ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

На правах рукописи

С.И. Дроздов

ВОЗБУЖДЕНИЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР ПРИ РАССЕЯНИИ

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени доктора
физико-математических наук

Дубна
1966

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

На правах рукописи

С.И. Дроздов

ВОЗБУЖДЕНИЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР ПРИ РАССЕЯНИИ

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени доктора
физико-математических наук

Дубна
1966

Работа выполнена в ордена Ленина Институте атомной энергии им. И.В.Курчатова

Л-80983.5.08.66.ИАЭ-1198.Зак.4015.Тир.200.6.09.66г.
Отв. за выпуск Дроздов С.И.

В диссертации рассматривается рассеяние нейтронов или заряженных частиц ядрами с прямым возбуждением коллективных уровней. Энергия заряженных частиц (протонов, α -частиц и др.) предполагается превышающей высоту кулоновского барьера ; таким образом, при рассеянии существенно ядерное взаимодействие. Предлагаемая задача представляет интерес, во-первых, для объяснения механизма наблюдаемых процессов неупругого рассеяния путем сравнения с опытом предсказаний теории для эффективных сечений рассеяния. Во-вторых, задача прямого неупругого рассеяния является по-существу одной из проблем ядерной спектроскопии, поскольку теоретический анализ наблюдаемых эффективных сечений позволяет получить также информацию о коллективных состояниях ядра. В этом отношении прямое неупругое рассеяние аналогично известному процессу кулоновского возбуждения.

Предположение о прямом характере возбуждения коллективных уровней при рассеянии означает, что распад составного ядра в эти каналы не играет существенной роли. Анализ экспериментальных данных показывает, что это предположение,по-видимому, оправдано при энергии нейтронов или протонов выше нескольких Мэв.

Относительно коллективных состояний ядра, возбуждаемых при рассеянии, предполагаем, что они являются вращательными или связаны с колебаниями ядерной поверхности, причем коллективное движение ядра адиабатически отделяется от его внутреннего движения, так что волновая функция ядра имеет вид [1, 2]

$$\psi_\Omega \cdot \varphi_n(\alpha). \tag{I}$$

Предполагается, что внутреннее состояние ядра ψ_Ω не меняется при рассеянии с возбуждением коллективных состояний $\varphi_n(\alpha)$. Функции $\varphi_n(\alpha)$, зависящие от коллективных переменных α, описывают вращательные или колебательные возбуждения. Для вращательных состояний предполагаем, что ядро имеет ось симметрии и проекция момента ядра на эту ось является хорошим квантовым числом, так что $\varphi_n(\alpha)$ совпадает с волновой функцией симметрического волчка [2, 3] $\mathcal{D}^I_{MK}(\theta_i)$ где $\alpha \equiv \theta_i$ – эйлеровы углы ориентации ядра в лабораторной системе координат. Коллективные переменные $\alpha = \{\alpha_{\lambda\mu}\}$ можно ввести с помощью уравнения поверхности ядра

$$R\left(\frac{\vec r}{r}, \alpha\right) = R_0\left[1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}\left(\frac{\vec r}{r}\right) - \sum_{\lambda\mu} \frac{(-1)^\mu}{4\pi} \alpha_{\lambda\mu}\alpha_{\lambda-\mu}\right]. \tag{2}$$

Здесь параметры $\alpha_{\lambda\mu}$ предполагаются малыми; члены второго порядка по $\alpha_{\lambda\mu}$ учитывают постоянство плотности ядра до членов этого порядка; R_0 – радиус равновеликого по объёму сферического ядра. В случае вращающихся ядер связь $\alpha_{\lambda\mu}$ с параметрами несферичности α_λ дается выражением

$$\alpha_{\lambda\mu} = \frac{4\pi}{2\lambda+1} \alpha_\lambda Y^*_{\lambda\mu}(\theta_i), \tag{3}$$

причем обычный параметр квадрупольной несферичности β [2] связан с α_2 равенством: $\beta = \alpha_2 [4\pi/5]^{1/2}$. Для ядер, поверхность которых колеблется вблизи сферической равновесной формы, имеет место соотношение [2]

$$\alpha_{\lambda\mu} = \frac{\beta_\lambda}{\sqrt{2\lambda+1}} \left[b_{\lambda\mu} + (-1)^\mu b^+_{\lambda-\mu}\right], \tag{4}$$

