

УДК 539.171.016

РАСЧЕТ МНИМОЙ ЧАСТИ ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА В КОЛЛЕКТИВНОЙ МОДЕЛИ ДЛЯ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

Ф. А. Живописцев, Х. Молина (Куба)

(НИИЯФ)

В свое время оптическая модель явилась важным достижением теории атомного ядра, ее успех показал, что процесс рассеяния нуклонов на ядрах в некотором приближении неплохо описывается в рамках представлений о комплексном потенциале, т. е. может быть сведен к одночастичной задаче.

За 20 с лишним лет существования оптической модели проведена громадная работа как по выявлению ее теоретического смысла, так и по полумикроскопической параметризации потенциалов. Поток работ, посвященных оптической модели, не ослабевает до сих пор, но один, на наш взгляд, интересный аспект проблемы разработан недостаточно. Мы имеем в виду эффекты влияния ядерной структуры на вычисления мнимой части оптического потенциала [1—3]. Наша работа близка по формализму и технике расчета работам [1, 2, 3]. Мнимая часть оптического потенциала обусловлена возможностью неупругих столкновений, а также резонансного образования возбужденного комплекса, обладающего сравнительно большим временем жизни. К преобладающим неупругим процессам (в рамках прямых столкновений) нуклона с ядром в области малых энергий относятся столкновения, в результате которых происходят возбуждения низших коллективных состояний ядра-мишени. Мы исходим из того, что оптический потенциал можно разделить на две части: одна часть ($V_{\text{опт}}^s$) связана с суммированием по неколлективным состояниям ядра-мишени, слабо зависит от энергии и слабо изменяется от ядра к ядру; другая часть ($V_{\text{опт}}^o$) определяется спецификой коллективных возбуждений для данного ядра-мишени:

$$V_{\text{опт}} = V_{\text{опт}}^s + V_{\text{опт}}^o(E, A).$$

В дальнейшем в основном будем интересоваться вкладом в мнимую часть оптического потенциала от такого типа неупругих процессов. Как показано в работах [1, 4], общее выражение для оптического потенциала имеет вид:

$$V_{\text{опт}} = V_{\text{опт}}^s +$$



(1)

где блок g связан с вычетом вершинной части Γ по каналу частица-дырка [4]:

$$g = UGGg, \quad (2)$$

U — неприводимая вершинная часть по каналу частица-дырка. Блок g можно записать в виде:

$$g = \Gamma^o \chi_s, \quad (3)$$

где Γ^o — амплитуда рассеяния в среде [4] и χ_s определяется из уравнения

$$\chi_s = A\Gamma^o \chi_s. \quad (4)$$

Здесь A — интеграл от произведения полюсных частей одночастичных функций Грина G . Общее выражение (1) для части оптического потенциала, которая связана с вкладом от неупругого процесса рассеяния с возбуждением низших коллективных состояний ядра-мишени, а также с возбуждением промежуточного ядра в состоянии связанная частица + низшее коллективное возбуждение, имеет вид (в j -представлении):

$$V_{\text{опт}}^Q(jj', E) = \sum_{j_1} \frac{g_{j_1 j_1}^I(\omega_s) g_{j_1 j'}^I(\omega_s)}{E - \omega_s - \varepsilon_{j_1} + i\Delta/2},$$

где j, j' — набор квантовых чисел состояний сплошного спектра, j_1 соответствует дискретному и непрерывному спектру промежуточного нуклона; Δ — энергетический интервал усреднения, ω_s — энергия коллективного возбуждения, E — энергия входного канала. В микроскопической теории для блока $g_{jj'}^I$ получается следующее выражение:

$$\begin{array}{c} \begin{array}{c} \{1\} \\ | \\ \textcircled{g} \\ | \quad \diagup \\ j \quad j' \end{array} \end{array} = \sum_{j_1 j_2} \chi_{j_1 j_2}^I V \overline{2I+1} \langle j_1 \bar{j}_2; I | \bar{V} | j \bar{j}'; I \rangle, \quad (5)$$

