

сообщения
Объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

2064/2-80

12/5-80

P4 - 12996

Х.Л.Молина

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ ЯДРА
НА МНИМУЮ ЧАСТЬ
ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА
В НЕЧЕТНЫХ ЯДРАХ ^{27}Al , ^{121}Sb , ^{123}Sb
И ^{197}Au

1980

В последние годы задача получения информации о ядерной структуре по данным о рассеянии ядер приобрела огромный интерес в ядерной физике^{/1,2/}. В такой же степени интересна и обратная задача, когда исходя из определенной структуры исследуются свойства рассеяния ядра. Так, в работах^{/3,4,5/} мнимая часть оптического потенциала W , обусловленная возможностью неупругих столкновений, а также резонансного образования возбужденного составного ядра, была исследована в четно-четных ядрах ^{12}C , ^{16}O и ^{208}Pb и связана со структурой этих ядер. К главным неупругим процессам взаимодействия нуклона с ядром в области малых энергий относятся столкновения, в результате которых происходят возбуждения низших коллективных состояний ядра-мишени. Показано^{/3,4,6/}, что при низких энергиях возбуждения низших коллективных состояний почти полностью исчерпывают всю величину феноменологического оптического потенциала. В данной работе проведены расчеты угловой зависимости поглощающей части оптического потенциала в нечетных ядрах ^{27}Al , ^{121}Sb , ^{123}Sb и ^{197}Au с учетом низших коллективных состояний, описываемых в рамках частично-фононной модели.

В работах^{/3,7/} показано, что оптический потенциал можно записать в виде

$$V_{\text{ОПТ}} = V^S + V^Q = V^S + \text{---} \circ \overset{\text{---}}{\text{---}} \circ \text{---} \longrightarrow$$

где V^S связана с суммированием по неколлективным состояниям ядра-мишени, слабо зависит от энергии и мало меняется от ядра к ядру; V^Q определяется спецификой коллективных движений в ядре-мишени и сильно зависит от структуры возбужденных коллективных состояний. Блок g связан с вычетом вершинной части Γ в канале частица-дырка^{/7/}:

$$g = UGGg,$$

где U - неприводимая вершинная часть в канале частица-дырка, G - одночастичная функция Грина. Часть оптического потенциала, которая связана с вкладом от неупругих процессов рассеяния с возбуждением низших коллективных состояний ядра-мишени, а также с возбуждением промежуточного ядра в состоянии связанная частица + низшие коллективные возбуждения, имеет вид

$$V^Q(jj'E) = \sum \frac{g_{jj_1}^I(\omega_\lambda) g_{j_1j'}^I(\omega_\lambda)}{E - \omega_\lambda - \epsilon_{j_1} + \frac{i\Delta}{2}}$$

где j, j' - состояния сплошного спектра; j_1 - соответствует дискретному и непрерывному спектру промежуточного нуклона; E - энергия входного канала, ω_λ - энергия возбуждения ядра-мишени. В дальнейшем в основном будем интересоваться вкладом в $W(E, \theta)$, связанным с неупругим промежуточным каналом возбуждения низших коллективных уровней. В случае рассмотренных нами сферических нечетных ядер волновые функции основного и возбужденных состояний ядра-мишени будут описаны в рамках частично-фононной модели

$$|IM\rangle = \sum_{p; M\lambda} X_{p; M\lambda}^{IM} |(p, N\lambda)IM\rangle,$$

где N - число фононов с данной мультипольностью λ , p - квантовые числа неспаренной частицы /дырки/ в нечетном ядре. Эффективное нуклон-ядерное взаимодействие, входящее в блоки g , приводящее к возбуждению ядра-мишени, возьмем в виде поверхностного взаимодействия частица-фонон:

$$V = -\sum \langle j_1 | v_{\lambda\mu} | j_2 \rangle v \frac{\hbar\omega_\lambda}{2C_\lambda} a_{j_1}^+ a_{j_2} (Q_{\lambda\mu}^+ + (-1)^\mu Q_{\lambda-\mu}),$$

где a_j^+ , $Q_{\lambda\mu}^+$ - операторы рождения частицы и фонона соответственно; ω_λ - частота поверхностных колебаний; C_λ - параметр жесткости ядра; $K(r)$ - формфактор поверхностного взаимодействия.

