

Д-645



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

4 - 9152

ДОЛИНСКИЙ
Эрик Иосифович

АНАЛИТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ
В ТЕОРИИ НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1975

Работа выполнена в Научно-исследовательском институте ядерной физики Московского ордена Ленина и ордена Трудового Красного Знамени государственного университета имени М.В.Ломоносова, г. Москва.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
А.И.Базь,

доктор физико-математических наук
И.Н.Михайлов,

доктор физико-математических наук
В.А.Симонов.

Ведущее предприятие: Институт теоретической физики АН УССР,
г. Киев.

Автореферат разослан " " _____ 1975 года.

Защита состоится " " _____ 1975г. в _____ ча-
сов на заседании Ученого совета Лаборатории теоретической
физики Объединенного института ядерных исследований, г.Дубна.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛТФ ОИЯИ.

Отзывы и замечания просим прислать по адресу : г. Дубна,
141980, Московской области, Лаборатория теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований.

Ученый секретарь Совета
кандидат физико-математических
наук

/Р.А.Асанов/

4 - 9152

ДОЛИНСКИЙ
Эрик Иосифович

АНАЛИТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ
В ТЕОРИИ НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

В диссертации суммированы исследования, выполненные автором в 1962 – 1973 годах и посвященные разработке дисперсионной теории нерелятивистских прямых ядерных реакций и ее приложению к описанию конкретных процессов, а также работы по применению концепции движущихся полюсов Редже в комплексной плоскости углового момента к резонансным ядерным реакциям. Во вводной главе I изложены основные идеи и результаты диссертации. Главы 2–5 содержат результаты, касающиеся формального аппарата дисперсионной теории прямых реакций. В главах 6–9 рассмотрены развитая автором с сотрудниками периферийная модель прямых реакций и использование этой модели для описания реакций передачи одного или нескольких нуклонов. В главе 10 обсуждается применение реджелогии к резонансным ядерным процессам.

Широкое развитие дисперсионной теории прямых ядерных реакций было инициировано опубликованной в 1961 году программной статьей И.С.Шапиро /1/ (см. также /2/). В ней был сформулирован принципиально новый взгляд на физическую природу прямых процессов, который позволил с единой точки зрения понять ряд ярких качественных закономерностей, присущих этим процессам. Идеальной основой дисперсионной теории являются общие принципы S – матричной теории сильных взаимодействий (см., например, /3/). В отличие от традиционных шредингеровских подходов к прямым процессам /4/, дисперсионная теория работает непосредственно с амплитудами процессов и использует принципы унитарности и аналитичности. В этой теории предполагается, что специфические черты прямых реакций обусловлены близостью к физической

области особых точек амплитуды реакции по инвариантным переменным типа переданного импульса или косинуса угла рассеяния, так же как характерные черты резонансных реакций обусловлены близостью брейт-вигнеровских полюсов по энергии.

Дисперсионная теория обладает тремя несомненными достоинствами. 1) Она не использует теорию возмущений при рассмотрении сильных взаимодействий, как это делается, например, в известном методе искаженных волн /4/. Вместе с тем она позволяет понять, почему при определенных физических условиях (например, при сильном поглощении частиц ядром) результаты, полученные по теории возмущений, могут хорошо согласоваться с опытом. 2) Дисперсионная теория позволяет произвести экономную параметризацию амплитуд прямых реакций через ясно определенные физические величины — амплитуды реальных или виртуальных распадов, амплитуды рассеяния или субреакций. 3) В этой теории "элементарные" (нуклоны, пионы) и "составные" (атомные ядра), стабильные и нестабильные (резонансы) частицы равноправно входят в динамические расчеты.

К моменту возникновения дисперсионной теории прямых реакций в S -матричной теории уже имелся достаточно разработанный математический аппарат в форме релятивистских унитарных уравнений, с одной стороны, и формализма релятивистских диаграмм Фейнмана и уравнений Ландау для отнесения особенностей релятивистских диаграмм — с другой

стороны. Этот аппарат оказался, однако, неоправданно громоздким при применении его к нерелятивистским ядерным реакциям как из-за сложности релятивистской кинематики, так и из-за сложности релятивистского описания процессов с участием частиц с большими спинами (атомные ядра).

Поэтому нами был разработан простой математический аппарат, который был адекватен рассматриваемой нерелятивистской проблеме и позволял решать следующие задачи: 1) изучать аналитическую структуру амплитуды ядерной реакции по галилеевски-инвариантным кинематическим переменным; 2) вычислять вклад в амплитуду от отдельных особых точек, отвечающих разным механизмам реакции; 3) простым образом учитывать кинематику угловых моментов в реакциях при произвольных спинах частиц. Этот аппарат базируется на развитии нами формализма нерелятивистских диаграмм Фейнмана и на известном рецепте Куткоски /5/ для вычисления скачков на разрезах.

Имеются три причины, которые радикально упрощают нерелятивистский диаграммный формализм по сравнению с релятивистским. 1) Нерелятивистский пропагатор (функция Грина) свободной частицы $G(\vec{x}, t) = 0$ при временах $t < 0$. Поэтому каждой внутренней линии нерелятивистской диаграммы Фейнмана можно приписать определенное направление, которое соответствует определенному во времени движению отвечающей ей виртуальной частицы от одной вершины диаграммы к другой. 2) В силу того же обстоятельства нерелятивистская

диаграмма, содержащая хотя бы один замкнутый контур, все внутренние линии которого направлены одинаково (по часовой стрелке или против нее), тождественно равна нулю.

