

С324

Л-24



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

Л.И. Лapidус

770

ВОПРОСЫ ТЕОРИИ
СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Автореферат диссертации, представленной на соискание
ученой степени доктора физико-математических наук

Дубна 1961 год

Л.И. Липидус

770
С324
Л-24

ВОПРОСЫ ТЕОРИИ
СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Автореферат диссертации, представленной на соискание
ученой степени доктора физико-математических наук

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1.

Прошедшее десятилетие характерно для развития физики сильных взаимодействий тем, что несмотря на отсутствие последовательной полевой теории этих взаимодействий, удалось продвинуться в понимании ряда коренных вопросов. На передний план выдвинулось использование таких общих соображений, как законы сохранения, различные симметрии взаимодействий, связанные с причинностью глубокие соображения, приводящие к свойствам аналитичности амплитуд переходов.

Изотопическая инвариантность, зарядовое сопряжение и обращение времени, нашедшие много применений за последние годы, позволили получить ряд строгих результатов, не зависящих от детальных свойств сильных взаимодействий.

После 1955 года основной интерес переместился в область дисперсионных соотношений (д.с.) сначала по одной, а в последнее время по максимальному числу переменных. Предельно строгое доказательство справедливости д.с. при фиксированной передаче импульса методом Н.Н.Боголюбова создало самые надежные основания для применений их к анализу экспериментальных данных.

Специфические и довольно ограниченные возможности анализа обусловили определенные требования к экспериментальным данным — требования проведения подчас трудных, но "интерпретируемых" экспериментов.

Ряд вопросов, связанных с изотопической инвариантностью сильных взаимодействий, был рассмотрен в 1953 году в кандидатской диссертации автора.

Здесь собраны работы автора, посвященные, в основном, трем вопросам физики сильных взаимодействий:

1. Поляризационные явления в обратных реакциях и обращение времени.
2. Применение д.с. для анализа рассеяния пионов и нуклонов при малых энергиях и опирающийся на д.с. анализ рассеяния γ -квантов нуклонами, дейтронами и сложными ядрами в широкой области энергий.
3. Околороговые особенности в сечениях и применение к анализу их д.с.

Помимо этого обсуждается "полусологический" подход, рассматривается поляризуемость ядер и нуклонов, поляризационные эффекты в ряде процессов

с участием фундаментальных частиц и ядер и ряд других вопросов физики сильных взаимодействий.

Основное содержание диссертации базируется на работах /1/-/12/, выполненных автором частично совместно с Чжоу Гуан-чжао и с С.М.Биленьким, Л.Д.Пузиковым и Р.М.Рындиным и опубликованных в ЖЭТФ и частично в Nuclear Physics.

При обсуждении привлекаются результаты других работ автора /13-19/. Результаты некоторых работ обсуждались на всесоюзных конференциях 1955 года (Москва), 1959 года (Дубна), на международных конференциях по физике высоких и средних энергий в 1958 году (Женева), в 1959 году (Киев), в 1960 году (Москва) и на ряде семинаров.

Диссертация состоит из четырех глав, разделенных на две части. В первой части собраны работы, в которых было установлено наличие основанных на обратимости движения связей между поляризационными явлениями во взаимно-обратных реакциях.

Основное содержание второй части связано с применением дисперсионных соотношений к анализу процессов сильного взаимодействия пионов, нуклонов и u -квантов с нуклонами.

11.

Исследование сильных взаимодействий u -квантов, пионов и нуклонов с нуклонами показало, что спиновая зависимость взаимодействия ни в коем случае не является малой. При построении формальной теории ядерных реакций для частиц со спинами оказалось очень плодотворным использование соображений симметрии при пространственных вращениях и отражениях и особенно при обращении времени.

Наиболее разработанной сейчас является теория т.н. "бинарных реакций", когда в начальном и конечном состоянии имеется по две частицы. Законы сохранения и соображения симметрии накладывают именно для таких реакций ряд существенных ограничений и приводят к ряду интересных соотношений.

Наиболее известными ограничениями являются правила отбора.

Следствия T-инвариантности проявляются, вообще говоря, в виде связей между обратными процессами и фазовыми соотношениями между матричными элементами и амплитудами испускания.

К 1952 году при анализе поляризационных явлений в упругом рассеянии была установлена большая роль обратимости движения, требования которой значительно ограничивают общий вид амплитуд упругого рассеяния частиц со спинами.