где $b_{\lambda\mu}$, $b^+_{\lambda\mu}$ – операторы уничтожения и рождения фонона с моментом (λ, μ); β_λ – амплитуда нулевых колебаний, которая связана с частотой фононов ω_λ и т.н. коэффициентом жесткости соотношением: $\beta_\lambda = [(2\lambda+1)\hbar\omega_\lambda / 2C_\lambda]^{1/2}$. Предположение о малости $\alpha_{\lambda\mu}$ означает, что в (3, 4) α_λ и β_λ являются малыми параметрами:

$$\alpha_\lambda \ll 1, \quad \beta_\lambda \ll 1. \tag{5}$$

Взаимодействие падающих частиц с ядром в предельном случае, когда ядро сильно поглощает частицы, т.е. длина свободного пробега в ядре мала по сравнению с его радиусом, а сами частицы являются достаточно быстрыми, можно учесть с помощью известного граничного условия для волновой функции всей системы, описывающей рассеяние на черном теле [4]. В общем случае, учитывая прозрачность ядра для падающих нейтронов, протонов и других частиц, будем предполагать, что ядерное взаимодействие падающих частиц с ядром можно описать с помощью оптической модели [5, 6]. Задача прямого неупругого рассеяния нуклонов с возбуждением коллективных уровней в рамках оптической модели для несферического ядра впервые была сформулирована Тер-Мартиросяном (частное сообщение); им были написаны уравнения, представляющие собой обобщение фазовой теории рассеяния [3] на случай поля, не обладающего сферической симметрией (см.также [I5-I7]).

Итак, мы предполагаем, что гамильтониан системы (ядро и частица) имеет вид

$$H = T(\vec r) + H_c(\alpha) + V(\vec r, \alpha), \tag{6}$$

где $T(\vec r)$ –оператор кинетической энергии относительного движения, действующий на координаты частицы $\vec r$; $H_c(\alpha)$ – гамильтониан коллективного движения ядра, определяющий соответствующие уровни и волновые функции:

$$H_c(\alpha)\varphi_n(\alpha) = \mathcal{E}_n\,\varphi_n(\alpha), \qquad (7)$$

и $V(\vec{r},\alpha)$ - феноменологическая функция взаимодействия оптической модели, включающая, в частности, спин-орбитальное и кулоновское взаимодействия и зависящая от коллективных переменных α.

Приступая к решению задачи прямого неупругого рассеяния, для выяснения основных закономерностей этого процесса весьма удобно воспользоваться адиабатическим приближением [3]. Возможность использования адиабатического приближения в задаче прямого неупругого рассеяния впервые была указана Гейликманом (частное сообщение). Это приближение, по-видимому, применимо, если время пролета частицы около ядра значительно меньше периода коллективного движения и, следовательно, выполнено условие [7]:

$$\frac{\Delta\mathcal{E}}{E}\,kR_0 \ll 1, \qquad (8)$$

где $\Delta\mathcal{E}$ -энергия возбуждения, E -полная энергия, k -волновое число. Адиабатическое приближение обладает важными преимуществами, поскольку оно позволяет отделить кинематические соотношения, связанные с сохранением углового момента при рассеянии, от уравнений, учитывающих взаимодействие частицы с ядром. При этом удаётся рассмотреть одновременно возбуждение нескольких коллективных уровней, получив определенную связь между сечениями упругого и неупругого рассеяния для данного ядра, а также для соседних четных и нечетных ядер.

Действительно, в адиабатическом приближении в исходном уравнении Шрёдингера

$$\left[T(\vec{r})+H_c(\alpha)+V(\vec{r},\alpha)\right]\Psi(\vec{r},\alpha)=E\,\Psi(\vec{r},\alpha) \qquad (9)$$

опускается член $H_c(\alpha)$, соответствующий энергии медленного коллективного движения ядра, и волновая функция системы приобретает вид [3]

$$\Psi(\vec{r},\alpha)\approx\psi_{\vec{k}}(\vec{r},\alpha)\,\varphi_0(\alpha), \qquad (10)$$

где $\varphi_0(\alpha)$- состояние ядра до рассеяния, а функция $\psi_{\vec{k}}(\vec{r},\alpha)$ удовлетворяет уравнению

$$\left[T(\vec{r})+V(\vec{r},\alpha)\right]\psi_{\vec{k}}(\vec{r},\alpha)=E\,\psi_{\vec{k}}(\vec{r},\alpha). \qquad (11)$$