3) Зависимость нерелятивистского пропагатора от спина тривиальна и дается символом Кронекера $\delta_{\sigma\sigma'}$ (σ - проекция спина частицы на ось квантования), то есть пропагаторы для частиц со спином фактически совпадают с пропагаторами для бесспиновых частиц. Эти причины существенно упрощают как аналитические свойства нерелятивистских диаграмм, так и все производимые на основе нерелятивистского диаграммного формализма расчеты.

Нерелятивистский диаграммный формализм рассматривается в гл. 2 (см. /6-9/). Здесь сформулированы правила написания амплитуд нерелятивистских диаграмм и для амплитуды произвольной диаграммы с постоянными вершинами выведено представление в виде интеграла только по фейнмановским параметрам α_i /10/. Это представление проще аналогичного релятивистского представления Чисхольма-Намбу /11/ и содержит меньшее число нетривиальных интегрирований по α_i из-за наличия под интегралом ℓ дополнительных δ -функций (ℓ - число независимых замкнутых контуров диаграммы). Найденное представление конкретизировано для случая одноконтурных диаграмм, и с его помощью получено явное выражение для амплитуды треугольной диаграммы через элементарные функции (релятивистская амплитуда этой диаграммы не выражается через элементарные функции). В заключение исследуется вопрос об условиях применимости нерелятивистского диаграммного

формализма. Для специального класса релятивистских диаграмм, включающего диаграммы, описывающие механизмы прямых ядерных реакций, найдены условия, при которых главные члены амплитуд этих диаграмм совпадают с амплитудами соответствующих нерелятивистских диаграмм, и оценены порядки величин релятивистских поправок к главным членам.

Методы нахождения особенностей нерелятивистских диаграмм изложены в гл.3 (см. /6,8,12/). Здесь выведены две эквивалентные формы уравнений для отыскания особенностей произвольной нерелятивистской диаграммы, являющиеся аналогами релятивистских уравнений Ландау /13/. Особое внимание уделено одноконтурным диаграммам, для которых указаны правила выделения вещественных и комплексных особенностей, лежащих на физическом листе. Для треугольной диаграммы приведены явные формулы, позволяющие находить эти особенности.

В гл. 4 (см./14-17/) рассмотрены некоторые вопросы нерелятивистской теории трехлучевых вершинных частей - амплитуд распадов (виртуальных или реальных) ядра a на два фрагмента b и c . В этой главе предполагается, что нуклоны взаимодействуют посредством лишь ядерных сил конечного радиуса. Динамическая информация о вершинных частях содержится в вершинных формфакторах (инвариантных амплитудах), значения которых на массовой поверхности - константы связи G_{23} - являются аналогами констант связи в физике частиц (ℓ и s - относительный орби-

тальный момент и суммарный спин частиц b и c). В случае реального распада константы G_{ℓ_3} связаны с парциальной шириной Γ_{bc} нестабильного уровня ядра a по отношению к распаду в канал $b+c$ соотношением

$$\Gamma_{bc} = \frac{\mu q c^2}{\pi} \sum_{\ell_3} |G_{\ell_3}|^2,$$

где μ и $\hbar q$ - приведенная масса и относительный импульс частиц b и c . Для ядерно-стабильного состояния a величины G_{ℓ_3} определяют вычет S -матрицы упругого рассеяния $b+c \rightarrow b+c$ в полюсе, отвечающем связанному состоянию $a = b+c$ со спином J_a :

$$\lim_{q \rightarrow i\alpha} (q - i\alpha) \langle \ell' s' | S^{J_a}(q) | \ell s \rangle = -\frac{i}{\pi} \left(\frac{\mu c}{\hbar} \right)^2 G_{\ell' s'} G_{\ell s},$$

где $\hbar^2 \alpha^2 / 2\mu$ - энергия связи b и c в ядре a . Знание констант связи, наряду со знанием положений особенностей, необходимо для выделения наиболее существенных механизмов прямой реакции. Эти константы, подобно известным спектроскопическим факторам, содержат важную информацию о структуре ядерных состояний.

В гл. 4 получено общее выражение для вершинного формфактора в "нековариантном" шредингеровском формализме (уравнение Липмана - Швингера). В этом формализме формфактор для виртуального распада выражается через фурье-образ радиальной части $I_{\ell_3}(r)$ интеграла перекрытия $I_{bc}^a(\vec{r}) = \langle \psi_b \psi_c | \psi_a \rangle$ внутренних волновых функций ядер a , b и c , а константа связи

$$G_{\ell_3} = -i^{\ell} \sqrt{\pi N_{bc}} \left(\frac{\hbar}{\mu c} \right) C_{\ell_3},$$

где N_{bc} - фактор, учитывающий тождественность нуклонов,

C_{ℓ_3} - вещественная константа, определяющая асимптотическую нормировку $I_{\ell_3}(r)$:

$$I_{\ell_3}(r) \approx C_{\ell_3} e^{-\alpha r / r}, \quad r \rightarrow \infty.$$

Затем выражения для трех- и четырехлучевых распадных формфакторов найдены в трехчастичном формализме Фаддеева /18/, сформулированном на "ковариантном" языке нерелятивистских диаграмм Фейнмана. Помимо того, что решение этой задачи имеет самостоятельный интерес, оно позволило установить условия применимости шредингеровской формулы для формфактора. Далее обсуждаются возможные теоретические и эмпирические методы определения констант связи и дан краткий обзор информации о константах связи G_d , G_t и G_{hn} для виртуальных распадов $d \rightarrow p+n$, $t \rightarrow d+n$ и $\alpha \rightarrow h+n$ ($h \equiv \text{He}^3$), полученной другими авторами из расчетов с волновыми функциями и анализа данных по упругому рассеянию с помощью дисперсионных соотношений. В заключение изложен приближенный метод оценки константы связи для виртуального испускания нуклона легким ядром. В этом методе существенно используется информация об аналитической структуре вершинного формфактора, найденная из рассмотрения простейших вершинных диаграмм. Полученные этим методом оценки констант связи G_d , G_t и G_{hn} удовлетворительно согласуются с их оценками из дисперсионных расчетов.