Для произвольных процессов требования инвариантности сильных взаимодействий при обращении времени приводит к условию симметрии S - матрицы.

$$S_{a'l, a'l}^J = S_{a'l, a'l}^J \quad (1)$$

Соотношение симметрии справедливо для реакций с произвольным числом частиц в начальном и конечном состояниях. В приведенных в диссертации работах мы ограничивались рассмотрением бинарных реакций.

Для рассмотрения поляризационных явлений в бинарных реакциях в последние годы развит метод матрицы плотности, которым мы и пользуемся.

Для взаимодействия бесспиновых частиц условие (1) приводит к равенству дифференциальных сечений прямой и обратной реакций. Для частиц со спинами, когда сказывается различие между обращенным во времени и обратным процессами, это же условие приводит к равенству усредненных по спинам сечений прямой и обратной реакций ("полудетальное равновесие" по терминологии Гайтлера).

Но в случае взаимодействия частиц со спинами, помимо сечения взаимодействия неполяризованных частиц, через элементы S -матрицы выражаются средние значения спиновых операторов в прямых и обратных процессах, которые также непосредственно измеримы.

Ввиду существования соотношения (1) представляло интерес рассмотреть его следствия для поляризационных явлений в прямых и обратных реакциях, найти связи между поляризационными явлениями во взаимно-обратных реакциях.

Подобная связь обсуждалась в литературе при рассмотрении поляризационных явлений в упругом рассеянии. Вначале для случая упругого рассеяния частиц со спином $1/2$ на ядрах произвольного спина, а затем для спина 1 было показано, что между поляризацией частиц $\langle \vec{\sigma}_i \rangle$, возникающей при взаимодействии неполяризованных частиц, и азимутальной асимметрией i_p

$$\dot{I}(\theta, \phi) = \dot{I}_0(\theta) + \dot{I}_p$$

в сечении рассеяния поляризованных частиц на неполяризованной мишени имеет место связь

$$\dot{I}_0(\theta) < \vec{\sigma} \cdot \vec{N} = \dot{I}_p \quad (2)$$

где $\dot{I}_0(\theta)$ - сечение рассеяния неполяризованных частиц, а \vec{N} - направление поляризации пучка.

С целью обобщения этого соотношения, в /1/ была детально рассмотрена конкретная пара реакций довольно общего вида



и методами формальной теории реакций для них были рассмотрены всевозможные поляризационные эффекты.

Общий вид амплитуды, которая была построена для данной пары реакций, содержит 6 скалярных функций.

Наряду с обсуждением поляризационных явлений в обратных реакциях было указано, что, изучая реакцию $d + \pi^+ \rightarrow p + p$, можно получить сведения о реакции $p + p \rightarrow d + \pi^+$ при энергиях протонов, превышающих энергию протонов в ускорителе, с помощью которого получены пионы. В экспериментах Неганова и Парфенова, поставленных в Лаборатории ядерных проблем, удалось таким образом продвинуться вплоть до энергии протонов 903 Мэв.

Подробное рассмотрение поляризационных эффектов в обратных реакциях показало, что как для векторной поляризации, так и для тензорных величин существует обобщенное соотношение поляризация-асимметрия.

Существование условия (1) делает априори ясным, что суммарная информация, извлекаемая из изучения прямой реакции, совпадает с суммарной информацией, получаемой при исследовании обратной реакции. Результаты работы /1/ показывают, что для рассмотренной бинарной реакции довольно общего вида условие (1) приводит к связям между азимутальной асимметрией в реакции (A) и поляризацией нуклонов в реакции (B), подобным соотношениям между неполяризованными сечениями. Аналогичные соотношения оказываются имеющими место и для более сложных эффектов.

В /1/ рассмотренно было проведено на примере конкретной реакции. Формальное доказательство для случая бинарной реакции с частицами произвольных спинов впервые было проведено М.И.Широковым ~~и др.~~ ^{и др.}

В /3/ анализ проводился применением метода построения матрицы реакции как функции волновых векторов и операторов спина в начальном и конечном состояниях. Этот метод является обобщением процедуры Вольфенштейна и Ашкина, Далица и Лакина.

Для удобства рассмотрения свойств симметрии матрицы перехода $M_{ba}(\vec{n}_b, \vec{n}_a)$ используется полная совокупность операторов $T^{JM}(j_a, j_b)$, которая преобразуется согласно неприводимому представлению веса $(2J+1)$ трехмерной группы вращения.