Таким образом, $\psi_{\vec{k}}$ описывает рассеяние частиц в поле неподвижного ядра, ориентация которого определяется коллективными переменными α, играющими роль параметров. При $r\to\infty$ функция $\psi_{\vec{k}}$ удовлетворяет граничному условию задачи рассеяния

$$\psi_{\vec{k}}(\vec{r},\alpha)\sim e^{i\vec{k}\vec{r}}+\frac{e^{ikr}}{r}f(\Omega,\alpha), \qquad (12)$$

где для простоты опущены множители, учитывающие искажение падающей и расходящейся волн в кулоновском поле ядра. Величина $f(\Omega,\alpha)$ представляет собой амплитуду рассеяния в направлении Ω на неподвижном ядре ; она может быть найдена решением уравнения (11) с граничным условием (12). Теперь, согласно (10, 12), волновую функцию системы при $r\to\infty$ можно представить в виде

$$\Psi(\vec{r},\alpha)\sim e^{i\vec{k}\vec{r}}\varphi_0(\alpha)+\frac{e^{ikr}}{r}f(\Omega,\alpha)\,\varphi_0(\alpha)=$$

$$= e^{i\vec{k}\vec{r}}\varphi_0(\alpha) + \frac{e^{ikr}}{r}\sum_n f_{n0}(\Omega)\varphi_n(\alpha)\,, \tag{I3}$$

где величина

$$f_{n0}(\Omega) = \langle\varphi_n^*(\alpha)\, f(\Omega,\alpha)\,\varphi_0(\alpha)\rangle \tag{I4}$$

представляет собой амплитуду рассеяния с возбуждением n -го коллективного состояния ; она определяется как матричный элемент амплитуды рассеяния на неподвижном ядре $f(\Omega,\alpha)$, который вычисляется с помощью волновых функций коллективных состояний. Дифференциальное сечение рассеяния в направлении Ω с возбуждением n -го состояния есть

$$\sigma_{n0}(\Omega) = |f_{n0}(\Omega)|^2. \tag{I5}$$

Таким образом, в адиабатическом приближении амплитуды возбуждения различных коллективных состояний определяются как матричные элементы одной и той же величины $f(\Omega,\alpha)$ [7]. В этом смысле соотношения (I4, I5) позволяют связать между собой различные сечения упругого и неупругого рассеяния. При этом, согласно (II, I2), характер взаимодействия частицы с ядром проявляется при нахождении амплитуды $f(\Omega,\alpha)$. Сохранение углового момента затем учитывается автоматически при вычислении матричных элементов (I4). Заметим, что в адиабатическом приближении закон сохранения энергии не выполняется в соответствии с критерием (8) и, согласно (I3), частицы, рассеявшиеся с возбуждением различных коллективных уровней, имеют одинаковую энергию. Поэтому прямое неупругое рассеяние в адиабатическом приближении можно рассматривать как квазиупругий процесс, происходящий без изменения энергии частицы, но с передачей углового момента.

Полное сечение всех процессов рассеяния σ_t , включая поглощение частиц, согласно оптической теореме [3], определяется мнимой частью амплитуды упругого рассеяния на угол $\theta = 0$, т.е. в адиабатическом приближении

$$\sigma_t = \frac{4\pi}{k}\,\mathrm{Im}\,\langle\varphi_0^*(\alpha)\, f(\Omega,\alpha)\,\varphi_0(\alpha)\rangle\Big|_{\theta=0}\,, \tag{I6}$$

где $\Omega=(\theta,\phi)$. Удобно ввести также суммарное сечение всех прямых процессов, включая упругое рассеяние, которое, согласно (I4, I5), определяется формулой

$$\sigma_S(\Omega) = \sum_n \sigma_{n0}(\Omega) = \langle\varphi_0^*(\alpha)\,|f(\Omega,\alpha)|^2\,\varphi_0(\alpha)\rangle. \tag{I7}$$

Тогда сечение поглощения есть разность полного сечения и проинтегрированного по углам суммарного сечения $\sigma_S = \int\sigma_S(\Omega)\,d\Omega$

$$\sigma_c = \sigma_t - \sigma_S\,. \tag{I8}$$

Амплитуда $f(\Omega,\alpha)$ может быть найдена решением уравнения Шрёдингера (II) с граничным условием (I2), вообще говоря, лишь численными методами. Поэтому для качественного рассмотрения задачи рассеяния целесообразно предварительно исследовать некоторые предельные случаи, когда решение можно получить в аналитическом виде. В качестве таких случаев в работе рассматривается , во-первых, рассеяние на сильно поглощающем (чёрном) ядре быстрых нейтронов, длина волны которых значительно меньше радиуса ядра, или заряженных частиц с энергией, значительно превышающей высоту кулоновского барьера, и, во-вторых, рассеяние на полупрозрачном ядре очень быстрых частиц, энергия которых больше глубины потенциальной ямы ядра [7-I0]. Используя при этом дифракционное приближение, которое применимо, если энергия взаимодействия V во всем пространстве значительно меньше полной энергии E [3], можно получить выражения сечений упругого и неупругого рассеяния на малые углы $\theta < 1$.