В гл.5 (см. /19-22/) рассматривается проблема учета кулоновских взаимодействий в дисперсионной теории прямых реакций. Необходимость специального обсуждения этой проблемы вызвана тем, что из-за бесконечного радиуса действия

кулоновские силы нельзя органически включить в общую схему аналитической теории S -матрицы, а развитие в адронной физике способов учета электромагнитных эффектов основаны на теории возмущений и непригодны для рассмотрения кулоновских эффектов в прямых ядерных реакциях при энергиях ниже или вблизи кулоновского барьера, когда эти эффекты настолько велики, что играют важную роль в самом механизме реакции и определяют абсолютные величины и угловые зависимости сечений. В гл. 5 изложены развитые нами методы учета кулоновских взаимодействий между частицами в начальном, промежуточном и конечном состояниях прямой реакции, базирующиеся на нерелятивистском диаграммном формализме и не использующие теорию возмущений. Особое внимание уделено решению тех математических вопросов, которые возникают из-за дальнего действия кулоновских сил при вычислении выражений для амплитуд прямых реакций, содержащих кулоновские волновые функции непрерывного спектра в импульсном представлении, кулоновские амплитуды рассеяния вне энергетической поверхности или функции Грина. Здесь же рассмотрены те изменения в трехлучевых вершинных формфакторах, которые возникают при включении кулоновского взаимодействия. Развитые методы учета кулоновских эффектов применялись в наших работах /23-25/ и работах группы итальянских теоретиков /26/ для описания подбарьерных реакций передачи нейтрона, вызванных тяжелыми ионами.

В гл.6 (см. /27-30,22/) рассматривается периферийная модель бинарных прямых ядерных реакций типа $A(x,y)B$. В этой модели последовательно реализуется упомянутая выше дисперсионная концепция прямых процессов /1/. В основе периферийной модели лежит идея, что прямая реакция является преимущественно периферийным процессом, протекающим при больших прицельных параметрах, то есть при больших относительных орбитальных моментах l и l' сталкивающихся и разлетающихся частиц^{*}). Основной вклад в амплитуду такого процесса вносят дальнедействующие эффективные взаимодействия, генерируемые ближайшими к физической области особенностями амплитуды по косинусу угла рассеяния $z = \cos \theta$ в системе центра инерции. Эти особенности дают доминирующий вклад в периферийные парциальные амплитуды с $l \geq L$, $l' \geq L'$. В отличие от этого, низшие парциальные амплитуды, отвечающие малым прицельным параметрам, определяются многими, как близкими, так и далекими особенностями амплитуды реакции по переменным z и E (E - относительная кинетическая энергия сталкивающихся частиц). Однако их суммарный вклад в сечение прямой реакции при малых или больших углах θ (в зависимости от механизма

^{*} Идея о периферийных взаимодействиях элементарных частиц дискутировалась еще в работе Л.Б.Окуня и И.Я.Померанчука в 1959 году /31/. Она использовалась затем при рассмотрении высокоэнергетических реакций одномезонного обмена между элементарными частицами /32/. Возможность описания низкоэнергетических прямых ядерных реакций на основе гипотезы о периферийности процесса и о доминирующей роли небольшого числа ближайших особенностей по $\cos \theta$ рассматривалась в нашей работе /27/.

реакции) может быть мал из-за их взаимной деструктивной интерференции, а также из-за относительного подавления их при большом числе открытых каналов реакций. В итоге, при приближенном расчете дифференциального сечения прямой реакции в определенных угловых областях можно учесть лишь периферийные парциальные амплитуды с $l \gg L, l' \gg L'$, а при вычислении последних - ограничиться вкладом одной или небольшого числа ближайших особенностей по z , отвечающих простейшим нерелятивистским диаграммам Фейнмана с малым числом внутренних линий*).

В гл.6 изложена теоретическая аргументация, подтверждающая эти соображения. Она основана на изучении аналитической структуры амплитуд реакции в z -плоскости и на анализе результатов расчетов, выполненных другими авторами в модели трех тел и по методу связанных каналов. Затем в периферийной модели выведены формулы для дифференциального сечения реакции срыва $A(x,y)B$, в которой частица a передается от ядра x к ядру A . При выводе формул предполагалось, что ближайшей особенностью амплитуды реакции в z -плоскости является полюс $z = \zeta$, отвечающий полюсной диаграмме рис.1, и что все другие особенности, включая

* При увеличении числа внутренних линий диаграммы, описывающей реакцию $A(x,y)B$, её собственная особенность по z обычно быстро удаляется от физической области /33/. Малое число внутренних линий диаграммы означает, что в прямой реакции возбуждается лишь небольшое число внутренних степеней свободы ядерной системы.

