

ОБОЛОЧЕЧНЫЕ ЭФФЕКТЫ В УПРУГОМ РАССЕЙАНИИ НУКЛОНОВ ЯДРАМИ И НЕЙТРОННЫЕ СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ

Ю. В. Адамчук, Д. Ф. Зарецкий, В. К. Сироткин,
М. Г. Уриц

На основе оболочечного подхода к описанию рассеяния нуклонов ядрами параметризуется усредненная по резонансам компаунд-ядра матрица рассеяния. Конкретные расчеты выполнены для силовых функций s -нейтронов. Показано, что в отличие от предсказаний оптической модели, величина и изотопическая зависимость силовой функции в минимуме ($A \sim 100 - 140$) определяется, в основном, величиной спектроскопического фактора $3s$ -состояния.

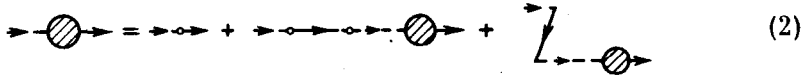
Феноменологическое описание рассеяния нуклонов ядрами основано на использовании оптической модели. В этой модели возбуждение уровней составного ядра в процессе рассеяния учитывается введением мнимой части в оптический потенциал, параметры которого выбираются из условия наилучшего описания экспериментальных данных. Более последовательный подход к описанию возбуждения уровней составного ядра основан на использовании оболочечной модели [1, 2]. В рамках оболочечного подхода к теории ядерных реакций также можно вычислить среднюю S -матрицу (\bar{S}) и проследить ее зависимость от параметров оболочечной модели и величин, определяющих силу связи одночастичных состояний с уровнями составного ядра. Поскольку, в отличие от оптической модели, оболочечный подход учитывает эффекты, связанные с существованием фермиевского заполнения одночастичных состояний, то средняя S -матрица может зависеть также от структуры границы Ферми.

В оболочечной модели волновые функции возбужденных состояний ядер (системы из $A + 1$ нуклона) можно классифицировать по числу частиц и дырок. Кроме одночастичных состояний непрерывного и дискретного спектра $|1p\rangle \equiv |E\rangle$ существуют также многочастичные конфигурации типа $2p - 1h$, $3p - 2h$ и т. д. Как правило, при энергиях возбуждения порядка или больших энергий связи нуклона многочастичные конфигурации с данным спином и четностью не являются изолированными (кроме, может быть, легких и магических ядер). Поэтому удобно сначала диагонализировать гамильтониан оболочечной модели на базе многочастичных конфигураций. В результате возникают состояния компаунд-ядра $|\lambda\rangle$, которые представляют собой суперпозицию многочастичных конфигураций, простейшими из которых являются конфигурации типа $2p - 1h$. В этом базисе решение задачи о рассеянии нуклона сводится к нахождению волновых функций гамильтониана

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{F}, \quad (1)$$

где $\hat{H}_0 |\lambda\rangle = E_\lambda |\lambda\rangle$ и $\hat{H}_0 |1\rho\rangle = E |1\rho\rangle$, а у оператора остаточного взаимодействия \hat{F} отличны от нуля матричные элементы только для переходов $|\lambda\rangle \rightleftharpoons |1\rho\rangle$, $|0\rangle \rightleftharpoons |1h\rangle$, $|\lambda\rangle$. Здесь $|0\rangle$ и $|1h\rangle$ означают соответственно волновые функции основного состояния ядра-мишени (вакуума) и дырочного состояния.

Как и ранее [2], для описания резонансного рассеяния используем уравнения теории квантовых переходов. Введем величины $V_{\lambda/E}$, которые имеют смысл амплитуд вероятности переходов $|\lambda\rangle \rightleftharpoons |E\rangle$. Графически уравнение для этих амплитуд можно записать в виде



Здесь пунктирные линии соответствуют состояниям $|\lambda\rangle$, сплошные — состояниям $|1\rho\rangle$ и $|1h\rangle$. Первое слагаемое в (2) обозначает матричный элемент $F_{\lambda/E}$; во втором слагаемом суммирование производится по одночастичным состояниям с энергией, большей энергии Ферми; в третьем слагаемом учитывается возможность виртуального рождения из вакуума состояний $|1h\rangle$ и $|\lambda\rangle$. В аналитическом виде уравнение (2) выглядит следующим образом:

$$U_{\lambda/E} = F_{\lambda/E} + \sum_{\lambda'} \Pi_{\lambda\lambda'} (E - E_{\lambda'})^{-1} U_{\lambda'/E}; \quad (3)$$

$$\Pi_{\lambda\lambda'}(E) = \sum_{E'} F_{\lambda'/E'} \frac{1 - 2n_{E'}}{E - E' + i\epsilon} F_{E'/\lambda'}$$

где $n_{E'}$ — числа заполнения (спектроскопический фактор для ядра-мишени). Суммирование в выражении для $\Pi_{\lambda\lambda'}$ производится по всем одночастичным состояниям оболочечного гамильтониана, включая непрерывный спектр.