В гл. II-IУ в дифракционном приближении рассчитывается амплитуда рассеяния на черном или полупрозрачном ядре $f(\Omega,\alpha)$ и затем вычисляются эффективные сечения возбуждения первого и последующих коллективных уровней. В случае вибрационных состояний эти возбуждения связаны с рождением одного или двух фононов, а в случае вращательных – с однократной или двукратной передачей углового момента (для единообразия оба процесса называем одно- и двухфононными). В этих расчетах амплитуда $f(\Omega,\alpha)$ находится в виде разложения по степеням коллективных переменных $\alpha_{\lambda\mu}$, причём для рассмотрения одно- и двухфононных возбуждений достаточно ограничится разложением до членов второго порядка. Сравнение членов различного порядка показывает, что условие применимости этого разложения совпадает с условием малости параметров несферичности (5), которое использовалось ранее при написании уравнения поверхности ядра и энергии кулоновского взаимодействия частицы с ядром. Коэффициенты указанного разложения $f(\Omega,\alpha)$ соответствуют амплитудам упругого рассеяния на сферическом ядре $f^{(0)}(\Omega)$ и неупругого рассеяния на несферическом ядре с рождением одного $F_{LM}(\Omega)$ или двух фононов $F_{\lambda\lambda' LM}(\Omega)$. Так, амплитуда однофононного возбуждения при дифракционном рассеянии на сильно поглощающем (чёрном) ядре выражается через функцию Бесселя $J_M(x)$ следующим образом

$$g^*_{LM}F_{LM}(\Omega)=e^{iM\phi}\,i^{1-M}\,g^*_{LM}\frac{(kR_0)^{2(1+i\eta)}}{k}\left[Y_{LM}(0,0)J_M(a)+\right. \qquad (19)$$

$$\left.+i\delta_{M\pm L}\,\eta c_L\,\Phi_{LL}(a,\eta)\right],$$

где $g^*_{LM}=\alpha_{LM}$, $L \geqslant 2$, $a=kR_0\theta$ – безразмерный переданный импульс, коэффициент $c_L \sim 1$ и

$$\Phi_{LM}(a,\eta)=\int_1^\infty dx\cdot x^{-L+1+i2\eta}\,J_M(ax).$$

В выражении амплитуды (19) первый член, не зависящий от кулоновского параметра η, совпадает с амплитудой неупругого рассеяния нейтронов, и его можно назвать ядерной частью амплитуды, тогда как последний член, исчезающий при $\eta = 0$, можно рассматривать в качестве амплитуды кулоновского возбуждения. При малых переданных импульсах $a < 1$ и $M = \pm L$ однофононная амплитуда формально совпадает с амплитудой неупругого рассеяния теории кулоновского возбуждения [12, 13], рассматривающий рассеяние частиц с энергией ниже кулоновского барьера, когда ядерное взаимодействие отсутствует:

$$g^*_{LM}F_{LM}(\Omega)\cong-g^*_{LM}\,\delta_{M\pm L}\,i^{-M}e^{iM\phi}\cdot\frac{\eta c_L}{2k}(kR_0)^{2(1+i\eta)}\cdot\left(\frac{a}{2}\right)^{L-2(1+i\eta)}\cdot\frac{\Gamma(1+i\eta)}{\Gamma(L-i\eta)}. \qquad (20)$$

С другой стороны, при больших переданных импульсах $a \gg 1$ получаем

$$g^*_{LM}F_{LM}(\Omega)\cong i^{1-M}e^{iM\phi}g^*_{LM}\frac{(kR_0)^{2(1+i\eta)}}{k}\left[Y_{LM}(0,0)J_M(a)+i\delta_{M\pm L}\,\eta c_L\,a^{-1}J_{L+1}(a)\right] \qquad (21)$$

и, следовательно, при рассеянии на сравнительно большие углы главную роль играет ядерное взаимодействие, тогда как вклад кулоновского взаимодействия оказывается относительно малым ($\sim a^{-1}$) и выражается в размазывании дифракционных минимумов.