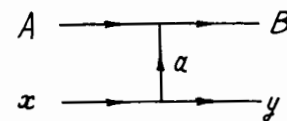


Рис.1

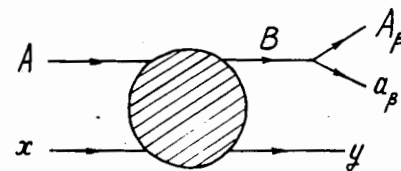
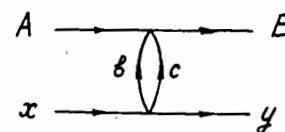


Рис.2



(a)

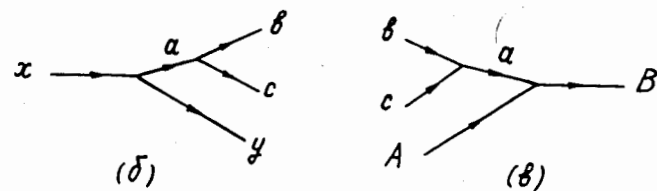


Рис.3

особенности вершинных формфакторов полюсной диаграммы, расположены столь далеко от этого полюса, что их вкладом в периферийные парциальные амплитуды можно пренебречь. Для большинства практически интересных случаев дифференциальное сечение имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{\ell_x \ell_B} |G_{\ell_x} G_{\ell_B}|^2 \sigma_{L, L'}(\ell_x, \ell_B; E, \theta),$$

где G_{ℓ_x} (G_{ℓ_B}) - константа связи для виртуального процесса $x \rightarrow y + a$ ($A + a \rightarrow B$), отвечающая относительному орбитальному моменту ℓ_x (ℓ_B) частиц y и a (A и a), а $\sigma_{L, L'}(\ell_x, \ell_B; E, \theta)$ - известная функция E , θ , ℓ_x и ℓ_B , зависящая от параметров обрезания L и L' по орбитальным моментам ℓ и ℓ' входного и выходного каналов или только от одного из них - в "однопараметрической" периферийной модели, в которой обрезание производится только в одном из каналов. В том случае, когда параметр обрезания L велик по сравнению с передаваемым в реакции угловым моментом J ($L \gg 1, J$; $J \leq \ell_x + \ell_B$), формулы для сечения реакции срыва в однопараметрической периферийной модели радикально упрощаются, что позволяет явно проследить зависимость сечения от всех существенных физических величин: энергии сталкивающихся частиц, энергий связи и орбитальных моментов в вершинах полюсной диаграммы рис. 1. Полученные формулы обобщены на случай реакций срыва заряженных частиц, когда велики кулоновские эффекты в вершине $A + a \rightarrow B$ диаграммы рис. 1. Эти эффекты важны, например, в реакциях $A(d, n)B$, приводящих к слабосвязанным

состояниям протона в ядре B . В заключение периферийная модель реакции срыва сравнивается с основными традиционными теориями этой реакции: методом искаженных волн, дифракционными моделями и теорией Батлера. С точки зрения развитых идей дан критический анализ этих теорий, и, в частности, сформулированы условия применимости метода искаженных волн. Показано также, что все формулы для сечения реакции срыва, выведенные в различных дифракционных моделях с резким обрезанием в ℓ - или γ -пространстве, являются частными случаями формул периферийной модели и получаются из последних в результате ряда приближений, справедливых лишь при довольно жестких ограничениях на кинематику реакции. Принципиально важным моментом является то, что в периферийной модели эти формулы выведены без использования тех ограничений, а фактически ненужных, модельных предположений о структуре ядерных состояний и виде оператора перехода, которые вводятся в дифракционных подходах, исходящих из формулировки теории реакции срыва в рамках метода искаженных волн.

В гл.7 изложены результаты сравнения выполненных нами (см. /22, 28, 34-36/) и другими авторами расчетов по формулам периферийной модели, выведенным в гл.6, с обширными экспериментальными данными по дифференциальным сечениям реакций срыва и подхвата (d, N) , (N, d) , (d, t) , (h, d) , (h, α) и др. на ряде легких ядер (от H^2 до Ca^{40}) и дифференциальным сечениям упругого pd -, ph - и $p\alpha$ -рассеяния назад в интервале энергий

бомбардирующих частиц от нескольких МэВ до 155 МэВ, а также с результатами расчетов сечений реакций срыва по методу искаженных волн и теории Батлера.

Сначала изложены те результаты анализа экспериментальных данных, из которых извлечена информация о константах связи G_d , G_t и G_{hn} для вершин $d \rightarrow p+n$, $t \rightarrow d+n$ ($h \rightarrow d+p$) и $\alpha \rightarrow h+n$ ($\alpha \rightarrow t+p$). Информация о G_d получена из данных по упругому pd -рассеянию назад, информация о G_t - из данных по реакциям с легчайшими ядрами ($d(d,p)t$, $h(n,d)d$, $h(n,t)p$, $t(p,h)n$ и $h(p,h)p$) и совместного анализа реакций (p,d) - (d,t) и (d,n) - (h,d) на легких ядрах, информация о G_{hn} - из анализа реакции $He^3(\alpha,p)He^4$ и упругого $p\alpha$ -рассеяния назад. Оценки $G_d^2 = 0,40 \pm 0,01$ ферми, $G_t^2 = 1,11 \pm 0,05$ ферми и $G_{hn}^2 = 7,3 \pm 0,4$ ферми в рамках периферийной модели хорошо согласуются с оценками этих констант из расчетов с волновыми функциями и из анализа данных по упругому pd - и $n\alpha$ -рассеянию с помощью дисперсионных соотношений, сделанными в последние годы (см. обзор в работе /37/). Отметим, что впервые надежные количественные оценки G_t^2 и G_{hn}^2 были получены именно из анализа данных по прямым реакциям в периферийной модели /34-36/.