Если $M_{ab}(\vec{n}_a, \vec{n}_b)$ обозначает матрицу реакции, обратной к данной, амплитуда которой $M_{ba}(\vec{n}_b, \vec{n}_a)$, обратимость движения приводит к соотношению

$$\kappa_a M_{ba}^+(\vec{n}_b, \vec{n}_a) = \kappa_b^* T M_{ab}(-\vec{n}_a, -\vec{n}_b) T^{-1} \quad (3)$$

где \vec{k}_a и \vec{k}_b - импульсы относительного движения в начальном и конечном состояниях, \vec{n}_a и \vec{n}_b - единичные векторы вдоль этих направлений, а T - оператор обращения времени.

Соотношение (3) связывает коэффициенты разложения матриц M_{ab} и M_{ba} , что дает возможность построить матрицу обратной реакции, если известна M для прямой реакции или наоборот.

Если ввести операторы T^{JM} и $T^{J'M'}$, которые действуют на спиновые переменные частиц в начальном состоянии и θ^{KN} , $\theta^{K'N'}$, которые действуют на спиновые переменные в конечном состоянии, то наиболее общее заключение о связях между всевозможными поляризационными эффектами в обратных реакциях дается соотношением

$$\begin{aligned} & \kappa_a^2 \text{Sp} \{ \theta^{KN} \theta^{K'M'} M_{ba}(\vec{n}_b, \vec{n}_a)^\dagger T^{JM} T^{J'M'} M_{ab}(\vec{n}_a, \vec{n}_b) \} = \\ & = (-1)^{J+J'+K+K'+M+M'+N+N'} \kappa_b^2 \end{aligned} \quad (4)$$

$$\text{Sp} \{ T^{J'-M'} T^{J-M} M_{ab}(-\vec{n}_a, -\vec{n}_b)^\dagger \theta^{K-N} \theta^{K'-N'} M_{ba}(\vec{n}_b, \vec{n}_a) \} ,$$

которое при $J = J' = k = k' = 0$, т.е. когда все T и θ сводятся к единичным матрицам, сводится к соотношению между неполяризованными сечениями.

В ^{1/2} были рассмотрены следствия инвариантности при обращении времени для таких процессов с участием γ -квантов как фоторождение пионов и радиационный захват пионов нуклонами и протонный комптон-эффект.

Помимо теоретического, полученные здесь результаты имеют тот экспериментальный интерес, что изучение, например, поляризации нуклонов при фоторасщеплении дейтронов дает ту же информацию, что и радиационный захват поляризованного нуклона нуклоном, изучение поляризации γ -кванта при радиационном захвате нейтрона протоном эквивалентно изучению фоторасщепления дейтрона поляризованными γ -квантами, а проведение трудных экспериментов по изучению радиационного захвата пионов нуклонами эквивалентно изучению фоторождения пионов монохроматическими γ -квантами на свободном нейтроне.

В заключении обсуждается вопрос о возможности экспериментальной проверки инвариантности с помощью обобщенных соотношений поляризация-асимметрия.

На примере амплитуды рассеяния бесспиновой частицы на мишени со спином $1/2$ показано, что в отсутствие инвариантности при пространственных отражениях соотношение между неполяризованными соотношениями соблюдается, а соотношение Вольфенштейна нет; таким образом ^{1/4} проверка последних соотношений оказывается более чувствительной к симметрии сильных взаимодействий.

III.

В общем случае бинарных реакций матрица перехода разлагается по полной системе неприводимых тензоров $T^{JM}(j_1, j_2)$. Число скалярных функций, являющихся коэффициентами этого разложения, определяется соображениями симметрии. Каждая скалярная функция, являющаяся функцией двух кинематических инвариантов и обладающая определенной кросс-симметрией, удовлетворяет д.с.

В общем подходе к применению д.с. можно отметить два направления. При попытках использования д.с. как основы для динамических уравнений огрубление д.с., например, для пион-нуклонного рассеяния приводит к уравнениям Чу-Лоу-Вика. Пока значительно более плодотворным оказываются применения д.с. как соотношений для корреляции экспериментальных данных, для анализа

экспериментальных данных и проведения надежных вычислений в более сложных процессах.

При применениях двойных представлений такой подход к д.с. также оказывается довольно плодотворным.

Во второй главе собраны работы, в которых для анализа пион-нуклонного и нуклон-нуклонного рассеяния при малых энергиях привлекаются д.с. при фиксированной передаче импульса.

Короткодействие сильных взаимодействий позволяет применять для анализа рассеяния в области малых энергий "разложение по эффективному радиусу".

