35/} этот метод впервые был применен для описания резонансных состояний (N_{33} -резонанса). Преимущество квазипотенциального подхода перед дисперсионными соотношениями состоит в том, что он ведет к линейным уравнениям для парциальных амплитуд, которые могут быть получены с помощью, например, проекционных операторов Тамма, Гольфанда, Файнберга^{/36/}. Однако, как и в $\frac{N}{D}$ подходе, получающиеся интегралы оказываются расходящимися, и для получения разумных значений параметров N_{33} -резонанса необходимо вводить обрезание. С помощью одного параметра удается получить известное значение массы N_{33} -резонанса, однако ширина N_{33} -резонанса оказалась примерно в два раза больше наблюдаемой. Другая трудность метода связана с неоднозначностью определения потенциала.

Правда, в этом случае, исходя из разумных физических предположений, можно указать на совокупность диаграмм, которые могут дать удачное приближение к истинному потенциалу.

Одной из нерешенных проблем в методе двойных дисперсионных соотношений до сих пор остается проблема нахождения решения, удовлетворяющего одновременно условиям аналитичности, кроссинг-симметрии и унитарности.

В шестой главе предлагается оригинальная схема нового подхода к построению амплитуды упругого $\pi\pi$ -рассеяния^{/37/}. Этот подход состоит в отыскании модельной функции $F(s, u, t)$, которая обладает кроссинг-симметрией относительно всех трех каналов, имеет правильные начала разрезов по s, u, t , удовлетворяет точному условию двухчастичной унитарности в низших порядках разложения по импульсу π -мезона и приближенному условию двухчастичной унитарности на отрезке и удовлетворяет другим требованиям, предъявляемым к физической амплитуде. Предложенный подход к построению амплитуды упругого рассеяния, сравнительно с другими подходами, например, моделью Венециано, обеспечивает выполнение наибольшего числа требований, предъявляемых к физической амплитуде.

В заключении делаются выводы об эффективности метода дисперсионных соотношений в исследовании низкоэнергетических процессов рассеяния и важности поиска новых полезных подходов в теории сильных взаимодействий элементарных частиц.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах^{/8-11, 15-17, 19, 20, 25, 27, 28, 30, 31, 35, 37/} и докладывались на сессии ядерного отделения АН СССР, на всесоюзных и международных конференциях, семинарах и школах.

Л и т е р а т у р а

1. Н.Н.Боголюбов, Б.В.Медведев, М.К.Поливанов. "Вопросы теории дисперсионных соотношений", Физматгиз, Москва, 1958.
2. S.Mandelstam, Phys.Rev., 112, 1344 (1958).

3. A.A. Logunov, A.N. Tavkhelidze. *Nuovo Cim.*, 29, 380 (1963).
4. Д.В. Ширков, В.В. Серебряков, В.А. Мешеряков. "Дисперсионные теории сильных взаимодействий при низких энергиях", Изд-во "Наука", Москва, 1967 г.
5. В.В. Серебряков, Д.В. Ширков. *Ядерная физика*, т.6, 400 (1967).
V.V. Serebryakov, D.V. Shirkov. *Nuclear Phys.*, B6, 607 (1968).
6. J. Schwinger. *Phys. Rev.*, 104, 1164 (1956).
7. A. Pais, *Phys. Rev.*, 112, 624 (1959).
8. См., напр. а) A.R. Erwin, W.D. Walker, A.T. Goshaw, A. Weinberg. *Nuclear Physics*, B9, 364 (1969).
б) B. French. 14th International Conference on High Energy Physics, Vienna, 1968.
9. P.S. Isaev, M.V. Severynski. *MNucl. Phys.*, 22, 663 (1961).
10. P.S. Isaev, M.V. Severynski. *Nucl. Phys.*, 27, 148 (1961).
11. П.С. Исаев, М.В. Сэвэрыньский, Труды VII международной конференции по вопросам физики высоких энергий, София, 14-22 сентября 1961 г.
12. А.В. Ефремов, В.А. Мешеряков, Д.В. Ширков. *ЖЭТФ*, 39, 454 (1960), *ЖЭТФ*, 39, 1099 (1960).
13. R. Omnes. *Nuovo Cimento*, 8, 316 (1958).
14. а) A.R. Erwin et al. *Phys. Rev. Lett.*, 9, 34 (1962); 10, 204 (1963).
б) G. Alexander et al. *Phys. Rev. Lett.*, 9, 460 (1962).
15. П.С. Исаев, В.А. Матвеев. *Ядерная физика*, т. IV, 198 (1966).
16. П.С. Исаев, В.И. Лендъел, В.А. Мешеряков. *ЖЭТФ*, 45, 294 (1963).
17. П.С. Исаев. I международное совещание по нуклон-нуклонным и пион-нуклонным взаимодействиям. Дубна, 11-15 июля 1968 г. Препринт ОИЯИ P1-3971, Дубна, 1968.
18. P.S. Isaev "Dispersion relations and the Formfactors of Elementary Particle". *Methods in Subnuclear Physics*, v. II, Edited by Nicolis, Gordon and Breach, New York, London, Paris.
- (Лекции, прочитанные в международной школе Херцег-Нови, Югославия, 1966).

