

ловое возбуждение электронов проводимости дает заметный вклад, особенно при высоких температурах (≈ 300 К).

Итак, полученные результаты сближают теоретические и экспериментальные данные. Отметим, что наше выражение для функции Грина атомной дырки $g(t)$ до первого порядка по γ совпадает с результатом, полученным Феррелом для соответствующего порядка. Но наше исследование имеет более общий характер. В работе Феррела не рассматривается функция Грина электронов проводимости, результаты получены в приближении малой константы связи (в то время как в настоящей работе константа связи произвольна) и вопрос об уширении спектров не изучается. Важно еще отметить, что в нашей работе показана возможность перестройки теории НД для конечных температур.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nozieres P., de Dominicis C. T. Singularities in the X-Ray absorption and emission of metals. III. One body theory exact solution.— *Phys. Rev.*, 1969, 178, N 3, p. 1097—1107.
2. Dow J. D. Theory of X-Ray edges.— *Nuovo Cim. B*, 1977, 39, N 2, p. 465—468.
3. Doniach S., Sunjic M. Many-electron singularities in X-Ray photoemission and X-Ray line spectra from metals.— *J. Phys. C: solid st. phys.*, 1970, 3, p. 285—291.
4. Hüfner S., Wertheim G. K. Core-line asymmetries in the X-Ray photoemission spectra of metals.— *Phys. Rev. B*, 1975, 11, N 2, p. 678—683.
5. Mahan G. D. Many body effects on X-Ray spectra of metals.— *Solid State Phys.*, 1974, 29, p. 75—138.
6. Gupta R. P., Freeman A. J. Band structure contributions to X-Ray emission and absorption spectra and edges in Mg.— *Phys. Rev. Lett.*, 1976, 36, N 20, p. 1194—1197.
7. Gupta R. P., Freeman A. J. Role of band structure on the X-Ray edge shape in Na metal.— *Phys. Lett. A*, 1976, 59, N 3, p. 223—225.
8. Gupta R. P., Freeman A. J., Dow J. D. Band theory of K-edge transitions in Li.— *Phys. Lett. A*, 1976, 59, N 3, p. 226—228.
9. Ferrel R. A. Temperature dependence of the infrared divergence in the degenerate Fermi gas.— *Phys. Rev.*, 1969, 186, N 2, p. 399—401.
10. Baer Y., Citrin P. H., Wertheim G. K. X-Ray photoemission in Li and explanation of its X-Ray edge.— *Phys. Rev. Lett.*, 1976, 37, N 1, p. 49—52.
11. Bergersen B., McMullen T., Carbotte J. Effect of lattice relaxation on the soft X-Ray spectra of metals.— *Can. J. Phys.*, 1971, 49, p. 3155—3165.
12. Heddin L., Rosengren A. On temperature broadening in X-Ray spectra of metals.— *J. Phys. F: metal physics*, 1977, 7, N 7, p. 1339—1348.

Поступила в редакцию
23.01.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, т. 22, № 1

УДК 539.171.016

Ф. А. ЖИВОПИСЦЕВ, Х. МОЛИНА (Куба)

ЭФФЕКТ КОРРЕЛЯЦИЙ В ОСНОВНОМ СОСТОЯНИИ И УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НУКЛОНОВ НА ЯДРАХ

^{16}O и ^{40}Ca

Возможности перехода от задачи об упругом рассеянии в системе многих частиц к одночастичной задаче посвящены многие работы [1—3]. Мнимая часть оптического потенциала обусловлена возможностью неупругих столкновений, а также резонансного образования возбужденного комплекса — промежуточного ядра.

К неупругим процессам нуклона с ядром в области малых энергий относятся столкновения, в результате которых происходят возбуждения

где θ — угол между векторами k и k' , j_2 относится к частице в промежуточном состоянии, j_1 — к рассеянной частице, j_3, j_4 — к промежуточному возбужденному состоянию ядра-мишени (1). Радиальная волновая функция частицы в промежуточном состоянии, входящая в матричный элемент $\langle \bar{j}_2 j_1; I | F | \bar{j}_3 j_4; I \rangle$, определяется следующим образом: либо как свободная функция

$$R_{l_2 j_2} = \sqrt{\frac{2}{\pi} \frac{mk}{\hbar^2}} j_{l_2}(kr) Y_{1/2 l_2 j_2}(k, \sigma),$$

либо как искаженная функция

$$R_{l_2 j_2}^{\pm} = \sqrt{\frac{2}{\pi} \frac{mk}{\hbar^2}} e^{\pm i \delta_{l_2 j_2}} F_{l_2 j_2}(kr),$$

где $\delta_{l_2 j_2}$ — фазы рассеяния, $F_{l_2 j_2}(kr)$ — регулярное решение уравнения Шредингера; либо $R_{l_2 j_2}$ — радиальная функция связанного состояния частицы в промежуточном ядре. Аналогичным образом определяются радиальные волновые функции в состояниях j_1, j_3, j_4 . В приближении Тамма — Данкова (ПТД) коэффициенты $\chi_{j_s}^I$ определяются из системы уравнений [4]:

$$\chi^I = AF\chi^I, \quad (7)$$

где A выбирается в виде

$$A = \frac{\Theta_+(p) \cdot \Theta_-(h)}{E - \varepsilon_p - \varepsilon_h + i\Delta}. \quad (8)$$

Состояния частицы (p) и дырки (h) принадлежат дискретному спектру; функция $\Theta_+(p)$ определяется в виде

$$\Theta_+(p) = \begin{cases} 0, & E_p < E_F, \\ 1, & E_p > E_F, \end{cases}$$

где E_F — энергия Ферми; ε_p и ε_h — энергии частицы и дырки соответственно.