где $\chi_{j_1 j_2}^I = \langle I \| (a_{j_1}^\dagger a_{j_2})_I \| 0 \rangle,$

$\bar{V}$ — оператор эффективного ядерного взаимодействия (в канале частица-дырка). Матричный элемент парного взаимодействия $\langle j_1, \bar{j}_2; I | \bar{V} | j \bar{j}', I \rangle$ рассчитывается по обычным формулам в оболочечной модели. Блок $g_{jj'}^I$ можно с достаточной степенью точности записать, введя коллективные переменные ядра [5]:

$$g_{jj'}^I = \frac{V_0 \beta_I}{2\sqrt{\pi}} (-1)^{j-1/2} \langle I | F_I | I' \rangle V \overline{(2j+1)(2j'+1)} \times \\ \times \left\langle j \frac{1}{2} j' - \frac{1}{2} \middle| I 0 \right\rangle, \quad (6)$$

где β_I — параметр деформации мультипольности I ,

$$F_I(r) = \frac{V_I(r)}{V_0 \sqrt{2I+1}}$$

формфактор для вибрационных ядер:

$$V_I(r) = -V_0 \frac{R_0}{a} e(1+e)^{-2},$$

$e = \exp\{(r-R_0)/a\}$; $V_0, R_0 = r_0 A^{1/3}, a$ — параметры потенциала Вудса — Саксона.

Мнимая часть оптического потенциала для вибрационных ядер связана с тем, что благодаря взаимодействию частица покидает входной канал и испускается в одном из неупругих каналов, когда ядро-мишень находится в возбужденном вибрационном состоянии (IM):

$$\begin{aligned} \text{Im } V_{\text{опт}}(IjE) = & -\frac{1}{2j+1} \sum_I \frac{\hbar\omega_I}{2C_I} \sum_{j' j''} |\langle Ij \| Y_I \| I' j' \rangle|^2 \times \\ & \times \left\{ \frac{1}{2} \sum_n \frac{\Delta}{(E - E_I - \varepsilon_{nI' j'})^2 + \Delta^2/4} \langle \chi_{IjE} | K(r) | \Phi_{nI' j'} \rangle \times \right. \\ & \times \langle \Phi_{nI' j'} | K(r') | \chi_{IjE} \rangle + \pi \langle \chi_{IjE} | K(r) | \Phi_{eI' j'} \rangle \langle \Phi_{eI' j'} | K(r') | \chi_{IjE} \rangle, \end{aligned} \quad (7)$$

где $\epsilon_I = E - E_I$, E_I — энергия возбуждения коллективного состояния с моментом I . В формуле (7) первый член определяется вкладом от образования промежуточного ядра, в то время как второе слагаемое определяется вкладом от неупругих каналов рассеяния. Исследуемая величина $\text{Im } V_{\text{опт}}(ljE)$ простым образом связана с сечением поглощения:

$$\sigma_{\text{abs}}^{ljE} = - \frac{2}{\hbar J} \text{Im } V_{\text{опт}}(ljE), \quad (8)$$

где J — поток падающих частиц; для функции χ_{ljE} , удовлетворяющей условию нормировки

$$\langle \chi_{ljE} | \chi_{ljE'} \rangle = \delta(E - E'),$$

поток равен

$$J = \frac{k^2}{\hbar (2\pi)^3}.$$

Здесь k — волновое число падающего потока.