Амплитуды $U_{\lambda/E}$ определяют диагональные элементы матрицы рассеяния согласно соотношениям [1, 2]:

$$S = e^{2i\delta} - i2\pi\rho_E \sum_{\lambda} F_{E/\lambda} (E - E_\lambda)^{-1} U_{\lambda/E}; \quad \bar{S}(E) = S(E + i\epsilon), \quad (4)$$

где $\delta(E)$ — фаза потенциального рассеяния, ρ_E — плотность одночастичных состояний в непрерывном спектре, l — интервал усреднения.

Решение уравнения (3) можно найти с помощью функции Грина радиального уравнения Шредингера для потенциала оболочечной модели. Полученная согласно соотношениям: (3), (4) средняя S -матрица совпадает с S -матрицей оптической модели ($S_{\text{опт}}$) только в том случае, когда не учитывается влияние фермиевского заполнения ($n_E \equiv 0$). Вблизи одночастичных резонансов (резонансов формы) S также совпадает с $S_{\text{опт}}$, поскольку в этом случае вкладом других одночастичных резонансов и связанных состояний можно пренебречь. Вдали от резонанса формы из-за суммирования в (3) по одночастичным состояниям (с данными значениями спина и четности) с энергией, меньшей энергии Ферми, $S(E)$ отличается от $S_{\text{опт}}(E)$. Это отличие, как следует из формул (3),

определяется параметром $W(E)n_{E_b} / (E + E_b)$, где $W(E)$ — мнимая часть оптического потенциала, E_b — энергия связи ближайшего к границе Ферми одночастичного уровня.

Влияние структуры границы Ферми проявляется, в частности, в величине силовой функции для медленных нейтронов, которая определяется соотношением $SF = (2\pi)^{-1} (1 - |\bar{S}|^2)$. Наибольшего отличия величины SF от $(SF)_{\text{опт}}$ следует ожидать в области атомных весов, где соответствующий одночастичный уровень пересекает границу Ферми.

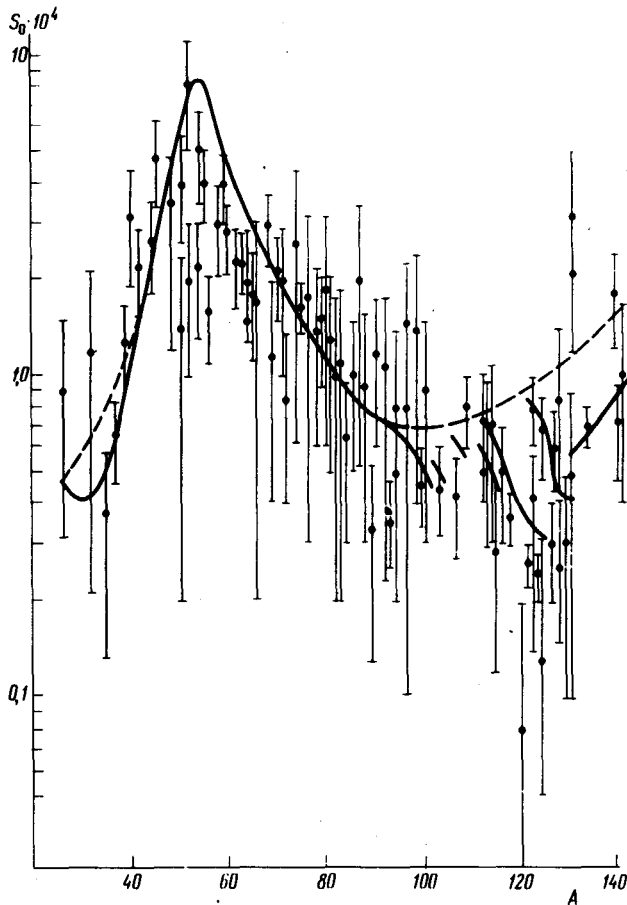


Рис. 1

Для расчета SF будем предполагать, что величина W постоянна по объему ядра. В этом случае с точностью $\sim A^{-1/3}$ удастся найти решение уравнения (3) в аналитическом виде. В результате оказывается, что SF можно вычислять с помощью оптической модели с потенциалом

$$V_{\text{опт}} = V_{\text{об}} + \delta V; \quad \delta V = (-iW + \Delta) \left(1 - \sum_b \frac{2n_b P_b^2 (-iW + \Delta)}{E + E_b + 2n_b (-iW + \Delta)} \right), \quad (5)$$

где Δ — изменение действительной части оптического потенциала по сравнению с оболочечным значением; P_b — интеграл перекрытия вол-

новых функций непрерывного и дискретного спектров, нормированных на единицу в объеме ядра.