А. В настоящее время представляется ясным, что д.с. при фиксированной передаче импульса не могут явиться основой для динамической теории. Ко времени опубликования работ, вошедших во вторую главу, стала ясной необходимость, прежде чем переходить к приближенным уравнениям, проверить основательно с разных сторон соответствие точных д.с. экспериментальным данным, с тем, чтобы получить максимум результатов, используя д.с. как соотношения. Интерес к подобному сравнению был увеличен в 1957 году возникновением "проблемы Пуппи-Штангеллини".

Для того, чтобы исходя из д.с. с вычитанием для пион-нуклонного рассеяния вперед получить соотношения, которые будут справедливы при малых энергиях, мы в ^{1/5} воспользовались разложением по эффективному радиусу для s и p -фаз пион-нуклонного рассеяния с тем, чтобы выразить зависимость действительной части амплитуды рассеяния вперед от энергии. Продифференцировав д.с. по квадрату полной энергии и положив затем $\omega^2 = \pi^2$, мы получили вытекающие из д.с. связи на длины рассеяния и эффективные радиусы в различных состояниях. Сравнение полученных соотношений с имевшимися тогда экспериментальными данными позволило получить ряд заключений о фазах мезон-нуклонного рассеяния при малых энергиях без обращения к уравнениям Чу-Лоу-Вика. Результат для рассеяния отрицательных пионов оказался довольно чувствительным к вкладу нерезонансных p -фаз.

Так как полученные соотношения не содержали вклада ненаблюдаемой области, они были прямо сверены с экспериментальными данными. Было получено хорошее согласие для рассеяния положительных пионов на протонах и несколько худший

результат для рассеяния отрицательных пионов. Последующее уточнение экспериментальных данных, не меняя заключений относительно рассеяния π^+ -мезонов, привело к улучшению согласия для случая рассеяния отрицательных пионов, так что "проблема Пуппи-Штангеллини", относительно статистической достоверности которой имелись сомнения с самого ее возникновения, вскоре "испарилась".

Б. Анализ д.с. для К-мезон-нуклонного, нуклон-нуклонного рассеяния и некоторых других процессов и их использование для обработки экспериментальных данных значительно затрудняется наличием вклада ненаблюдаемой области, которая остается даже при рассеянии вперед.

Для процесса упругого рассеяния нуклонов нуклонами в /8/ была предпринята попытка оценить вклад нуклон-антинуклонного взаимодействия, используя подход, ранее применявшийся для пион-нуклонного рассеяния и опирающийся на разложение по эффективному радиусу. Использование экспериментальных данных о нуклон-нуклонном рассеянии при малых энергиях и о зависимости полных сечений от энергии в соотношениях, получающихся после дифференцирования д.с. по квадрату полной энергии, позволяет оценить вклад нуклон-антинуклонного взаимодействия в д.с. для нуклон-нуклонного рассеяния при малых энергиях и обосновать прямым сравнением с экспериментом приближенные д.с., не содержащие этого вклада. Были проанализированы д.с. для рассеяния нейтронов протонами, протонов протонами и нуклонов нуклонами в состояниях с изоспином $I = 0$.

Интересно отметить, что вывод о малом вкладе нуклон-антинуклонного взаимодействия связан со знаком длин рассеяния $a(^1s_0)$ и $a(^3s_1)$.

Д.с. для пион-нуклонного рассеяния в свое время были использованы рядом авторов для установления положительности $D_{\pi+p}$ и a_{33} ниже резонанса.

При наших оценках мы принимали знаки длин рассеяния $a(^1s_0)$ и $a(^3s_1)$ такими, какими они следуют из данных о рассеянии нейтронов в пара- и орто-водороде.

Так как производная действительной части амплитуды рассеяния для случая pp -рассеяния полностью определяется, а для случая $p-p$ - рассеяния, в основном, определяется синглетным s -рассеянием, изменение знака $a(^1s_0)$ привело бы к выводу о большой роли нуклон-антинуклонного рассеяния и при малых энергиях.

Мы рассматривали д.с. лишь для одной комбинации инвариантных величин, мнимая часть которой пропорциональна полному сечению, и пришли к выводу о малой роли вклада нуклон-антинуклонного взаимодействия для нее.

Можно думать, что аналогичное заключение справедливо и для других инвариантных функций, которые характеризуют амплитуду нуклон-нуклонного рассеяния. Такое предположение, основанное частично на полученных нами результатах, позволило недавно Ряз-уд-дину прийти к заключению о предпочтительности некоторых наборов фаз pp -рассеяния в области малых энергий.

IV.