Аналогично амплитуда рассеяния нейтронов (η =0) на черном ядре с рождением двух фононов λ,λ' с суммарным моментом (LM) имеет вид

$$g^*_{\lambda\lambda' LM} F_{\lambda\lambda' LM}(\Omega) = g^*_{\lambda\lambda' LM}\, i^{1-M} e^{iM\phi} \frac{(kR_0)^{2(1+i\eta)}}{k}\cdot\left[\frac{(2\lambda+1)(2\lambda'+1)}{4\pi(2L+1)}\right]^{1/2}\cdot$$

$$\cdot\, C^{L0}_{\lambda 0\lambda' 0}\, Y_{LM}(0,0)\left[aJ_{M-1}(a)+(1-M-2\delta_{L0}\delta_{\lambda\lambda'})J_M(a)\right], \qquad (22)$$

где

$$g^*_{\lambda\lambda' LM} = \sum_{\mu\mu'} \frac{1}{2}\, \alpha_{\lambda\mu}\, \alpha_{\lambda'\mu'}\, C^{LM}_{\lambda\mu\lambda'\mu'}\,.$$

В случае заряженных частиц функция $F_{\lambda\lambda' LM}(\Omega)$ дополняется членом $F_{E\lambda\lambda' LM}(\Omega)$, который можно назвать двухфононной амплитудой кулоновского возбуждения. Эта амплитуда, подобно ядерной части (22), отлична от нуля при всех M, удовлетворяющих условию $L+M$ – четно, тогда как однофононная кулоновская амплитуда, согласно (I9), отлична от нуля лишь при $M = \pm L$. Это означает, что роль кулоновского возбуждения при двухфононных процессах оказывается, вообще говоря, более существенной, чем при однофононных. Сравнение показывает, что в обычных случаях, когда $\eta \geq 1$, ядерная (22) и кулоновская части двухфононной амплитуды имеют одинаковый порядок величины. Подобно однофононной амплитуде в области больших переданных импульсов $a >> 1$ кулоновская амплитуда $F_{E\lambda\lambda' LM}$ дает относительно малый вклад порядка a^{-1}. При малых $a < 1$ угловая зависимость $F_{E\lambda\lambda' LM}(\Omega)$ в основном определяется множителем $a^{L-2(1+i\eta)}$. Однако, если при однофононных возбуждениях переданный момент $L=\lambda \geq 2$, то при возбуждении двух фононов разной четности $(\lambda=2, \lambda'=3)$

возможен дипольный переход L = I, что приводит к возрастанию роли кулоновского возбуждения и расходимости двухфононной амплитуды вида $a^{-1-i2\eta}$ при $a \to 0$. Эта расходимость связана с использованием адиабатического приближения [I3], которое неприменимо в интервале углов рассеяния $\theta < \eta\Delta\varepsilon/E$.

Благодаря сохранению объёма (плотности) ядра при отклонении его формы от сферической, указанная расходимость двухфононной амплитуды при L = 0 не возникает.

Дифференциальное сечение упругого или неупругого рассеяния с возбуждением коллективного состояния (nI) имеет вид

$$\sigma_{II_0}(\theta) = \sum_L \sigma_L(\theta);$$

$$\sigma_L(\theta) = \frac{1}{(2I_0+1)(2L+1)} \sum_{M=-L}^{L} \Big|\, \delta_{nn_0}\delta_{L0}\sqrt{2I_0+1}\, f^{(0)}(\Omega) + \qquad (23)$$

$$+ \langle nI\|g_L\|n_0 I_0\rangle F_{LM}(\Omega) + \sum_{\lambda\lambda'} \langle nI\|g_{\lambda\lambda' L}\|n_0 I_0\rangle F_{\lambda\lambda' LM}(\Omega)\Big|^2,$$