Задавая волновые функции падающей, промежуточной и рассеянной частицы в виде плоских волн, после несложных преобразований, в случае $\lambda=2, N=0, 1$, получим:

$$W = \sum_{i=1}^3 W_i.$$

$$W_1 = -2 \sum (-1)^{I_0 - I} \sqrt{(2I_0 - 1)(2I + 1)} A_{\lambda\ell_2\ell}^{I_0 I} (k, Z_1) X_{I_0 00}^{I_0*} X_{I 00}^{I*} X_{I_0 12}^I X_{I 12}^{I_0}$$

$$W_2 = -\sum (2I_0 + 1) A_{\lambda\ell_2\ell}^{I_0 I} |X_{I 12}^{I_0}|^2 |X_{I 00}^I|^2$$

$$W_3 = -\sum (2I_0 + 1) A_{\lambda\ell_2\ell}^{I_0 I} (k, Z_1) |X_{I_0 00}^{I_0}|^2 |X_{I_0 12}^I|^2$$

где

$$A_{\lambda\ell_2\ell}^{I_0 I} (k, Z_1) = \frac{\pi(2\ell_2 + 1)}{8\pi^3 \hbar^2} Z_1 \frac{\hbar\omega_\lambda}{C_\lambda} \lambda 0\ell_2 0; \ell 0 \dots k'' \ell_2 |K(r)| k \ell^2 P_\ell(\theta),$$

$$Z_1 = |k''| = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (E - E_I)},$$

$$k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}.$$

В этих выражениях I_0, I - спины основного и возбужденного состояний ядра. Конкретные расчеты $W(E, \theta)$ проделаны для сферических нечетных ядер Al, Sb и Au .

Ядро ^{27}Al . Расчеты $W(E, \theta)$ выполнены при энергиях $E = 4, 1; 7$ и 14 МэВ с учетом низших состояний $1/2^- / 0,842/; 3/2^+ / 1,013/; 7/2^+ / 2,212/; 5/2^+ / 2,73/; 3/2^+ / 2,98/; 9/2^+ / 3,00/$, в скобках указана энергия в МэВ. Волновые функции этих состояний в модели частично-фононной связи получены в работе⁹; фононным остовом является в данном случае ядро ^{28}Si . Параметр $C_2 = 49,2$ МэВ получен исходя из приведенной вероятности перехода $B(E2)_{sp} = 7^{9/2}$. На рис. 1 показаны теоретические результаты для $W(\theta)$ при энергии 14 МэВ /кривая а/, а также разные феноменологические потенциалы,

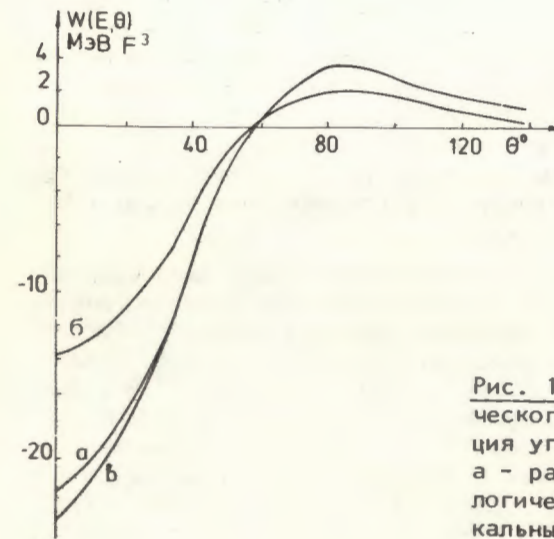


Рис. 1. Мнимая часть оптического потенциала как функция угла рассеяния в ^{127}Al : а - расчет; б, в - феноменологические локальный и нелокальный потенциалы.