19. P.S. Isaev, V.I. Lend'el, V.A. Mescheryakov. *Proceedings of the International Conference at Stanfrod Univ.*, 1963, Stanford, Univ. Press.
20. П.С. Исаев, В.А. Мешеряков, Г.М. Радущкий, А.М. Табаченко, *ЖЭТФ*, 47, 970 (1964).
21. A.N. Wall. Preprint IM SO AN USSR, TФ-47 (1968).
22. П.С. Исаев, В.А. Мешеряков, *ЖЭТФ*, 43, 1339 (1962).
23. C. Lovelace. *Lowenergy pion-nucleon scattering and pion-pion interaction. Seminar on Theoretical Physics, Trieste, 16 July - 25 August, 1962, Preprint.*
24. B. French. 14th International Conference on High Energy Physics, Vienna, 1968).
25. П.С. Исаев. Сообщение на сессии отделения ядерной физики АН СССР, 27-30 мая 1969 г., Ленинград. См. также препринт ОИЯИ, P2-4375, Дубна 1969.
26. G. Wanders. *Nuovo Cim.*, v. XXIII, 817 (1962).
27. П.С. Исаев. Доклад на Международной школе по теоретической физике, Ялта, 1966 г. См. "Физика высоких энергий и теория элементарных частиц", Изд-во "Наукова думка", Киев, 1967.
28. П.С. Исаев. Доклад на международной школе по физике высоких энергий. Попрадске Плесо, Чехословакия, октябрь 1967 г. Издано в Праге, 1967 г.
29. L. Balaz. *Phys. Rev.*, 128, 1939 (1962); 132, 817 (1963).
30. П.С. Исаев, Г.М. Радущкий. *ЖЭТФ*, 49, 1475 (1965).
31. P.S. Isaev "The difficulties of the $\frac{N}{D}$ approach in bootstrap" Preprint IC/65/62, Trieste, 1965.
32. А.Т. Филиппов. Международная зимняя школа теоретической физики при ОИЯИ. Сборник лекций, т.2, Дубна, 1964.
33. Р.Н. Фаустов. Международная зимняя школа теоретической физики при ОИЯИ. Сборник лекций, т.2, Дубна, 1964.
34. V.R. Garsevanishvili, V.A. Matveev, L. A. Slepchenko, A.N. Tavkhelidze, *JINR, Preprint E2-4251, Dubna (1969).*

35. P.S.Isaev and T.Smith. Acta Physica Hung, XIX,259(1965).
36. И.Е.Тамм, И.А.Гольфанд, В.А.Файнберг, ЖЭТФ, 26, 649 (1954).
37. а) P.S.Isaev, Kh.D.Popov, I.S.Zlatev
Препринт ОИЯИ Е2-3989, Дубна 1968.
- б) И.С.Златев, П.С.Исаев, Х.Д.Попов. "Вопросы теории элементарных частиц". Сборник докладов на международной школе, Варна, 6-19 мая, 1968 г. (Изд. ОИЯИ, Дубна, P2-4050).

Рукопись поступила в издательский отдел
17 ноября 1969 года.