где приведенные матрицы $\langle nI\|g_L\|n_0 I_0\rangle$, $\langle nI\|g_{\lambda\lambda' L}\|n_0 I_0\rangle$, определяющие свойства нижних коллективных состояний ядра, легко вычисляются для вращательных и колебательных уровней. Благодаря свойствам симметрии при перестановке λ,λ', момент L, переданный при двухфононных процессах, удовлетворяет условию $(-1)^{\lambda+\lambda'+L} = 1$. В однофононном приближении сечение неупругого рассеяния ($n \neq n_0$, L > 0) зависит лишь от квадрата модуля ядерного матричного элемента, но с учетом двухфононных процессов сечения зависит, вообще говоря, и от знаков матричных элементов, вследствие интерференции между процессами первого и второго порядка. Однако при возбуждении колебательных уровней указанная интерференция отсутствует, ввиду отлора по числу фононов и их мультипольности ; поэтому формула сечений возбуждения одно- и двухфононных колебательных уровней (23) упрощается. Интерференция между процессами однократной и двукратной передачи момента имеет место при возбуждении вращательных уровней. При этом, согласно (23), зависимость сечения рассеяния с возбуждением первого вращательного уровня $\sigma_2(\theta)$ от знака квадрупольной несферичности α_2 проявляется даже в отсутствие несферичности более высокого порядка ($\alpha_4 = 0$), хотя сечение $\sigma_2(\theta)$ зависит от знака α_2 довольно слабо, во втором порядке. Сечение $\sigma_4(\theta)$, которое может соответствовать возбуждению второго вращательного уровня четного ядра, зависит от знаков параметров несферичности α_2, α_4 лишь при $\alpha_4 \neq 0$. При достаточно большом α_4, когда приведенные матрицы $g_4, g_{\lambda\lambda' 4}$ оказываются одного порядка величины [I4], зависимость σ_4 от знака параметров несферичности оказывается весьма существенной.

Для получения информации о ядерных матричных элементах, помимо анализа дифференциальных сечений неупругого рассеяния с возбуждением отдельных коллективных уровней, представляет интерес рассмотрение полных сечений рассеяния нейтронов на поляризованном σ_{tIM} и неполяризованном σ_t нечетном ядре ($I \geq 3/2$). В главе Ш с помощью оптической теоремы показано, что разность этих сечений пропорциональна мнимой части однофононной амплитуды рассеяния на нулевой угол, причём в предельном случае черного ядра

$$\frac{\sigma_{tIM} - \sigma_t}{2\pi R_0^2} = -(-1)^{I-M} \begin{pmatrix} I & I & 2 \\ M & -M & 0 \end{pmatrix} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \langle I \| g_2 \| I \rangle ; \qquad (24)$$

значение этой разности для вращающихся ядер с $I = M = K$ при $I = 3/2$ равно $-\alpha_2/5$, а при $I = 13/2$ равно $-13\alpha_2/120$. Таким образом, измерение разности полных сечений позволило бы

определить квадрупольный ядерный матричный элемент вместе с его знаком.

Рассмотренное в гл. IУ рассеяние быстрых частиц на полупрозрачном ядре показывает, что эффект прозрачности приводит, вообще говоря, к увеличению эффективных сечений упругого и неупругого рассеяния, а также и немонотонной зависимости сечений от энергии и радиуса ядра. Полученные в этой главе формулы при $\xi = kR_0 W/E \gg 1$, где W -мнимая часть оптического потенциала, с точностью $\sim \xi^{-1}$ переходят в формулы гл. П, Ш, описывающие рассеяние на черном ядре.

Представленные в виде рисунков результаты численных расчетов иллюстрируют выражение эффективных сечений дифракционного рассеяния, полученные в гл. П-IУ. Приведенное одновременно сравнение с экспериментом позволяет объяснить упругое и неупругое рассеяние частиц на малые углы и оценить параметры несферичности ряда ядер.

Таким образом, рассмотрение задачи рассеяния на основании дифракционного приближения в аналитическом виде позволяет выяснить многие качественные закономерности прямого неупругого рассеяния и установить характер спектроскопической информации о ядре, которую можно получить при сравнении теории с экспериментом. Однако в этом приближении удается получить дифференциальные сечения лишь при малых углах и поэтому не удается вычислить полные сечения отдельных процессов. Поскольку к тому же эти результаты справедливы при довольно большой энергии частиц, всё это затрудняет анализ экспериментальных данных.

В этих условиях следующим этапом, позволяющим существенно расширить результаты дифракционного приближения, является решение задачи прямого рассеяния с использованием одного лишь адиабатического приближения [I6]. Согласно критерию (8), это приближение оказывается практически достаточным для расчета сечений надбарьерных частиц с возбуждением уровней основной вращательной полосы тяжелых ядер. Исходя из (II, I2) в гл. У выводятся уравнения адиабатического приближения, позволяющие с помощью вычислительной машины рассчитывать дифференциальные и полные сечения возбуждения вращательных уровней. При этом, подобно обычной фазовой теории рассеяния в центральном поле, решение задачи сводится к интегрированию системы радиальных волновых уравнений. Коэффициенты уравнений учитывают свойства взаимодействия частицы с ядром, причём зацепление между уравнениями происходит благодаря отличию поля ядра от сферически симметричного. В отсутствие спин-орбитального взаимодействия радиальные уравнения имеют довольно простой вид