Далее в гл.7 расчеты по периферийной модели сравниваются с данными по реакциям однонуклонной передачи (d,p), (p,d), (d,t) и др. на легких ядрах

от B^{10} до Si^{28} при энергиях бомбардирующих частиц $\sim 15 - 155$ МэВ. На основе известных значений констант связи G_d , G_t и G_{hn} определяются константы связи G_{pN} для виртуального испускания нуклона сложным ядром. Продемонстрировано, что, варьируя лишь один-два параметра обрезания, можно воспроизвести поведение углового распределения данной реакции в широком интервале энергий (до 120 МэВ) и что значения одной и той же константы G_{pN} , найденные из данных при сильно отличающихся энергиях или из разных реакций, неизменно оказываются близкими. Последнее обстоятельство является наиболее убедительным свидетельством того, что "полюсная" периферийная модель корректно учитывает те главные эффекты (близость полюса $z = 5$, спиновую кинематику, периферийный характер процесса), которые определяют форму и абсолютную величину дифференциального сечения реакции однонуклонной передачи при небольших углах.

В заключение развитая в главе 6 теория срыва заряженной частицы в слабосвязанное состояние сравнивается с соответствующими данными по реакциям $A(d,n)B$, $A(h,d)B$ и $A(\alpha,t)B$. Показано, что учет кулоновских эффектов в вершине $A+p \rightarrow B$ существенно изменяет угловые распределения и улучшает согласие теории с опытом.

В целом приведенные в гл.7 результаты убедительно подтверждают справедливость основных положений периферийной модели и демонстрируют, что она описывает сечения реакций срыва с точностью того же порядка, что и метод

искаженных волн. При этом важными практическими преимуществами периферийной модели по сравнению с методом искаженных волн являются простота численных расчетов и намного меньшее число подгоночных параметров.

Периферийная модель успешно применялась не только к бинарным реакциям, но и к прямым реакциям с тремя частицами в конечном состоянии, а именно, к реакции срыва в ядерно-нестабильное резонансное состояние остаточного ядра /29, 38, 39/ и к реакции (p, pn) , в которой наблюдались эффекты сильного pn -взаимодействия в синглетном S -состоянии /40/. В гл. 8 изложены результаты только для реакции срыва в резонансное состояние.

Реакция срыва в резонансное состояние B остаточного ядра рассматривается как частный случай реакции $A(x, y a_p) A_p$ с тремя частицами в конечном состоянии. Предполагается, что реакция $A(x, y a_p) A_p$ идет посредством двухстадийного механизма, отвечающего диаграмме рис. 2: сначала в результате передачи частицы a от ядра x к ядру-мишени A образуется конечная частица y и промежуточное изолированное резонансное состояние B , а затем последнее распадается по двухчастичным каналам ($B \rightarrow A_p + a_p$). Первый этап описывается формулами "полюсной" периферийной модели, выведенными в гл.6. Развитая теория применяется для анализа данных по дифференциальным сечениям реакций срыва (d, p) в резонансные состояния. На опыте наблюдались лишь угловые распределения протонов и соответствующее дифференциальное

сечение в однопараметрической периферийной модели имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (2J+1) \Gamma_n G_d^2 \sigma_L(\ell_n; E_d, \theta),$$

где J и Γ_n — спин и нейтронная ширина резонансного уровня, $\sigma_L(\ell_n; E_d, \theta)$ — известная функция энергии и угла рассеяния, зависящая от орбитального момента нейтрона ℓ_n в резонансном состоянии и параметра обрезания L . Для проверки теории сначала анализируются данные по реакциям $Be^9(d, p)Be^{10}$ (7,377 МэВ), $B^{11}(d, p)B^{12}$ (3,39 МэВ), $C^{12}(d, p)C^{13}$ (6,868 МэВ) и $O^{16}(d, p)O^{17}$ (5,08 МэВ), в которых значения ℓ_n, J и Γ_n известны из независимых экспериментов по рассеянию нейтронов на ядре-мишени. Периферийная модель хорошо описывает угловые распределения протонов из этих реакций. Извлеченные из опыта значения $\Gamma_n = (7,5^{+16,7}_{-1,9}, (1,9^{+0,8}_{-0,6}) \cdot 10^{-3}, (4,9^{+6,8}_{-1,9})$ и (72^{+54}_{-21}) кэВ для уровней 7,377; 3,39; 6,868 и 5,08 МэВ удовлетворительно согласуются со значениями $\Gamma_n = 16, 3 \cdot 10^{-3}, 6$ и (90 ± 5) кэВ, полученными из данных по рассеянию нейтронов. Затем анализируются данные по другим реакциям (d, p) , в которых имеющаяся спектроскопическая информация о резонансных уровнях неполна или ненадежна. На примере этих реакций показано, что из комбинированного анализа данных по реакциям $A(d, p)B$ и $A(n, n)A$ можно получить надежную информацию о спинах и четностях резонансных уровней ядра B .

Развитая в главе 8 теория реакций срыва в резонансное состояние обладает рядом привлекательных черт. Во-первых, в отличие от метода искаженных волн амплитуда реакции в периферийной модели содержит только экспериментально наблюдаемые характеристики резонанса: его энергию, полную и парциальные ширины, спин и орбитальный момент. Это свойство теории не связано с каким-либо предположением о физической природе резонанса. В терминах модельного описания он может соответствовать как простейшему одночастичному возбуждению, так и сложному многочастичному возбуждению системы. Во-вторых, теория содержит минимум подгоночных параметров. В-третьих, предложенная теория свободна от трудностей метода искаженных волн, связанных с плохой сходимостью радиальных интегралов для резонансных состояний, и численные расчеты требуют небольшого машинного времени. Вместе с тем точность описания эксперимента в периферийной модели не хуже точности, достигаемой в методе искаженных волн. Изложенный в гл.8 формализм допускает непосредственное обобщение на случай любого прямого механизма образования промежуточного резонансного состояния, а также на случай распада резонанса по любым многочастичным каналам.