Полное сечение поглощения σ_{abs}^E связано с $\sigma_{\text{abs}}^{ljE}$ соотношением

$$\sigma_{\text{abs}}^E = 4\pi \sum_{lj} \left(j + \frac{1}{2} \right) \sigma_{\text{abs}}^{ljE}. \quad (9)$$

Для функций χ и Φ , задаваемых в виде плоских волн, для $\text{Im } V_{\text{опт}}(k, k', \theta)$ получим (вклад от неупругих каналов):

$$\begin{aligned} \text{Im } V_{\text{опт}}(k, k', \theta) = & - \frac{m}{\pi^2 \hbar^2} \sum_{l_1 l_2} Z_I \frac{(2I+1)(2l_2+1)}{\sqrt{4\pi(2I+1)}} \times \\ & \times \langle l_0 l_2 0 | l_1 0 \rangle^2 Y_{l_1 0}(\theta) \frac{\beta_I^2}{2I+1} J_{l_1 l_2}(kZ_I) J_{l_1 l_1}(kZ_I), \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$J_{l_1 l_2}(kZ_I) = \int j_{l_1}(kr) V_I(r) j_{l_2}(Z_I r) r^2 dr, \quad Z_I = \sqrt{(2m/\hbar^2)(E - E_I)}.$$

$\hbar\omega_I/2C_I = \beta_I^2/2I+1$ определяет деформируемость ядра, k' — волновой вектор выходящего потока, E_I — энергия возбуждения ядра, ω_I — частота поверхностных колебаний ядра, $j_l(kr)$ — сферические функции Бесселя, θ — угол рассеяния. В данной работе исследуются угловые зависимости $\text{Im } V_{\text{опт}}$ для четно-четных ядер в области малых энергий с учетом возбуждений низших коллективных состояний.

Ядро ^{40}Ca . При вычислениях учитывались вклады следующих коллективных возбуждений ядра-мишени: 3^- ; 3,73 МэВ (0,358); 2^+ ; 3,3 МэВ (0,143); 5^- ; 4,48 МэВ (0,132); 2^+ ; 8,0 МэВ (0,309); 4^+ ; 8,0 МэВ (0,254); 3^- ; 15,73 МэВ (0,38); 2^+ ; 16,0 МэВ (0,250); 5^- ; 16,48 МэВ (0,53); 1^- ; 18 МэВ (0,087). В скобках даны параметры деформации β_I . Исследование проведено для энергий падающих нейтронов 7; 14,6 и 20 МэВ.

На рис. 1—I, а показан расчет $\text{Im } V_{\text{опт}}$ для ядра ^{40}Ca при $E = 14,6$ МэВ (I — теоретическая кривая в приближении плоских волн, 4 — феноменологический локальный оптический потенциал [6]). На рис. 1—I, б сравниваются полученные результаты в приближении плоской волны (ППВ) (кривая 1) и искаженной промежуточной волны (3). Кривая 2 соответствует нелокальному феноменологическому потенциалу [7]. Приближение искаженной волны (ПИВ) улучшает расчеты в области малых углов. Основной вклад в ППВ при $\theta = 0$ дают уровни 3^- (41%) и 2^+ (35%). В ПИВ основной вклад при $\theta = 0$