$$\left[\frac{d^2}{dr^2}-\frac{\ell(\ell+1)}{r^2}-u_0(r)+k^2\right]\varphi^m_{\ell\ell'}(r)=$$
$$=\sum_{\ell_1, L\geq 2} u_L(r)(-1)^{\ell-m}\begin{pmatrix}\ell & L & \ell_1\\ -m & 0 & m\end{pmatrix}\langle \ell\|Y_L\|\ell_1\rangle\varphi^m_{\ell_1\ell'}(r), \qquad (25)$$

где коэффициенты u_0, u_L определяются разложением взаимодействия $V(\vec{r},\alpha)$ по мультиполям, m — сохраняющаяся проекция момента частицы на ось симметрии ядра. Зависимость радиальной волновой функции $\varphi^m_{\ell\ell'}(r)$ от орбитального момента падающей частицы ℓ' вносится граничным условием вне ядра,

$$\varphi^m_{\ell\ell'}(r)\sim(F_\ell+iG_\ell)\delta_{\ell\ell'}+(F_\ell-iG_\ell)S^m_{\ell\ell'}, \qquad (26)$$

где $F_\ell(kr)$, $G_\ell(kr)$ - регулярная и нерегулярная кулоновские функции и $S^m_{\ell\ell'}$ -матрица рассеяния, которая определяется решением уравнения (25) с граничным условием (26). Тогда амплитуда рассеяния с передачей момента LM имеет вид

$$f_{LM}(\Omega)=\frac{1}{ik}\sum_{\ell\ell'mm'}\sqrt{\frac{\pi(2L+1)}{2\ell'+1}}\left[i^{\ell'-\ell}e^{i(\sigma_\ell+\sigma_{\ell'})}S^m_{\ell\ell'}-\delta_{\ell\ell'}\right]Y_{\ell m'}(\Omega)C^{\ell b}_{\ell m' LM}C^{\ell' m}_{\ell m L 0}, \qquad (27)$$

где σ_ℓ -кулоновская фаза.

Результаты такого рода расчетов дифференциальных сечений, выполненных на вычислительной машине, в области малых углов качественно согласуются с результатами, которые были получены в гл. П-IУ в дифракционном приближении. Представленное в гл. У сравнение теории с опытом показывает, что предлагаемая теория единым образом объясняет имеющиеся экспериментальные данные для сечений возбуждения многих уровней основной вращательной полосы, включая упругое рассеяние.

Таким образом подтверждается исходное предположение теории о механизме прямого возбуждения вращательных уровней. В результате сравнения с экспериментом были определены с точностью до знака значения параметра квадрупольной несферичности α_2 ряда ядер, причем эти значения согласуются с результатами, полученными ранее из анализа данных по кулоновскому возбуждению. Теория предсказывает зависимость сечений возбуждения, особенно высших вращательных уровней, от знака параметра квадрупольной несферичности α_2, а также от параметра несферичности α_4 мультипольности λ = 4. Это позволяет, вообще говоря, при сравнении теории с экспериментом определить параметры несферичности вместе с их знаками. Однако, ввиду наличия в теории нескольких других параметров, а также вследствие недостаточной точности имеющихся экспериментальных данных потребуется дальнейший анализ более точных данных для достоверного определения параметров несферичности вращающихся ядер.

При рассмотрении рассеяния с возбуждением колебательных и высших вращательных уровней критерий (8) часто не выполняется и адиабатическое приближение оказывается не применимым. В этом случае задачу прямого рассеяния в рамках оптической модели приходится решать точно, исходя из уравнения (9) с соответствующим граничным условием на бесконечности. В главе У получены уравнения, позволяющие решить поставленную задачу в духе обычной фазовой теории рассеяния путём интегрирования системы радиальных уравнений [15-17]. Коэффициенты этих уравнений учитывают свойства взаимодействия частицы с ядром и законы сохранения ; кроме того, они пропорциональны приведенным матричным элементам, характеризующим коллективные состояния ядра. В результате интегрирования уравнений вычисляется матрица рассеяния $S^{J}_{\nu\nu'}$, определенная в пространстве квантовых чисел ν , характеризующих состояние ядра и частицы ; эта матрица зависит от полного момента системы J как от параметра. Амплитуды возбуждения различных коллективных состояний выражаются через $S^{J}_{\nu\nu'}$ с помощью оператора, отражающего закон сохранения момента.