В приближении случайных фаз, учитывающих корреляции в основном состоянии [7], амплитуды χ^I определяются из уравнений (7), где

$$A = \frac{\Theta_+(p) \Theta_-(h)}{E - \varepsilon_p - \varepsilon_h + i\Delta} - \frac{\Theta_-(p) \Theta_+(h)}{E + \varepsilon_p + \varepsilon_h - i\Delta}. \quad (9)$$

В данной работе исследуется влияние корреляции частица-дырка в основном состоянии на рассеивательные свойства ядер ^{16}O и ^{40}Ca .

Эффект назад идущих диаграмм Фейнмана особенно важен в случае низших коллективных состояний $3_1^- T = 0$ и $5_1^- T = 0$ магических ядер ^{16}O и ^{40}Ca . Для остальных возбуждений этот эффект мал [7]. Основной вклад для сферических ядер в $\text{Im } V_{\text{опт}}$ дают низшие коллективные состояния с $T=0$ и мультипольные гигантские резонансы (МГР) [8].

Наибольший вклад в $\text{Im } V_{\text{опт}}$ для магических ядер падает на низшие коллективные состояния $3_1^- T = 0$ и $5_1^- T = 0$ и отдельных МГР ($T=0; 1$). Вклад всех однофононных возбуждений в $\text{Im } V_{\text{опт}}$ в рамках коллективной модели для сферических ядер исследован в работе [8].

Учет двухфононных возбуждений, как показано в работе [9], где анализируется неупругое рассеяние нуклонов, дает заметный дополнительный вклад лишь при высоких энергиях возбуждения, главный вклад

при низких энергиях возбуждения дает однофононный механизм возбуждения.

Поэтому можно ожидать, что вклад двухфононных возбуждений в $\text{Im} V_{\text{опт}}$ важен при высоких энергиях возбуждения промежуточного ядра, но мы ограничиваемся энергией падающей частицы 14 МэВ, когда заведомо вклад двухфононных возбуждений мал. В настоящей работе исследуется в рамках микроскопического подхода влияние корреляций в основном состоянии на $\text{Im} V_{\text{опт}}$ для ядер ^{16}O и ^{40}Ca , которые наиболее важны для низших сильно коллективизированных состояний 3_1^- $T=0$ (ядро ^{16}O), 3_1^- и 5_1^- $T=0$ (ядро ^{40}Ca) (в коллективной модели и ПТД этот эффект не учитывается).

Ядро ^{16}O . Как показали ранние исследования в коллективной модели ядра [10], основной вклад в $\text{Im} V_{\text{опт}}$ дают для сферических четно-четных ядер коллективные уровни 3^- (до 50%). В этой связи особенно важно проверить влияние корреляций в основном состоянии в прибли-

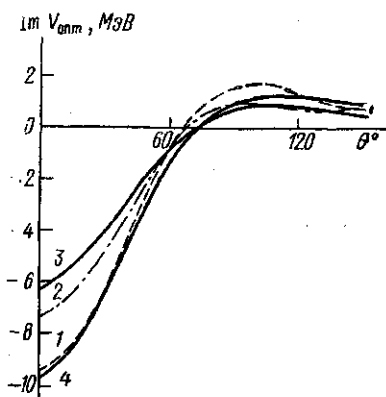


Рис. 1. Угловая зависимость $\text{Im} V_{\text{опт}}(\theta)$ для ^{16}O при $E = 14$ МэВ: 1 — расчет в приближении случайных фаз; 2 — расчет в приближении Тамма—Данкова; 3 — локальный феноменологический потенциал; 4 — нелокальный феноменологический потенциал

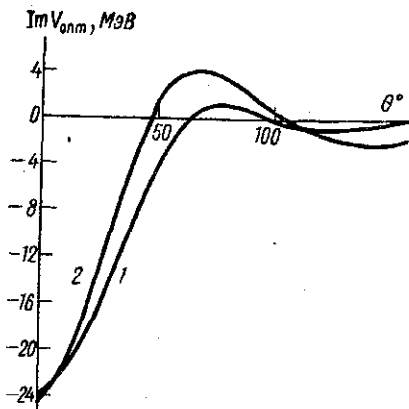


Рис. 2. Угловая зависимость $\text{Im} V_{\text{опт}}(\theta)$ для ^{40}Ca при $E = 14,6$ МэВ: 1 — расчет в приближении случайных фаз; 2 — нелокальный феноменологический потенциал

жении случайных фаз (ПСФ) на вклады низших коллективных состояний (3^-) по сравнению с расчетами в приближении Тамма — Данкова и коллективной модели.