В гл. 9 (см. /41, 42/) на примере реакций (Li^6, d) и (Li^7, t) обсуждаются типичные проблемы, возникающие в теории реакций многонуклонной передачи. Специфика этих реакций по сравнению с реакциями однонуклонной передачи

$((d, p), (t, d)$ и др.) состоит в том, что в них довольно близко к полюсной особенности в z -плоскости, отвечающей механизму α -частичной передачи, находится большая группа тесно расположенных особенностей, отвечающих более сложным механизмам, наиболее важным из которых представляется механизм двухчастичной передачи (передача пары частиц tp, hn или dd), соответствующий диаграмме рис. 3а. Строгий дисперсионный расчет вклада от этих более сложных механизмов пока невозможен, главным образом из-за отсутствия информации об амплитудах виртуальных распадков ядра на три или большее число фрагментов. Поэтому мы оцениваем относительные вклады механизма передачи

α -частицы и механизма двухчастичной передачи в реакциях (Li^6, d) и (Li^7, t) на основе двух схематических дисперсионных моделей. В одной из них, наряду с полюсным механизмом передачи α -частицы (рис. 1), учитывается передача α -частицы в первом возбужденном состоянии O^+ (20,3 МэВ). Это отвечает аппроксимации двухчастичного разреза в z -плоскости, соответствующего петлевой диаграмме рис. 3а, полюсом, расположенным в начале разреза ("резонансная аппроксимация разреза"). Во второй модели вклад от двухчастичного разреза оценивается путем прямого вычисления дисперсионного интеграла, но для четырехлучевых распадных вершин используются упрощенные полюсные аппроксимации (рис. 3б и 3в). Вторая модель предсказывает определенный относительный вклад механизмов одно- и двухчастичной передачи в отличие от первой модели, в которой отношение вычетов в полюсах, отвечающих

передаче α -частицы в основном и первом возбужденном состояниях, является подгоночным параметром, меняющимся от одного ядра-мишени к другому. В обеих моделях учитывается лишь та часть вклада от механизма двухчастичной передачи, которая соответствует тому же переданному угловому моменту, что и в полюсном механизме передачи α -частицы. Сравнение вычисленных в периферийной модели дифференциальных сечений с экспериментальными свидетельствует, что, вопреки распространенному мнению /43/, механизм двухчастичной передачи может играть важную роль даже в тех реакциях (Li^6, d) и (Li^7, t), которые идут с соблюдением правил отбора по угловому моменту, четности и изоспину, характерных для механизма α -частичной передачи. Хотя вычисленные угловые распределения удовлетворительно согласуются с измеренными, найденные из пар реакций А (Li^6, d) В и А (Li^7, t) В эмпирические значения отношения констант связи для вершин $Li^6 \rightarrow \alpha + d$ и $Li^7 \rightarrow \alpha + t$ меняются слишком сильно при изменении энергии или при переходе от одной пары реакций к другой ($|G_{\alpha d}^{Li^6}/G_{\alpha t}^{Li^7}|^2 \approx 5 + 60$). Это указывает на необходимость улучшения теории. Вместе с тем уже на данном этапе периферийная модель гораздо лучше описывает угловые распределения, чем метод искаженных волн.

Особое место в диссертации занимает гл. 10 (см. /44, 45/), в которой изложен развитый автором и В.С.Поповым подход к резонансному ядерному рассеянию, основанный на теории комплексного углового момента. В

обычной теории резонансного рассеяния парциальные амплитуды $f_\ell(E)$ рассматриваются при физических значениях орбитального момента $\ell = 0, 1, 2, \dots$ и резонанс со спином $\ell = \ell_r$ возникает из-за близости к вещественной оси E -плоскости брейт-вигнеровского полюса $E = E_0 - i\Gamma/2$, где E_0 и Γ - энергия и ширина резонансного уровня. В такой теории фоновые эффекты возникают за счет более далеких резонансных уровней и прямых процессов (потенциальное рассеяние) и поведение малых нерезонансных фаз рассеяния $\delta_\ell(E)$, $\ell \neq \ell_r$, ответственных за эти эффекты, никак не скоррелировано с поведением резонирующей фазы $\delta_{\ell_r}(E)$. В отличие от этого, в теории комплексного углового момента парциальная амплитуда $f_\ell(E)$ считается аналитической функцией двух переменных ℓ и E и рассматривается при любых комплексных значениях $\ell = \lambda$ (в теории потенциального рассеяния аналитичность $f_\lambda(E)$ как функции λ была доказана Редже /46/; мы же принимаем её как постулат). Резонанс возникает вследствие того, что траектория полюса Редже $\lambda = \alpha(E)$ функции $f_\lambda(E)$ проходит близко от физического значения $\lambda = \ell_r$, то есть $\alpha(E) = \ell_r + \nu(E)$, где $|\nu(E)| \ll 1$ при $|E - E_0| \lesssim \Gamma/2$. В такой теории имеет-ся два типа фоновых эффектов: 1) фоновый эффект, возникающий от резонирующего полюса Редже $\lambda = \alpha(E)$, как следствие "комплексности спина" резонансного уровня; 2) фоновый эффект от других, более далеких особенностей в λ -плоскости. В пределе больших ℓ оба фоновых эффекта