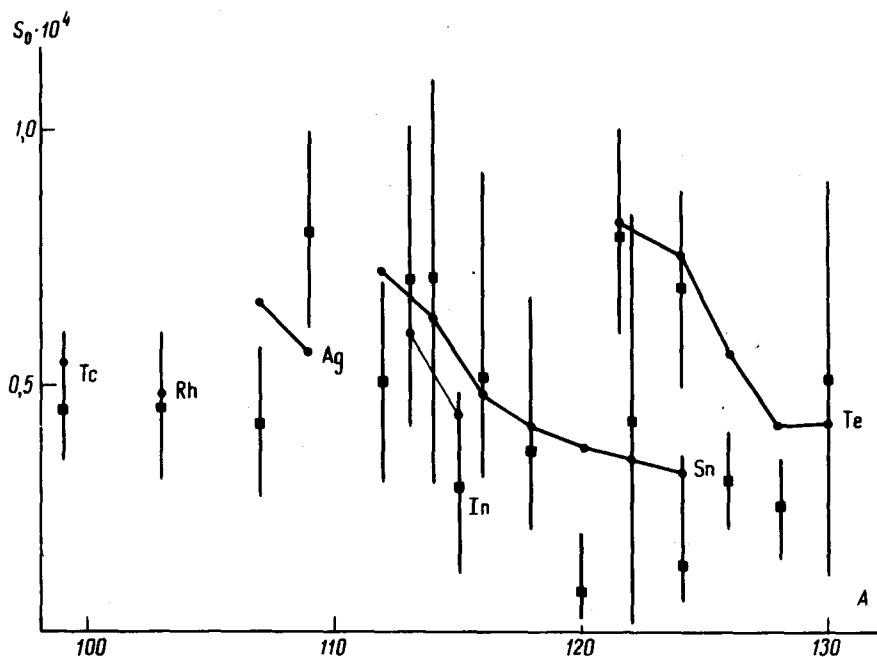


Рис. 2

Силловые функции s -нейтронов были рассчитаны примерно для 100 сферических ядер в области $27 \leq A \leq 142$. Параметры оболочечного потенциала взяты из работы [3]. Использовались величины спектроскопических факторов для $3s$ -состояний, приведенные в работах [4]. Параметры W и Δ найдены методом наименьших квадратов из условия наилучшего согласия экспериментальных и расчетных значений силовых функций. Величины этих параметров оказались равными $W = 3,5 \text{ Мэв}$, $\Delta = 1,5 \text{ Мэв}$. На рис. 1 вместе с экспериментальными данными представлены результаты расчетов приведенных силовых функций $S_0 = E^{-1/2} SF$ (E в эв) на основе оболочечного подхода (сплошная линия) и по оптической модели с указанными выше значениями параметров W и Δ (пунктирная линия). Как и следовало ожидать, наибольшее различие величин SF и $(SF)_{\text{опт}}$ достигается в области A 100 – 140, где одночастичный $3s$ -уровень пересекает границу Ферми. В этой области силовые функции наиболее чувствительны к величине спектроскопического фактора, вариации которого определяют, в основном, изотопический ход SF . Как следует из рис. 2, этот вывод теории согласуется с экспериментальными данными.

Литература

- [1] С.Махау, Н.А.Веиденмюллер. "Shell – model approach to the nuclear reactions". Amsterdam 1966.
 - [2] Д.Ф.Зарецкий, М.Г.Урин. ЯФ, 11, 361, 1970.
 - [3] В.Я.Чепурнов. ЯФ, 6, 955, 1967.
 - [4] В.С.Солонин et al. Phys. Rev., 156, 1316, 1967; С1, 2132, 1970;
R.K.Jolly. Phys. Rev., 136, В683, 1964; В.Роснер. Phys. Rev., 136,
В664, 1964; С.Е.Бриент et al. Phys. Rev., С6, 1837, 1973.
-