В третьей главе диссертации собраны результаты работ, относящихся к рассмотрению ряда вопросов анализа рассеяния γ -квантов нуклонами, дейтронами и сложными ядрами. Привлечение д.с. оказывается здесь чрезвычайно плодотворным. Остановимся вначале на протонном комптон-эффекте.

А. После работы Гелл-Манна, Гольдбергера и Тирринга, в которой были сформулированы д.с. для рассеяния γ -квантов вперед, основной интерес работ, связанных с д.с. переместился к процессам с участием частиц с отличной от нуля массой покоя. Лишь несколько позже, когда метод Боголюбова был развит, Логунов строго доказал справедливость д.с. для γN - рассеяния при фиксированной передаче импульса. Для случая рассеяния вперед доказательство было проведено в произвольном порядке по константе электромагнитного взаимодействия e^2 , а для $Q^2 \neq 0$ в первом порядке по e^2 .

Исключительно ценным для применения обстоятельством является возможность выразить длинноволновой предел четырех из шести амплитуд через заряд и магнитный момент нуклона. При ограничении малым числом состояний это позволяет обойтись вообще без свободных параметров, если мы ограничиваемся e^2 приближением, и доказать необходимость вычитания по крайней мере в д.с. для одной комбинации инвариантных амплитуд.

В /7,8/ были детально рассмотрены д.с. для всех инвариантных функций и в пренебрежении некоторыми эффектами отдачи проведен дисперсионный анализ в области энергий до 200 Мэв с особым акцентом на роль фоторождения пионов в s -состоянии.

Было показано, что учет фоторождения пионов в s -состоянии приводит к заметным изменениям в околороговой области. Ранее проводившиеся анализы приводили к значениям сечений рассеяния, превышающим экспериментальные значения в этой области энергий. Учет рождения пионов в s -состоянии улучшает соответствие дисперсионного анализа с экспериментальными данными. В энергетической зависимости некоторых амплитуд были обнаружены околороговые немонотонности, которые были проанализированы с помощью д.с.

В ряде работ была предпринята попытка ликвидировать наметившееся расхождение рассмотрением вклада полюсной диаграммы Лоу. Наиболее основательно это провели Якоб и Дж.Мэтьюз /20/. Так как при этом оказалось, что основную роль играют интерференционные эффекты, мы в /13/ подробно рассмотрели вопрос о знаке полюсной диаграммы.

В предположении справедливости анализа Гольдбергера и Треймана можно показать, что учет полюсной диаграммы не уменьшает, а увеличивает теоретическое значение сечения рассеяния Y -квантов протонами. Учет соображений унитарности, который ранее не проводился, приводит к необходимости рассматривать не всю амплитуду, а лишь вклад ее в состояния со значениями моментов выше, чем учтены в дисперсионном анализе. Это последнее соображение значительно затрудняет установление связи рассеяния Y -квантов с распадом пиона, даже если последующие исследования приведут к установлению важной роли пионных состояний при распаде нейтрального пиона.

В /15/ мы учли фоторождение в более широкой области энергий и, помимо рассмотрения фоторождения пионов в s -состоянии, более тщательно рассмотрели вклад области высоких энергий, и, полностью учтя эффекты отдачи, оценили амплитуды $R_1(\nu_0)$ при $Q^2=0$, сечения рассеяния и поляризацию нуклона отдачи в области энергий вплоть до 300 Мэв. Поляризационные эффекты впервые оценивались в /8/. Поляризация нуклонов отдачи, например, достигает заметных значений. Это может стать особенно интересным, когда станут доступными поляризованные мишени из водородосодержащих веществ.

Подробно рассмотрены кинематические вопросы, введение инвариантных амплитуд, связь инвариантных амплитуд с амплитудами в системе центра масс, требования кросс симметрии.

Результаты оценок для амплитуд и сечений представлены на графиках и в таблице. Особенно подробно рассматривалась область вблизи порога фоторождения.

Обсуждается комптон-эффект при высоких энергиях. Полученные оценки показывают, что в районе второго максимума фоторождения нельзя пренебрегать вкладом действительных частей амплитуд.

Б. Рассмотрение упругого рассеяния Y -квантов дейтронами ниже порога рождения мезонов было проведено в /9/ в связи с экспериментом /21/, результаты которого не укладывались в рамки импульсного приближения. Иногда этот экспериментальный результат связывался с представлением об аномально большой поляризуемости нейтрона. Результаты нашего рассмотрения показали, что рассеяние Y -квантов дейтронами представляет собой пример процесса, на амплитуду которого существенное влияние оказывают неупругие процессы, протекающие на дейтроне как целом, что делает невозможным применение к анализу упругого рассеяния импульсного приближения.

