

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА "ЭЙКОНАЛЬНОГО РАЗЛОЖЕНИЯ" ДЛЯ ОПИСАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АДРОНОВ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ С ЯДРАМИ

В.П. Заварзина, А.В. Степанов

УДК 539.17.01

В первом приближении "эйконального разложения" проведен расчет амплитуды рассеяния вперед и сечения реакций для нейтронов и протонов промежуточных энергий на ядрах с A от 40 до 208. Полученные значения сравниваются с результатами точных расчетов.

Наиболее непосредственным методом уточнения результатов эйконального приближения (ЭП) в рамках оптической модели (ОМ) или теории многократного рассеяния Глаубера-Ситенко является так называемое "эйкональное разложение" (ЭР), различные варианты которого были предложены в работах /1-3/. В /4-5/ один из вариантов ЭР был использован для вычисления полных сечений σ_T и сечений реакций σ_R пионов и каонов с энергией 80-300 МэВ, а также сечений реакций протонов с энергией 40-1000 МэВ в широком диапазоне значений A . Сравнение результатов этих расчетов с представленными в литературе значениями σ_T и σ_R , полученными при численном интегрировании уравнений ОМ ("точные результаты"), показало, что учет первой поправки к ЭП (1ЭР) заметно сокращает погрешность ЭП, и точность 1ЭР оказалась не хуже 10%.

В настоящей работе в рамках ОМ приближение 1ЭР использовано при вычислении σ_T , σ_R и действительной части амплитуды рассеяния на нулевой угол $\text{Re}F_N(0)$ для нейтронов и протонов с энергией 40-200 МэВ для широкого круга ядер. В приближении 1ЭР волновая функция налетающей частицы $\psi_{\vec{k}}^{(+)}(\vec{r})$ с импульсом $\hbar\vec{k}$ имеет вид:

$$\psi_{\vec{k}}^{(+)}(\vec{r}) = \psi_{\vec{k}}^{(+)\text{ЭП}}(\vec{r}) [1 + \varphi_1(\vec{r})]. \quad (1)$$

Здесь

$$\psi_{\vec{k}}^{(+)\text{ЭП}}(\vec{r}) = \exp[i\vec{k}\vec{r} + i\chi_0(\vec{r})], \quad (2)$$

$$\varphi_1(\vec{r}) = \frac{i}{2k} \int_{-\infty}^z dz' [iV^2 \chi_0(\vec{r}_\perp, z') - (\nabla \chi_0(\vec{r}_\perp, z'))^2], \quad (3)$$

$$\chi_0(\vec{r}) = -\frac{k}{2} \int_{-\infty}^z dz' U_{\text{опт}}(\vec{r}_\perp, z'). \quad (4)$$

Ось Oz || \vec{k} ($\vec{k} \vec{r}_\perp = 0$). Был введен безразмерный оптический потенциал (ОП)

$$U_{\text{опт}}(\vec{r}) = \frac{2\epsilon V_{\text{опт}}(\vec{r})}{\epsilon^2 - m^2 c^4} = U_N(\vec{r}) + U_{\text{so}}(\vec{r}) + U_c(\vec{r}), \quad (5)$$

где $\epsilon = mc^2 + E_p + E_A$; $E_p + E_A$ — сумма кинетических энергий налетающей частицы и ядра в их системе центра масс; m — масса налетающей частицы; $V_{\text{опт}}$ — оптический потенциал; U_N и U_{so} — соответственно центральный и спин-орбитальный компоненты ядерного ОП; U_c — кулоновский потенциал ядра. В расчетах использован вид U_c , соответствующий однородно заряженной сфере радиуса R_c ; U_N имеет стандартную форму Вудса — Саксона.