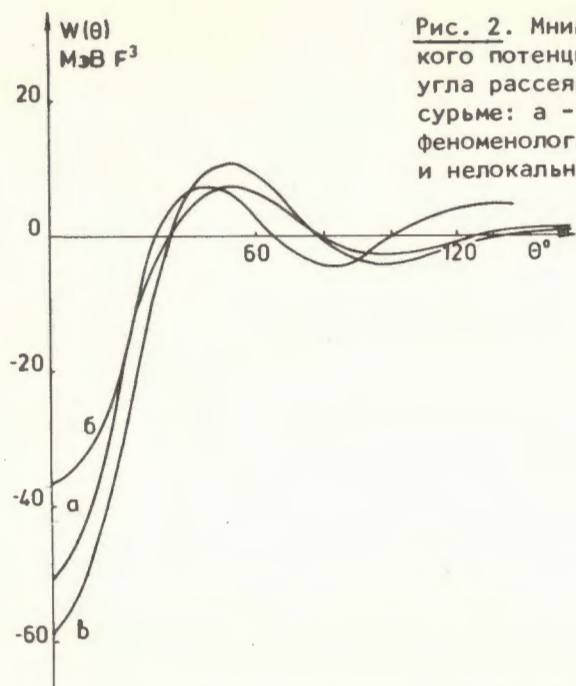


Рис. 2. Мнимая часть оптического потенциала как функция угла рассеяния в естественной сурьме: а - расчет; б, в - феноменологические локальный и нелокальный потенциалы.

используемые^{10,11/} для описания упругого рассеяния при этой энергии /б - локальный, в - нелокальный/. Из рисунка видно хорошее совпадение расчетной кривой для мнимой части оптического потенциала с нелокальным оптическим феноменологическим потенциалом. Вклады в W при $\theta = 0$ от отдельных уровней следующие: $1/2^+ - 7\%$; $3/2^+/1,013/ - 13\%$; $7/2^+ - 30\%$; $5/2^+ - 9\%$; $3/2^+ - 2\%$; $9/2^+ - 38\%$.

Аналогичные результаты получены при $E = 7$ МэВ; однако при $E=4,1$ для достижения согласия потребовался учет вклада в W от образования составного ядра.

Ядра ^{121}Sb , ^{123}Sb . Частично-фононная модель дала удовлетворительные результаты при использовании для расчета свойств спектра низких состояний нечетных изотопов сурьмы^{12/}. Расчет $W(\theta)$ был проделан при энергиях $E = 4,1; 7; 14$ МэВ. Параметры $C_2 / 59,8$ МэВ для ^{120}Sn и $253,1$ МэВ для ^{122}Sn / были рассчитаны исходя из экспериментального значения $V(E_2)$, усредненного для изотопов олова^{12/}. Из 13 учтенных нижайших возбужденных состояний лишь 5 дают значительные вклады в W . В ^{121}Sb : $9/2^+$, 1,13 МэВ /33%/; $7/2^+$, 1,65 МэВ /28%/; $5/2^+$, 1,49 МэВ /15%/; $3/2^+$, 1,63 МэВ /11%/; $1/2^+$, 0,51 МэВ /6%/.

В ^{123}Sb : $1/2^+$, 1,09 МэВ /31%/; $9/2^+$, 1,61 МэВ /23%/; $7/2^+$, 1,5 МэВ /16%/; $5/2^+$, 1,04 МэВ /15%/; $13/2^+$, 0,55 МэВ /10%/.

Такое распределение вкладов /при $\theta = 0$ / по уровням остается практически неизменным при трех исследуемых энергиях.

На рис. 2 показана угловая зависимость $W(\theta)$ при $E=14$ МэВ /кривая а/ для естественной сурьмы; феноменологические локальный /б/ и нелокальные /в/ потенциалы взяты из работ^{11,13/}. Теоретическая кривая очень близка к кривой для нелокального феноменологического потенциала. Подобная ситуация получилась при энергиях $E = 4,1$ и 7 МэВ.