При рассмотрении рассеяния Y -квантов дейтронами мы начинаем с феноменологического анализа, строим матрицу рассеяния вперед, используем соотношения унитарности S -матрицы и, наконец, д.с.

Применению д.с. для анализа упругого ud -рассеяния предшествует вывод длинноволнового предела амплитуды рассеяния Y -квантов на частицах с произвольным спином. Как известно, ранее Тирринг, Лоу, Гелл-Манн и Гольдбергер получили длинноволновой предел амплитуды для рассеяния фотонов на частице со спином $1/2$. Нами этот результат был обобщен.

Привлечение экспериментальных данных о фоторасщеплении дейтрона позволяет оценить амплитуды упругого рассеяния Y -квантов дейтронами в широкой области энергий вплоть до 80-100 Мэв, где еще можно не учитывать процессов фоторождения пионов.

Неупругое рассеяние Y -квантов дейтронами было рассмотрено А.М.Балдиным.

Можно заключить, что результаты анализа, учитывающего фоторасщепление дейтрона и экспериментальные данные о рассеянии Y -квантов дейтронами в области энергий вплоть до 80-100 Мэв находятся в соответствии друг с другом.

В. Изучение упругого и неупругого взаимодействия Y -квантов со сложными ядрами рассматривается с точки зрения различных моделей в значительно большей мере, чем это имеет место для протонного комптон-эффекта.

Экспериментальные данные об энергетической зависимости сечений рассеяния γ -квантов рядом ядер характеризуются наличием т.н. "первого максимума", который располагается вблизи порогов фотоядерных процессов. Разные авторы связывали с происхождением "первого максимума" различные предположения. В /10/ мы предприняли попытку рассмотреть зависимость сечения упругого рассеяния с точки зрения д.с., как наиболее общего метода подобного анализа. Проведенный незадолго до этого анализ рассеяния γ -квантов нуклонами и дейтронами давал основание ожидать появления ярко выраженных энергетических немонокротностей в ходе сечения рассеяния вблизи порогов фотоядерных реакций.

Так как сечение упругого рассеяния γ -квантов даже после учета дисперсионных эффектов значительно меньше сечения неупругого поглощения γ -квантов ядрами, для проведения дисперсионного анализа в т.н. дипольном приближении оказываются достаточными сведения о полных сечениях поглощения γ -квантов.

На основе обсчета имеющихся довольно ограниченных экспериментальных данных можно отметить, что существуют две группы ядер.

Для одной группы, в которую входят, например, дейтрон и гелий, процессы фоторасщепления приводят к уменьшению сечения упругого рассеяния вблизи порога фотоядерных реакций по сравнению с томпсоновским пределом.

Для других ядер, таких как Al или Pb , с большим сечением поглощения, картина меняется. Общий ход зависимости от энергии дисперсионной части амплитуды остается прежним. Но в области порога дисперсионная часть превышает значение томпсоновского предела. Суммарная действительная часть амплитуды, меняя свой знак, становится положительной, проходит через максимум, обращается в нуль и опять становится отрицательной несколько выше порога.

Соотношение между сечениями в максимумах для различных ядер связано с различной ролью поглощения γ -квантов в околороговой области и в области гигантского резонанса. То обстоятельство, что в первый максимум дает вклад не только околороговая область, но и гигантский резонанс, приводит к заметному уширению этого максимума.

Для таких ядер как Al и Pb получаются разумные оценки для величины сечения и ширины максимума.

Г. Феноменологический анализ амплитуды упругого рассеяния γ -квантов и д.с. позволяют единым образом подойти к определению и анализу поляризуемости ядер и нуклонов. По тому, как детектируется поляризуемость в экспериментах по рассеянию γ -квантов, скалярная поляризуемость определяется как коэффициент при квадратичном по частоте излучения слагаемом в амплитудах R_1 (электрическая поляризуемость) и в разложении R_2 (магнитная поляризуемость), а тензорная поляризуемость - как аналогичный коэффициент в амплитуде $D(\nu)$. Интересным оказывается применение требований кросс-симметрии. Так, для рассеяния γ -квантов дейтронами действительная часть амплитуды, пропорциональная $(\vec{S} \cdot \vec{\epsilon} \cdot \vec{\epsilon}')$, где \vec{S} - спин дейтрона, а $\vec{\epsilon}$ и $\vec{\epsilon}'$ - векторы поляризации γ -квантов до и после столкновения, оказывается нечетной функцией ν , так что действительная часть векторной поляризуемости обращается в нуль. Аналогичное требование возникает для амплитуды R_2 в случае рассеяния γ -квантов на частицах со спином 1/2. Эти результаты необходимо учитывать при разработке теории оптической анизотропии атомных ядер с произвольными спинами.