Волновые функции и соответствующие энергии возбуждения ядра ^{16}O в ПТД и ПСФ получены Жилле и Вин-Мау [7]. Расчет $\text{Im} V_{\text{опт}}$ сделан при энергии $E = 14$ МэВ с выбором остаточного двухчастичного ядерного взаимодействия F в виде δ -сил [6]:

$$F = g(1 - \alpha + \alpha\sigma_1\sigma_2) \delta(r_1 - r_2).$$

Были учтены следующие уровни, которые дают наибольший вклад в $\text{Im} V_{\text{опт}}$ [8]: 3_1^- $T=0$ (6,2 МэВ); 3_2^- $T=1$ (13,2 МэВ); 1^- $T=1$ (13,01 МэВ); 2^- $T=1$ (13,0 МэВ); 0_1^- $T=0$ (10,9 МэВ); 0_2^- $T=1$ (12,8 МэВ).

Результаты расчетов $\text{Im } V_{\text{опт}}^{\circ}(\theta)$ в ПТД и ПСФ показаны на рис. 1 (кривая 1 — ПСФ, кривая 2 — ПТД). На этом же рисунке представлены феноменологические локальный (3) и нелокальный (4) потенциалы [11, 12]. Как видно из рисунка, расчетная кривая $\text{Im } V_{\text{опт}}$ в ПСФ практически совпадает с нелокальным феноменологическим потенциалом. В ПСФ вклады уровней в $\text{Im } V_{\text{опт}}$ при $\theta=0$ следующие: 3_1^- — 57,7%; 3_2^- — 9%; 1^- — 17%; 2^- — 10%; 0_1^- — 5%; 0_2^- — 2%. В ПТД: 3_1^- — 36,5%; 3_2^- — 13%; 1^- — 24%; 2^- — 16,5%; 0_1^- — 6,7%; 0_2^- — 3,5%. Итак, в ПСФ по сравнению с ПТД вклад низшего коллективного уровня 3^- значительно увеличивается, что особенно важно, поскольку уровень 3_1^- дает основной вклад в $\text{Im } V_{\text{опт}}$.

Ядро ^{40}Ca . Расчет проведен при $E=14,6$ МэВ с учетом коллективных уровней 3^- (3,78 МэВ) и 5^- (4,45 МэВ). Волновые функции в ПСФ взяты из работы [7]. На рис. 2 показаны результаты расчета (кривая 1 — ПСФ, 2 — нелокальный феноменологический потенциал [12, 13]). Как видно из рис. 2, имеет место хорошее согласие расчетов в ПСФ с феноменологическим нелокальным потенциалом. Из сравнения полученных результатов расчета $\text{Im } V_{\text{опт}}$ в ПСФ с расчетами в коллективной модели для ядер ^{16}O и ^{40}Ca [10] приходим к выводу, что учет корреляций в основном состоянии существенно увеличивает вклад низшего коллективного состояния 3_1^- , что и определяет удовлетворительное согласие с рассеивательными свойствами ядер (феноменологическими потенциалами).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Feshbach H. Unified theory of nuclear reaction.—Ann. Phys., 1958, 5, p. 357—390.
2. Bloch C. Une formulation unifié de la theori des reactions nucleaires.—Nucl. Phys., 1957, 4, p. 503—528.
3. Brown G. E. Foundations of the optical model for nuclei and direct interaction.—Rev. Mod. Phys., 1959, 31, p. 893—919.
4. Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М., 1965, 572 с.
5. 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.
6. Живописцев Ф. А., Московкин В. М., Юдин Н. П. О связи дипольных и квадрупольных колебаний в магических ядрах.—Изв. АН СССР. Сер. физ., 1968, 32, с. 599—603.
7. Gillet V., Vinh-Mau N. Particle-hole description of carbon 12 and oxygen 16.—Nucl. Phys., 1964, 54, p. 321—351.
8. Ржевский Е. С. Микроскопическая теория оптического потенциала нуклон-ядерного взаимодействия и метод квантовых функций Грина. Канд. дис. М., 1979.
9. Проняев В. Г. Микроскопическое описание жесткой части спектров неупругого рассеяния нуклонов на атомных ядрах. Обнинск, 1979.
10. Живописцев Ф. А., Ржевский Е. С. О вкладе коллективных возбуждений ядра-мишени в мнимую часть оптического потенциала.—Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон., 1974, 15, № 6, с. 661—666.
11. Lamot G. H., Faugard C., Massot J. N., El Baz E., Lafoucriere J. Analyse de la reaction $^{16}\text{O}(n, \gamma)^{17}\text{O}$ a 14 MeV par la methode des ondes distordues.—Nucl. Phys., 1967, VA99, p. 633—651.
12. Engelbrecht C. A., Fiedeldey H. Nonlocal potentials and energy dependence of the optical model for neutrons.—Ann. Phys., 1967, 42, p. 262—295.
13. Bjorklund F. E., Fernbach S., Sherman N. Optical model of nucleus with absorbing surface.—Phys. Rev., 1956, 101, p. 1832—1833.

Поступила в редакцию
29.01.79