Итак, в диссертации представлено решение задачи упругого и неупругого рассеяния частиц на ядрах с возбуждением коллективных состояний. Рассмотрение производилось в рамках макроскопической модели Бора-Моттельсона, описывающей свойства нижних возбужденных состояний несферических ядер, а также в рамках феноменологической оптической модели, описывающей взаимодействие частицы с ядром. Решение указанной задачи основывалось на предположении о прямом характере возбуждения коллективных состояний при рассеянии, когда распад составного ядра в эти каналы маловероятен. На основании этих предположений задача рассеяния рассматривалась сначала качественно в рамках адиабатического и дифракционного приближений для сильно поглощающего или полупрозрачного ядра, что позволило получить дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния в конечном виде и выяснить основные закономерности прямого рассеяния на несферических ядрах. Затем задача рассеяния решалась с использованием лишь адиабатического приближения, которое оказывается практически достаточным для рассмотрения возбуждения вращательных уровней ; при этом эффективные сечения находились путем численного интегрирования системы радиальных уравнений в духе обычной фазовой теории рассеяния. Одновременно были рассмотрены также уравнения, позволяющие решить поставленную задачу рассеяния точно, без использования адиабатического приближения, которое не применимо при достаточно высоких возбуждениях ядра ; однако результаты численного интегрирования соответствующих уравнений не представлены.

Решение задачи рассеяния, т.е. вычисление эффективных сечений, может иметь самостоятельный интерес. Помимо этого, приведенное в диссертации сравнение результатов теории с экспериментом позволяет подтвердить предположение о прямом механизме возбуждения коллективных уровней и тем самым установить определенную связь между различными сечениями упругого и неупругого рассеяния, предсказанную теорией. Главную роль в механизме прямого рассеяния играет ядерное взаимодействие, описываемое оптическим потенциалом. Одновременно теория указывает на существенную роль кулоновского взаимодействия и кулоновского возбуждения, как одного из видов прямых процессов, а также отмечает роль итерференции между процессами ядерного и кулоновского возбуждения.

После того как подтвержден прямой механизм возбуждения коллективных уровней при рассеянии, сравнение результатов теории и эксперимента для эффективных сечений становится средством ядерной спектроскопии. Это сравнение даёт информацию о коллективных состояниях ядра, которая извлекается в форме матричных элементов коллективных переменных ядра и может быть истолкована в духе той или иной ядерной модели. Так, анализ экспериментальных данных по рассеянию заряженных частиц на ядрах редких земель, обладающих вращательными уровнями, позволил определить значение параметра несферичности, а также примесь несферичности более высокой мультипольности.

ЛИТЕРАТУРА

I. A.Bohr. Kgl. Danske Vidensk. Selsk., Mat.-Fys.Medd.,26, No. 14, 1952.

2. A.Bohr, B.Mottelson. Kgl.Danske Vidensk. Selsk., Mat-Fys. Medd., 27, No.16, 1953.

3. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика. Физматгиз. М. I963.

4. А.И.Ахиезер, И.Я.Померанчук. Некоторые вопросы теории ядра. Гостехиздат М.I950.

5. H.Feshback,C.E.Porter, V.F.Weisskopf. Phys.Rev., 90, 166,1953.

6. П.Э.Немировский. Современные модели атомного ядра. Атомиздат. М.I960.

7. С.И.Дроздов. ЖЭТФ, 28,734,I955; 28,736,I955;30,786, I956; 34,I288, I958.

8. Е.В.Инопин. ЖЭТФ, 30,2I0,I956; 3I,90I,I956,

9. J.S.Blair. Phys.Rev., 115, 928, 1959.

I0. С.И.Дроздов. ЖЭТФ, 36,I875, I959; 38,499,I960; 44,335, I963.

II. К.А.Тер-Мартиросян. ЖЭТФ, 22,284,I952,

I2. K.Alder, A.Bohr, T.Huus, B.Mottelson, A.Winther, Rev. Mod. Phys., 28, 432, 1956.

I3. В.Г.Носов. Известия АН СССР, серия физ.XXI, I55I,I957; ЖЭТФ, 39,I660, I960.

I4. B.Buck, A.P.Stamp, P.E.Hodgson. Phil. Mag.,8, 1805, 1963.

I5. С.И.Дроздов. ЯФ, I,407,I965; 2,8I0,I965.

I6. T.Tamura. Rev.Mod.Phys.,37, 679,1965.