Магнитная поляризуемость ядер оказывается заметно меньше электрической поляризуемости. Выражения для электрической и магнитной поляризуемостей дейтронов, которые определяются сечениями фоторасщепления при малых энергиях, получены и обсуждаются в диссертации.

Получены также оценки для поляризуемости ядер гелия и Al .

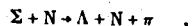
В связи с опытами по рассеянию медленных нейтронов ядрами и с анализом фоторождения пионов и рассеяния γ -квантов нуклонами разными авторами было введено представление о поляризуемости нуклона. Наиболее надежная оценка суммы электрической и магнитной поляризуемости протона была получена Балдиным.

На основе проведенного нами анализа рассеяния γ -квантов нуклонами в диссертации получены выражения для электрической и магнитной поляризуемостей протона через интеграл от парциальных сечений фоторождения пионов и дана оценка магнитной поляризуемости протона, близкая к экспериментальному значению, полученному в ФИАН'е.

Д. Подробное рассмотрение вклада диаграммы Лоу в амплитуду упругого рассеяния γ -квантов протонами представляет интерес и с точки зрения анализа вклада полюсной диаграммы.

Вслед за Чу и Лоу, Окунем и Померанчуком в /19/ периферические столкновения были привлечены нами для получения сведений о сильных взаимодействиях нестабильных частиц. Был рассмотрен процесс рождения пионов при столкновении гиперонов с нуклонами и указаны основанные на инвариантности виртуальных процессов относительно вращения в изотопическом пространстве и зарядового сопряжения соотношения между амплитудами различных процессов.

Наиболее интересным, по-видимому, оказывается указание на поляризационные эксперименты в области преобладания полюсологических амплитуд. Так, эксперименты по изучению поляризации Λ -частиц от реакции



когда Σ - гипероны первоначально поляризованы, могут дать сведения об относительной четности Σ и Λ -гиперонов.

Обсуждается возможность анализа реакций с участием ядер с разными изотопическими спинными с точки зрения минимального числа мезонов, участвующих в обмене.

У.

Заключительная глава диссертации посвящена околопороговым особенностям.

Так как ко времени написания диссертации в литературе отсутствовал обзор работ по околопороговым особенностям, во введении к главе приведен краткий обзор основных, как теоретических, так и экспериментальных работ, известных автору к июню 1981 года.

К 1959 году имелась большая теоретическая литература, относящаяся к исследованию околопороговых особенностей и основанная на общей теории R-матрицы.

Д.с. впервые были привлечены для анализа этой задачи в нашей работе о рассеянии u -квантов нуклонами /9/ и в более общем виде в /11/. Привлечение д.с. дало возможность оценить "ширину" особенности в действительной части амплитуды и вместе с тем учитывать общее влияние неупругих процессов в широкой области энергий, что было не под силу феноменологическим теориям, которые допускали аналитическое продолжение сравнительно на малые "расстояния". Применение д.с. как метода аналитического продолжения позволяет провести анализ

и в условиях наличия близких к порогу резонансов, когда простое аналитическое продолжение вида $k+i|k|$ оказывается невозможным.

В /11/ был рассмотрен общий вопрос применения д.с. к анализу околопороговых особенностей. Здесь же на примере фоторождения нейтральных и положительных пионов на протонах кратко обсужден вопрос о близких порогах и рассмотрены особенности в действительной части амплитуды вблизи порога реакций с образованием трех и более частиц в конечном состоянии. Были рассмотрены околопороговые особенности в амплитуде такого процесса, как когерентное рассеяние света кулоновским полем и для некоторых других процессов.

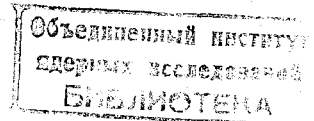
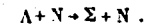
При анализе особенностей в упругом рассеянии U -квантов на дейтроне вблизи порога фоторасщепления мы воспользовались выражением для сечения магнитно-дипольного расщепления, полученным на основе разложения по эффективному радиусу. При этом оказалось, что хотя выражение для сечения не допускает прямого аналитического продолжения $k+i|k|$, применение д.с. позволяет и в этом случае, как и в других случаях существования резонанса вблизи порога, провести анализ до конца. Полуширина околопорогового провала со стороны энергий, меньших пороговой, составляет около 50-60 Кэв. Полная полуширина достигает 200-300 Кэв. Величина "провала" достигает $\sim 20\%$ в амплитуде.