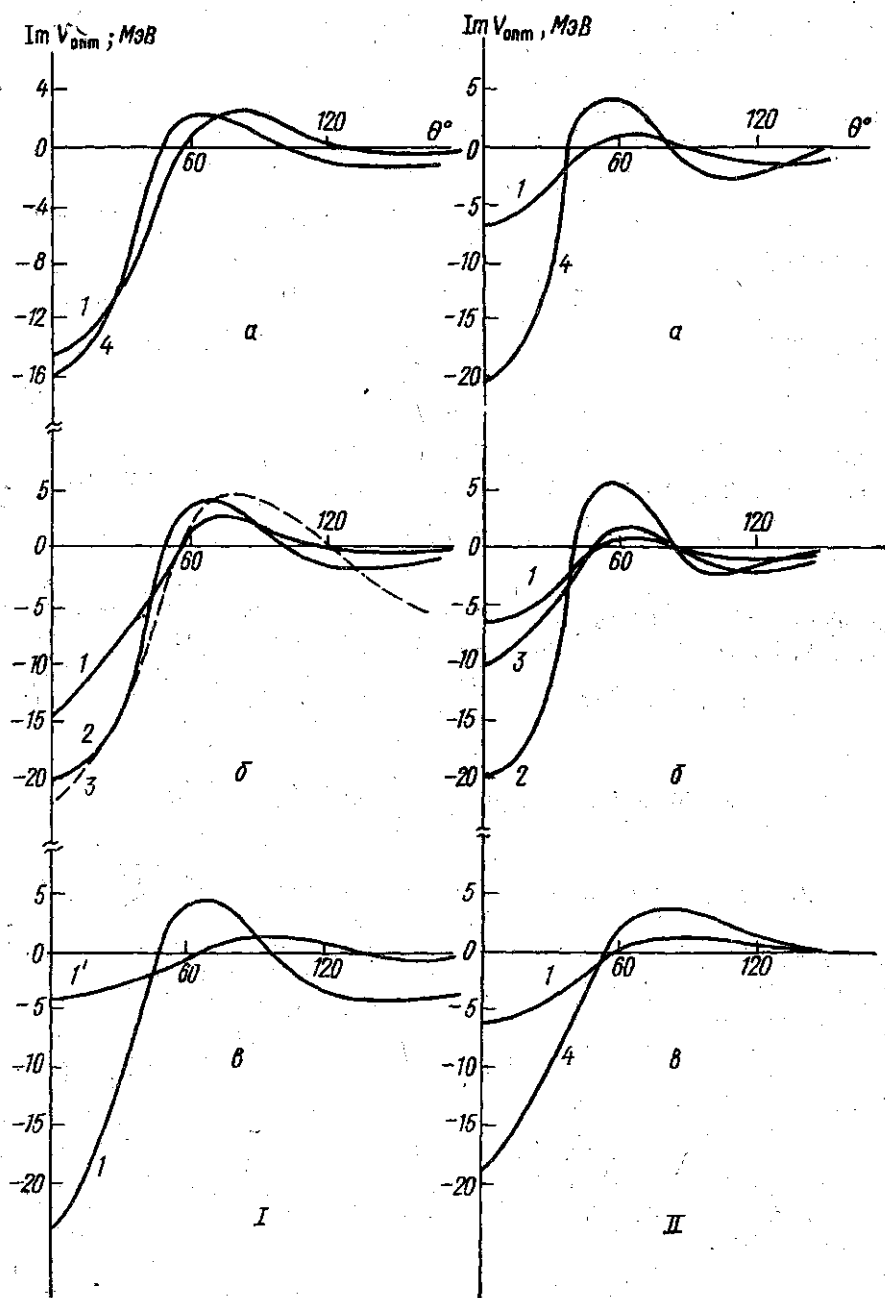


Рис. 1. Угловая зависимость $\text{Im } V_{\text{опт}}(\theta)$ для ^{40}Ca (I) и ^{90}Zr (II) при $E=7,0$ (a, б) и $14,6$ МэВ (a, б). 1 — расчет по коллективной модели в приближении плоской волны, 2 — нелокальный феноменологический потенциал, 3 — расчет в приближении искаженных волн, 4 — локальный феноменологический потенциал

дают уровни 3^- (23%), 2^+ (46%) и 4^+ (21%). Вклады в $\text{Im } V_{\text{опт}}$ от образования составного ядра (промежуточное состояние фотон+квази-связанная частица) для исследуемых энергий, как показали расчеты, эффективно малы ($\leq 10\%$). На рис. 1—I, в приведены расчеты $\text{Im } V_{\text{опт}}(\theta)$ при $E=20$ МэВ (I) и 7 МэВ (I') в ППВ. Основной вклад при энергии 20 МэВ ($\theta=0$) дают уровни 3^- (20%), 2^+ (19%) и 3^- (21%). При энергии 7 МэВ: 3^- (69%), 2^+ (30%).