Ядро ^{197}Au . Расчеты выполнены при энергиях 1,4 и 1,0 МэВ с учетом следующих нижайших уровней: $1/2^+$, 77 кэВ; $3/2^+$, 268 кэВ; 311 кэВ и $7/2^+$, 515 кэВ. Их волновые функции вычислены в работе^{14/} с использованием частично-фононной модели. Остовом является в данном случае ^{196}Pt . Вклады отдельных уровней при $\theta = 0$ следующие: $1/2^+ - 13\%$; $3/2^+ - 14\%$; $5/2^+ - 34\%$; $7/2^+ - 39\%$. Полученная угловая зависимость при $E = 1,4$ МэВ показана на рис. 3 /кривая а/; там же показаны феноменологические локальный /б/ и нелокальный /в/ потенциалы^{11,15/}.

Как видно из рисунка, согласие теоретического расчета с феноменологическим нелокальным потенциалом - удовлетвори-

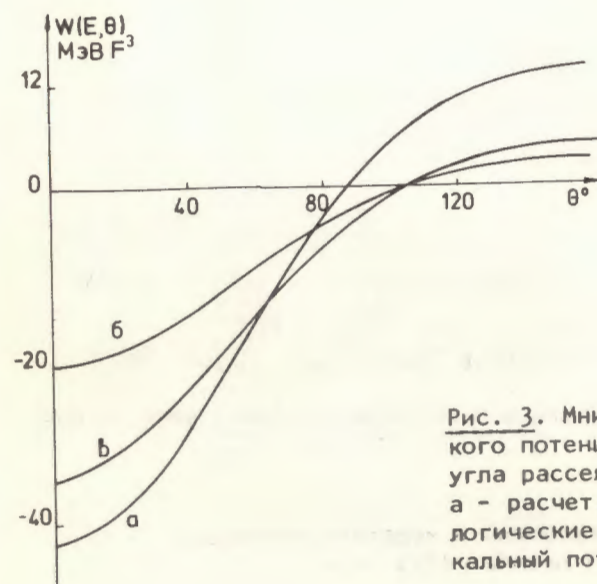


Рис. 3. Мнимая часть оптического потенциала как функция угла рассеяния в ^{197}Au : а - расчет; б, в - феноменологические локальный и нелокальный потенциалы.

тельное. Результаты при $E = 1,0$ МэВ аналогичны. Итак, проведенное исследование мнимой части оптического потенциала на нечетных ядрах ^{27}Al , ^{121}Sb , ^{123}Sb и ^{197}Au показывает важность учета структуры ядра низших коллективных уровней ядра-мишени. Вклад этих возбуждений в $W(E, \theta)$ почти полностью исчерпывает всю величину феноменологического оптического потенциала при низких энергиях. Сравнение теоретических расчетов с феноменологическим описанием свидетельствует о нелокальном характере расчетного потенциала и о применимости использованной модели для исследования структуры нечетных ядер.

ЛИТЕРАТУРА

1. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
2. Vonn-Mau N. Theory of Nuclear Structure, IAEA, Vienna, 1970.
3. Giai N.V., Sawicki J., Vinh-Mau N. Phys.Rev., 1966, 141, p.913.
4. Живописцев Ф.А., Ржевский Е.С. Вестник МГУ, сер.физ., 1974, 6, с.661.
5. Lev A., Beres W.P., Divadeenam M. Phys.Rev., 1974, 9, p.2416.
6. Молина Х., Живописцев Ф.А. CENIC. 1974, т.5, с.1 /Куба/.
7. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. "Наука", М., 1965.
8. Thankappan V.K., True W.W. Phys.Rev., 1965, B137, p.793.
9. Skorka S.J., Retz-Schmidt T.W. Nucl.Phys., 1963, 46, p.225.
10. Bjorkland F., Fernbach S. Phys.Rev., 1958, 109, p.1295.
11. Engelbrecht C.A., Fiedeldej H. Ann.Phys., 1967, 42, p.262.
12. De Pinho A.G., Jeronimo J.M., Goldman I.D. Nucl.Phys., 1968, A116, p.408.
13. Rayburn L.A. Phys.Rev., 1959, 116, p.1573.
14. Mc Kinley J., Rinard Ph.M. Nucl.Phys., 1966, 79, p.159.
15. Auerbach E.H., Moore S.O. Phys.Rev., 1964, B135, p.895.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 декабря 1979 года.