Подставляя выражения (1) — (5) в известные формулы теории рассеяния, можно вычислить σ_T , σ_R и $\text{Re}F_N(0)$. Обсудим учет кулоновского взаимодействия. В ЭП σ_R зависит только от $\text{Im}U_{\text{опт}}$, и кулоновское поле ядра не влияет на величину $\sigma_R^{\text{ЭП}}$. Неэйконалная поправка пропорциональна $U_c \text{Im}(U_N + U_{\text{so}})$, и ее относительный вклад можно учесть с помощью фактора $1 - W/E_p$, где W — кулоновский барьер ядра [5]. Амплитуда рассеяния на сферически симметричном центральном ядерном потенциале в приближении 1ЭР имеет вид:

$$F_N(0) = F_N^{\text{ЭП}}(0) + \Delta F_N(0). \quad (6)$$

Здесь

$$F_N^{\text{ЭП}}(0) = ik \int_0^\infty r_\perp dr_\perp \{1 - \exp[i\chi_{\text{он}}(r_\perp) + i\chi_{\text{ос}}(r_\perp) - i\chi_{\text{пт}}(r_\perp)]\}, \quad (7)$$

$$\Delta F_N(0) = k \int_0^\infty r_\perp dr_\perp \chi_1(r_\perp) \exp[i\chi_{\text{он}}(r_\perp) + i\chi_{\text{ос}}(r_\perp) - i\chi_{\text{пт}}(r_\perp)], \quad (8)$$

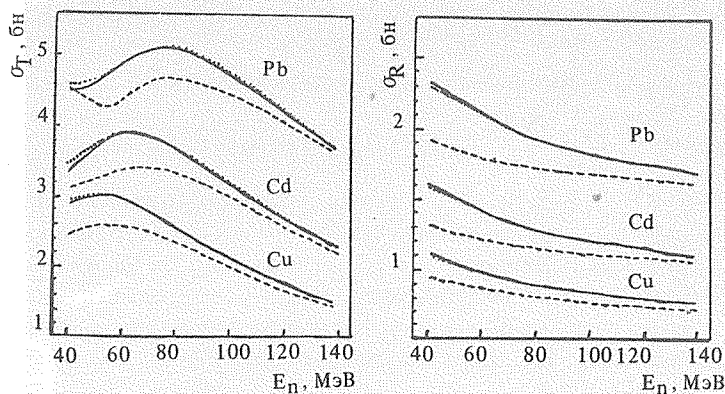
где

$$\chi_1(r_\perp) = -\frac{k}{4} \int_{-\infty}^\infty dz \left(1 + \frac{r}{2} \frac{d}{dr}\right) [U_N^2(r) + 2U_N(r)U_c(r)], \quad (9)$$

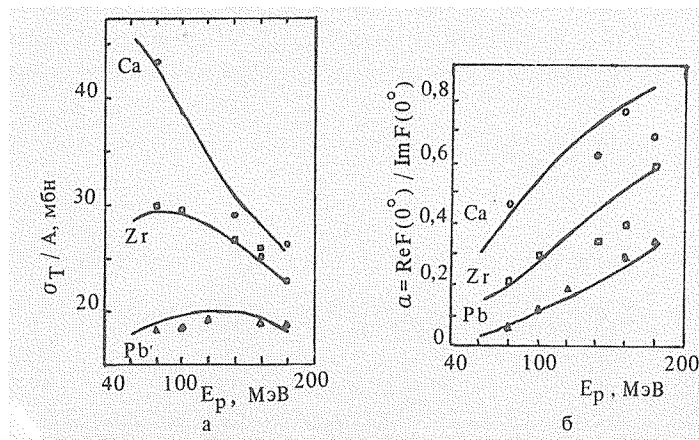
$$\chi_0(r_\perp) = \lim_{z \rightarrow \infty} \chi_0(r_\perp, z), \quad r = \sqrt{r_\perp^2 + z^2},$$

$\chi_{\text{он}}$, $\chi_{\text{ос}}$ и $\chi_{\text{пт}}$ — вклады в χ_0 соответственно центрального ядерного ОП, кулоновского потенциала ядра и потенциала точечного заряда Ze ; Z — чис-