Ядро ^{90}Zr . В расчетах $\text{Im } V_{\text{опт}}$ при энергиях нейтронов 7; 14,5 и 20 МэВ были учтены 14 возбужденных уровней:

2^+ , 2,18 МэВ (0,071); 2^+ , 3,31 МэВ (0,028);
 2^+ , 3,84 МэВ (0,037); 3^- , 2,75 МэВ (0,125);
 3^- , 5,12 МэВ (0,031); 3^- , 5,65 МэВ (0,053);
 3^- , 5,78 МэВ (0,030); 4^+ , 3,07 МэВ (0,032);
 4^+ , 4,07 МэВ (0,020); 4^+ , 4,35 МэВ (0,044);
 4^+ , 5,38 МэВ (0,028); 4^+ , 5,48 МэВ (0,030);
 5^- , 2,31 МэВ (0,053); 5^- , 3,96 МэВ (0,033).

На рис. 1—II, а показаны результаты в ППВ при $E=14,5$ МэВ (I — расчетная кривая, 4 — феноменологический локальный потенциал [8]). На рис. 1—II, б, показана $\text{Im } V_{\text{опт}}(\theta)$ в ППВ (I), в ПИВ (3) и нелокальный феноменологический потенциал [4, 8] (2). Основной вклад в ПИВ при $\theta=0$ в $\text{Im } V_{\text{опт}}$ дают уровни: 2^+ (15%); 2^+ (27%); 3^- (36%) и 3^- (11%). Для $E=7$ МэВ в ППВ результаты приведены на рис. 1—II, в (I — расчетная кривая, 4 — локальный феноменологический потенциал [8]). Основной вклад дают уровни: 3^- (52,7%); 2^+ (21%). Аналогичные результаты получены при $E=20$ МэВ. Основные вклады от уровней: 2^+ (17%); 3^- (43%). Проведенные расчеты показывают, что вклад в $\text{Im } V_{\text{опт}}$ от образования составного ядра мал и составляет не более 10%.

Ядро ^{208}Pb . Учтены следующие уровни: 2^+ ; 4,06 МэВ (0,071), 3^- ; 2,62 МэВ (0,119); 4^+ ; 4,30 МэВ (0,099); 5^- ; 3,20 МэВ (0,069). На рис. 2, а, представлены результаты при $E=7$ МэВ в ППВ (кривая I); кривая 2 соответствует локальному

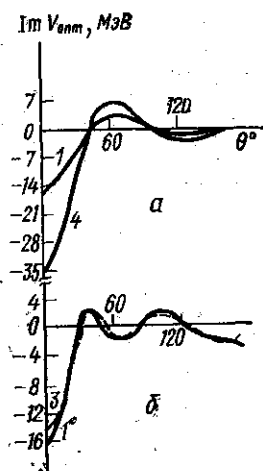


Рис. 2. Угловая зависимость $\text{Im } V_{\text{опт}}(\theta)$ для ^{208}Pb при $E=7$ (а) и 20 МэВ (б). Обозначения, как и в рис. 1

феноменологическому потенциалу [8]. Вклады от отдельных уровней следующие: 2^+ (13%), 3^- (49%), 4^+ (28%), 5^- (100%).

Вклады в $\text{Im } V_{\text{опт}}$ от образования составного ядра при $E=7$ МэВ составляют не более 10%. Аналогичные результаты получены для $E=14,3$ и 20 МэВ. Расчеты в ППВ и ПИВ дают близкие результаты (см. рис. 2, б). Наибольший вклад дает уровень 3^- (47%). Анализ $\text{Im } V_{\text{опт}}$ для исследуемых ядер показал, что основной вклад дают низшие коллективные состояния ядра-мишени 2^+ и 3^- и почти полностью исчерпывают всю величину «наблюдаемой» мнимой части феноменологического оптического потенциала в области малых энергий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Van Giai N., Sawicki J., Vinh-Mau N. Microscopic theory of the optical-model potential and the hole-particle model in nuclear spectroscopy. — Phys. Rev.