Другим процессом, где анализ оказалось возможным довести до конца, явился процесс обменного рассеяния пионов нуклонами вперед. Применение д.с. к анализу такого "квазиупругого" процесса, как обменное рассеяние, оказывается интересным с точки зрения совсем иной, чем в упругом рассеянии, роли кросс-симметричного процесса. Обменное рассеяние оказывается одинаково чувствительным к особенностям в полных сечениях взаимодействия как отрицательных, так и положительных пионов.

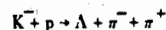
В работе /12/ было указано на наличие околопороговых особенностей в спектрах частиц при фиксированной энергии сталкивающихся частиц и проанализировано появление таких особенностей в спектре K-мезонов, образовавшихся в реакции



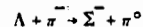
вблизи участка спектра, где расположен порог реакции



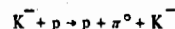
Был отмечен ряд других процессов, где подобные особенности в спектрах могут иметь место, и изучение которых может быть полезным с точки зрения получения сведений о взаимодействиях нестабильных частиц, их четности или выяснения знака амплитуд в экспериментах, которые оказываются аналогичными опытам по изучению кулоновской интерференции. Подобные особенности должны быть, например, в спектре π^+ -мезонов от реакции



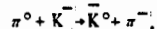
вблизи порога реакции



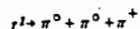
или в спектре протонов от процесса



вблизи порога реакции



или, наконец, в спектре заряженных пионов от ρ^+ -распада



вблизи участка спектра, соответствующего порогу реакции



Вероятно, наиболее интересной представляется сейчас возможность связать т.н. берклиевскую аномалию в спектре ядер He^3 от реакций



с подобными эффектами, обусловленными реакцией (5) (см. /22/).

В заключение рассматриваются вопросы об околопороговых особенностях в тормозном излучении как функции энергии сталкивающихся частиц и некоторые другие вопросы теории околопороговых особенностей, а также связь их с подобными явлениями в других областях физики.

Л и т е р а т у р а

1. Л.И.Лapidус. ЖЭТФ, 33, 204, 1957; Nucl. Phys., 4, 145 (1957).
2. Л.И.Лapidус. ЖЭТФ, 34, 975, 1957.
3. С.М.Биленький, Л.И.Лapidус, Л.Д.Лузиков, Р.М.Рындик. Nucl. Phys., 7, 646, 1958; ЖЭТФ, 35, 959, 1958.
4. Л.И.Лapidус. ЖЭТФ, 35, 1580, 1958.
5. Л.И.Лapidус. ЖЭТФ, 34, 453, 1958.
6. Л.И.Лapidус. ЖЭТФ, 36, 283, 1959.
7. Л.И.Лapidус, Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, 37, 1714, 1959.
8. Л.И.Лapidус, Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, 38, 201, 1960.
9. Л.И.Лapidус, Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, 39, 1286, 1960.
10. Л.И.Лapidус, Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, 39, 1056, 1960.
11. Л.И.Лapidус, Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, 39, 112, 1960. Physikalische Abhandlungen aus der Sowjetunion 3, 413 (1960).
12. Л.И.Лapidус, Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, 39, 364, 1960.
13. Л.И.Лapidус, Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, 41, 294, 1961.
14. Л.И.Лapidус, Чжоу Гуан-чжао. Препринт ОИЯИ Д-682.
15. Л.И.Лapidус, Чжоу Гуан-чжао. Препринт ОИЯИ Д-740.
16. Л.И.Лapidус. ЖЭТФ, 34, 1148, 1958.
17. Л.И.Лapidус. ЖЭТФ, 31, 1099, 1958.
18. Л.И.Лapidус. ЖЭТФ, 32, 1435, 1957.
19. Л.И.Лapidус, Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, 37, 283, 1959.
20. M.Jacob, J.Mathews Phys.Rev., 117, 854 (1960).
21. I.G.Puman, R.Ely, D.H.Frishi, M.A.Wahlig Phys.Rev.Lett., 3, 93 (1959).
22. Ю.К.Акимов, В.И.Комаров, К.С.Мариш, О.В.Савченко, Л.М.Сороко. ЖЭТФ, 40, 1532, 1961.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 июля 1961 года.