заведомо одного порядка величины, ибо вклад от резонирующего полюса $\lambda = \alpha(E)$ в нерезонансные фазы $\delta_{\ell}^{\pm}(E) \sim \ell^{-2}$, в то время как ядерные фазы рассеяния должны экспоненциально убывать при $\ell \rightarrow \infty$ из-за конечности радиуса действия ядерных сил. Иными словами, при больших ℓ вклад в $\delta_{\ell}^{\pm}(E)$ от полюса $\alpha(E)$ компенсируется вкладом от более далеких особенностей. Однако при малых ℓ априори возможны два случая: 1) фоновый эффект от ближайшего полюса $\alpha(E)$ доминирует при $\ell \sim \ell_r$; 2) оба фоновых эффекта одного порядка величины при $\ell \sim \ell_r$, как и при $\ell \gg \ell_r$. С точки зрения постулата об аналитичности первое предположение — гипотеза о плавной компенсации полюсных фаз — представляется вполне естественным, и мы рассматриваем экспериментальные следствия этой гипотезы.

Сначала обсуждается резонансное рассеяние незаряженных бесспиновых частиц, а затем полученные результаты обобщаются на заряженные бесспиновые частицы. Для этого последнего случая выведено новое модифицированное реджевское представление амплитуды рассеяния, удобное для рассмотрения резонансных эффектов. В амплитуде рассеяния, наряду с главным брейт-вигнеровским членом, выделен специфический фоновый член, генерируемый самим резонирующим полюсом Редже и приводящий к характерной асимметрии в угловом распределении рассеянных частиц ("собственная асимметрия резонансного уровня" — САУ). В простых моделях, описывающих компенсацию далеких полюсных фаз, показано, что эффект САУ

можно наблюдать в широком интервале углов рассеяния. Теория применяется для анализа экспериментальных фаз рассеяния α -частиц на ядре C^{12} вблизи трех низкоэнергетических резонансов. Полученные результаты указывают на справедливость гипотезы о плавной компенсации и существование эффекта САУ, но для окончательных выводов необходимы дальнейшие экспериментальные исследования. В заключение в гл. 10 дан краткий обзор работ других авторов по применениям реджелогии в теории ядерного рассеяния и структуры ядра.

Надежное подтверждение реджевской природы ядерных резонансных уровней путем наблюдения эффекта САУ имело бы важные следствия не только в теории ядерных реакций, но и в теории структуры ядра, ибо в этом случае возникла бы принципиально новая схема классификации ядерных уровней, подобная реджевской классификации стабильных частиц и резонансов в адронной физике.

В заключение перечислим главные результаты исследований, изложенных в диссертации.

1) Разработан формализм нерелятивистских диаграмм Фейнмана, являющийся удобным математическим аппаратом для описания нерелятивистских прямых ядерных реакций. В рамках этого формализма развиты методы изучения аналитических свойств и расчета амплитуд прямых ядерных реакций.

2) Разработан метод учета кулоновских взаимодействий в дисперсионной теории прямых ядерных реакций, основанный на нерелятивистском диаграммном формализме.

3) Решен ряд вопросов, касающихся вычисления трехлучевых вершинных формфакторов и констант связи в нерелятивистской теории.

4) Разработан новый подход к описанию дифференциальных сечений прямых ядерных реакций (периферийная модель), который базируется на гипотезе о преимущественно периферийной природе прямых взаимодействий и на гипотезе о доминирующей роли ближайших особенностей в $\cos\theta$ -плоскости. На большом экспериментальном материале по реакциям срыва продемонстрированы справедливость этих гипотез и эффективность периферийной модели в получении ядерной спектроскопической информации.

5) Из анализа данных по прямым реакциям в периферийной модели получены впервые надежные оценки констант связи G_t и G_{hn} для вершин $t \rightarrow d+n$ и $\alpha \rightarrow h+n$, играющих важную роль как в теории прямых ядерных реакций, так и в теории малонуклонных ядер.

6) Разработан новый метод феноменологического описания резонансных ядерных реакций, основанный на гипотезе об аналитичности парциальных амплитуд реакции в комплексной плоскости углового момента. Предсказано и достаточно убедительно подтверждено существование характерной асимметрии в угловом распределении резонансного ядерного рассеяния, возникающей за счет редже-полосной природы резонансного уровня.

Основные результаты диссертации опубликованы в рабо-

тах /6-9,12,14-17,19-22, 27-30, 34-39, 41,42,44,45/ и докладывались на XIV, XV, XVII-XX, XXII, XXIII ежегодных совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Проблемном симпозиуме по физике ядра (Тбилиси, 1967 г.) и Сессии Отделения ядерной физики АН СССР (Киев, 1966 г.).