1966, 141, p. 913—926. [2] Живописцев Ф. А., Ржевский Е. С. О вкладе коллективных возбуждений ядра-мишени в мнимую часть оптического потенциала. — Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон. 1974, 15, № 6, с. 661—666. [3] Lev A. Beres W., Divadeenam M. Complex nonlocal optical potential for neutron scattering from ^{208}Pb . — Phys. Rev. 1974, 96, p. 2416—2434. [4] Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М., 1965, 572 с. [5] Bohr A., Mottelson B. R. Rotational states in even-even nuclei. — Phys. Rev. 1953, 90, p. 717—719. [6] Bjorklund F. E., Fernbach S., Sherman N. Optical model of nucleus with absorbing surface. — Phys. Rev. 1956, 101, p. 1832—1833. [7] Engelbrecht C. A., Fiedeldey H. Nonlocal potentials and energy dependence of the optical model for neutrons. — Ann. Phys. 1967, 42, p. 262—295. [8] Perey F., Buck B. A non-local potential model for the scattering of neutrons by nuclei. — Nucl. Phys. 1962, 32, p. 353—380.

Поступила в редакцию
29.01.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, т. 22, № 2

УДК 533.922

О ПРЕДЕЛЬНОМ СОСТОЯНИИ ВОЛНА — ИНТЕНСИВНЫЙ ПУЧОК В ПЛАЗМЕННОЙ СРЕДЕ

В. К. Гришин, С. Т. Иванов (Болгария), М. Ф. Каневский
(НИИЯФ)

1. В предыдущей работе авторов [1] получены уравнения, описывающие нелинейное состояние волна-пучок в плазменной среде и позволяющие получить подробную информацию о системе. Анализ этих уравнений и посвящена настоящая работа.

С помощью уравнений (8) работы [1] получим соотношение, которое является аналогом дисперсионного уравнения для нелинейного состояния волна-пучок в случае $v = \omega/k$ и $\xi = \beta^2_0$:

$$\frac{n_0}{n_p} = \frac{4\gamma_0}{\beta_0^3} (\beta_0^2 - \beta^2) \left(\frac{X}{2} + \frac{Y}{\beta} \right), \quad (1)$$

где $n_{0,p}$ — плотность пучка и плазмы, β_{0c} , β_c — начальная и конечная скорости пучка.

Численное решение уравнения (1) представлено на рис. 1. При $(n_0/n_p)^{1/3} \ll \gamma_0$ из уравнения (1) следует $\beta/\beta_0 = 1 - 0,5(n_0/n_p)^{1/3}\gamma_0^{-1}$. Для плотных пучков возможно заметное их торможение, так что $\beta \ll \beta_0$. В этом случае для нерелятивистских пучков из (1) следует зависимость $\beta \simeq 2\beta_0^4(n_0/n_p)$.

Другой важной характеристикой состояния пучка является коэффициент захвата частиц. Из уравнений (8) работы [1] получаем:

$$\alpha^2 = \frac{\beta X}{Y + 0,5\beta X} \xrightarrow{\beta \ll \beta_0} 1 - \gamma_0 \beta_0^2 \left(\frac{n_0}{n_p} \right)^{1/3}. \quad (2)$$

Полный захват частиц ($\alpha = 1$) возможен лишь в пределе исчезающе малых токов пучка. При $\beta \simeq 0$ практически все частицы проскальзывают относительно волн. Очевидна физическая причина последнего обстоятельства: при значительной перестройке пучка ($\beta \ll \beta_0$) условия захвата существенно ухудшаются.

Амплитуда поля в равновесном состоянии достигает значения:

$$E_0 = \frac{2^{3/2} k \gamma_0}{\beta X \sqrt{\beta X + 2Y}} \xrightarrow{\beta \ll \beta_0} 2k \gamma_0 \beta_0^2 \left(\frac{n_0}{n_p} \right)^{2/3}, \quad (3)$$