ло протонов в ядре (в выражениях (6) – (8) опущено спин-орбитальное взаимодействие U_{SO} , а в (9) – также вклад, квадратичный относительно U_C). В выражениях (6) – (8) в соответствии со стандартным предписанием [6/



Р и с. 1. Полные сечения σ_T и сечения реакций σ_R для взаимодействия нейтронов с ядрами в зависимости от кинетической энергии нейтронов E_n . Сплошная кривая – расчет в приближении 19Р, точечная кривая – точный расчет [8/], пунктир – ЭП.



Р и с. 2. Полные сечения, отнесенные к одному нуклону, σ_T/A (а) и отношение действительной и мнимой частей амплитуды рассеяния на нулевой угол α (б) для взаимодействия протонов с ядрами в зависимости от кинетической энергии протона E_p . Сплошные кривые – расчет в приближении 19Р; ооо, □□□, △△△ – значения, вычисленные в работе [9/ соответственно для ^{40}Ca , ^{90}Zr , и ^{208}Pb .

из полной амплитуды рассеяния исключен вклад рассеяния на точечном заряде Ze и в полученном выражении приравнены нулю кулоновские фазы, чтобы устранить из $\sigma_T = (4\pi/k) \text{Im}F_N$ слагаемое, обусловленное интерференцией ядерного и кулоновского рассеяний /7/. На рис. 1 приведены результаты вычислений σ_R и σ_T для нейтронов с кинетической энергией 40–140 МэВ и ряда ядер. Из сравнения этих кривых и кривых, полученных при точном расчете по ОМ /8/, можно заключить, что первая неэikonальная поправка заметно улучшает результаты ЭП. На рис. 2 представлены рассчитанные энергетические зависимости σ_T и $a = \text{Re}F_N(0)/\text{Im}F_N(0)$ для протонов с энергией от 40 до 200 МэВ в сравнении с результатами точного расчета /9/. Поведение различных вкладов в σ_T аналогично обсужденному ранее для сечения реакций /5/. Поправки $\delta\sigma_T^N$ и $\delta\sigma_T^C$ практически гасят друг друга в области средних ядер, а в случае тяжелых ядер доминирует кулоновская поправка.

Таким образом, показано, что первое приближение "эйконального разложения" оказывается адекватным методом расчета характеристик взаимодействия нуклонов (и K^+ - и π -мезонов /3/, /4/) промежуточных энергий с ядрами.

Авторы благодарны В.А. Сергееву за полезные обсуждения.

Институт ядерных исследований

Поступила в редакцию 15 мая 1985 г.

АН СССР

ЛИТЕРАТУРА

1. Wallace S. J. Ann. Phys., 78, 190 (1973).
2. Schürmann B., Frahn W. E. Nucl. Phys., 62B, 365 (1973);
Frahn W. E., Schürmann B. Ann. Phys., 84, 147 (1974).
3. Заварзина В. П., Сергеев В. А., Степанов А. В. Изв. АН СССР, сер. физика, 43, 2441 (1979); 44, 1107 (1980).
4. Заварзина В. П., Сергеев В. А., Степанов А. В. Изв. АН Каз. ССР, сер. физ.-мат., № 4, 1 (1981); "Программа экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР", М., 1982, с. 130. Труды II Всесоюзного семинара 16-18 марта 1981 г., Звенигород.
5. Заварзина В. П. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 10, 3 (1984).
6. Гольдбергер М., Ватсон К. Теория столкновений. М., 1967, с. 238.
7. Rix J., Thaler R. M. Phys. Rev., 152, 1357 (1966). Cooper M. D., Johnson M. B. Nucl. Phys., 260A, 352 (1976).
8. Engelbrecht C. A., Fiedeldey H. Ann. Phys., 42, 262 (1967).
9. Nadasen A. et al. Phys. Rev., 23C, 1023 (1981).