Объем диссертации - 300 страниц, объем приложений (рисунки, таблицы, списки литературы) - 91 страница.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. И.С.Шапиро. ЖЭТФ, 41 (1961), 1616.
2. И.С.Шапиро. Теория прямых ядерных реакций, М., Атомиздат, 1963 ; УФН, 92 (1967), 549.
3. Дж.Чью. Аналитическая теория S -матрицы, М., Мир, 1968.
4. W. Tobocman. Theory of direct nuclear reactions, Oxford Univ. Press, 1961;
H. Austern. Selected topics in nuclear theory, IAEA, Vienna, 1963, ed. F. Janouch, p.17.
5. R.E. Cutkosky. Journ.Math.Phys. (1960), 429.
6. Л.Д.Блохинцев, Э.И.Долинский, В.С.Попов. ЖЭТФ, 42 (1962), 1636.
7. Л.Д.Блохинцев, Э.И.Долинский, В.С.Попов. Препринт ИТЭФ, № 96 (1962) ; ЖЭТФ, 43 (1962), 1914.
8. L.D. Blokhinstsev, E.I. Dolinsky, V.S. Popov, Nucl.Phys., 40(1963), 117.
9. Л.Д.Блохинцев, Э.И.Долинский, В.В.Туровцев. Вестник МГУ, сер.физ., № 1 (1967), 49.
10. R. Feynman, Phys.Rev., 76(1949), 769.
11. R. Chisholm. Proc. Cambridge Phil.Soc., 48(1952), 300
Y. Nambu. Nuovo Cim., 6(1957), 1064.
12. Л.Д.Блохинцев, Э.И.Долинский, В.С.Попов. ЖЭТФ, 43 (1962), 2290.
13. Л.Д.Ландау. ЖЭТФ, 37 (1959), 62.
14. М.М.Аль-Бейдави, Л.Д.Блохинцев, Э.И.Долинский, В.В.Туровцев. Вестник МГУ, сер.физ., № 6(1967), 3.

15. Л.Д.Блохинцев, Э.И.Долинский. ЯФ, 5 (1967), 797.
16. М.М.Аль-Бейдави, Э.И.Долинский, В.В.Туровцев. Вестник МГУ, сер.физ., № 4 (1969), 17.
17. Э.И.Долинский. Программа и тезисы докладов XXVI ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Л., Наука, 1974, стр. 320.
18. Л.Д.Фаддеев. ЖЭТФ, 39 (1960), 1459.
19. Э.И.Долинский, Л.Д.Блохинцев, А.М.Мухамеджанов. ЯФ, 1 (1965), 426.
20. E.I. Dolinsky, L.D. Blokhintsev, A.M. Mukhamedzhanov. Nucl.Phys., 76(1966), 289.
21. Э.И.Долинский, А.М.Мухамеджанов. ЯФ, 3 (1966), 252.
22. П.О.Джамалов, Э.И.Долинский. ЯФ, 14 (1971), 753.
23. Э.И.Долинский, А.М.Мухамеджанов. Программа и тезисы докладов XVII ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., Наука, 1967, стр. 98; Программа и тезисы докладов XX ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Л., ФТИ, 1970, часть 2, стр. 207.
24. Э.И. Долинский, А.М. Мухамеджанов. Программа и тезисы докладов XXIV ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Л., Наука, 1974, стр. 316.
25. E.I. Dolinsky, A.M. Mukhamedzhanov. J.Phys.G. Nucl.Phys. I(1975), 195.
26. L. Taffara, V. Vanzani. Nuovo Cimento, B52(1967), 570.
R. Anni, L. Taffara, V. Vanzani. Nucl.Phys., A178(1971), 214.
R. Anni, P. Ladiana, L. Taffara. Lett.Nuovo Cim., 5(1972), 723.

27. И.Борбей, Э.И.Долинский, В.В.Туровцев. ЯФ, 8(1968),492.
28. Э.И.Долинский. Изв. АН СССР, сер.физ., 34(1970),165.
29. E.I. Dolinsky, P.O. Dzhamalov, A.M. Mukhamedzhanov. Nucl.Phys., A202(1973),97.
30. И.Борбей, Э.И.Долинский, В.В.Туровцев. Программа и тезисы докладов XXVI ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Л., Наука, 1974, стр. 319.
31. Л.Б.Окунь, И.Я.Померанчук. ЖЭТФ, 36 (1959), 300.
32. Р.Иден. Соударения элементарных частиц при высоких энергиях, М., Наука, 1970.
33. L.D. Blokhintsev, A.N. Safronov. Nucl.Phys., A180(1972),363.
34. Э.И.Долинский, В.В.Туровцев. ЯФ, 9 (1969), 515.
35. Э.И.Долинский, В.В.Туровцев. ЯФ, 9(1969), 765.
36. И.Борбей, Э.И.Долинский. ЯФ, 10 (1969), 299.
37. E.I. Dolinsky, A.M. Mukhamedzhanov. Phys.Lett.52B(1974),17.
38. П.О.Джамалов, Э.И.Долинский, А.М.Мухамеджанов. ЯФ, 15(1972), 258.
39. E.I. Dolinsky, A.M. Mukhamedzhanov. Phys.Lett.48B(1974),95.
40. Г.В.Аваков, Е.С.Беляева, Э.И.Долинский. Изв. АН СССР, сер.физ., 38 (1974),120 ; Nucl.Phys., A220(1974),205.
41. Э.И.Долинский, В.В.Туровцев, Р.Ярмухамедов. Изв. АН СССР, сер.физ., 34 (1970), 2188 ; Phys.Lett., 33B(1970),147.
42. Э.И.Долинский, В.В.Туровцев, Р.Ярмухамедов. ЯФ, 19(1974), 1003.
43. А.А.Оглоблин. ЭЧАЯ, т.3, вып. 4, 1972, стр.936.

44. В.С.Попов, Э.И.Долинский. ЖЭТФ, 46 (1964), 697; Congr.Inter.Phys.Nucl., Paris, 1964, Vol.2, 4c/C348, p. 984.
45. Э.И.Долинский, В.С.Попов. ЖЭТФ, 47 (1964), 697; Compt.Rend. Congr. Inter.Phys.Nucl., Paris, 1964, Vol.2, 4c/C349, p.987.
46. T. Regge. Nuovo Cimento, 14(1959),951; 18(1960),947.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 сентября 1975 года.