Таким образом, алгебры наблюдаемых $\mathfrak{A}_0(\mathcal{O})$, определенные через полевые алгебры формулой (14), можно получать явно, как второй коммутант множества образующих $\varphi(f)\varphi^*(g)$ с $\operatorname{supp} f \cup \operatorname{supp} g \subset \mathcal{O}$. В силу сепарабельности пространства основных функций $\mathcal{S}(R^4)$ множество образующих можно считать счетным.

В заключение автор выражает большую благодарность проф. Д. А. Славнову за постоянное внимание к работе. Автор признателен А. Е. Пухову за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сигал И. Математические проблемы релятивистской физики. М., 1968.
2. Dixmier J. Les algebres d'operateurs dans l'espace hilbertein. Paris, 1957.
3. Araki H. „J. Math. Phys.", 1964, **5**, 1.
4. Dell'Antonio G. F. „Commun. Math. Phys.", 1968, **9**, 81.
5. Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. Введение в теорию квантованных полей. М., 1973.
6. Завьялов О. И., Сушко В. Н. В кн.: Статистическая физика и квантовая теория поля, под ред. Н. Н. Боголюбова. М., 1973.
7. Хепп К., Эпштейн А. Аналитические свойства амплитуды рассеяния в локальной квантовой теории поля. М., 1971.
8. Nelson E. „Ann. Math.", 1959, **70**, 572.
9. Данфорд Н., Шварц Дж. Т. Линейные операторы. Т. 2. М., 1966.

Кафедра
физики высоких энергий

Поступила в редакцию
15.12.77

УДК 539.124:539.292.01

Ф. А. Живописцев, Ф. Э. Комас (Куба)

О ВЛИЯНИИ ПЛАЗМЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ НА ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРА НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ БЫСТРОГО ЭЛЕКТРОНА В МЕТАЛЛАХ

В предыдущей работе [1] обсуждалось, какое влияние оказывают многочастичные эффекты на процесс неупругого рассеяния быстрого электрона при прохождении через тонкую металлическую пленку. В указанной работе на основе теории Махана—Нозьера—Доминисиса [2—4] показано, что учет взаимодействия в конечном состоянии, когда электрон выбрасывается с атомного уровня на поверхность Ферми, приводит к особенностям в спектре неупруго рассеянных электронов (сингулярное поведение). Характер особенностей в спектре определяется полученным выражением для динамического формфактора (ДФФ) как функции передаваемой энергии ω:

$$S(q,\ \omega)=\frac{1}{\pi}\ \mathrm{Re}\ \sum_{l} A_l\,|M_l(-q)|^2\left|\frac{\xi_0}{\omega-\omega_0}\right|^{\alpha_l}\exp\left(-\frac{\omega-\omega_0}{\xi_0}\right)\theta(\omega-\omega_0), \tag{1}$$

где $M_l(-\mathbf{q})$ — коэффициент разложения матричного элемента перехода по парциальным волнам, ξ_0 — фактор обрезания по энергии, ω_0 — энергия порога, $w_0 = \varepsilon_F - E$, E — энергия внутренней дырки, $\alpha_l = \frac{2\delta_l}{\pi} - 2 \times \times \sum_{l'} (2l'+1) \left(\frac{\delta_{l'}}{\pi}\right)^2$ — показатель Нозьера—Доминисиса, A_l — константа. Вероятность рассматриваемого процесса (e, e') определяется соотношением

$$W(q, \omega) = 2\pi \left(\frac{4\pi e^2}{q^2}\right)^2 S(q, \omega). \tag{2}$$

При выводе соотношения (2) были учтены многочастичные-многодырочные возбуждения в зоне проводимости, вызванные переходом электрона с атомного уровня в зону проводимости (появление внутренней дырки). Конечно, в электронном газе зоны проводимости возможны коллективные возбуждения — плазменные колебания (плазмоны). Плазмоны также возбуждаются в изучаемом нами процессе и взаимодействуют с внутренней дыркой.

Лангрец исследовал систему плазмонов, взаимодействующих с внутренней дыркой в рамках модели, предлагаемой Лундквистом [5]. В этой работе Лангрец получил точное решение модели Лундквиста, используя метод Нозьера—Доминисиса [3].

В настоящей работе исследуется влияние плазмонов на структуру и особенности ДФФ. Получено выражение для ДФФ, выявляющее особенности спектра, обусловленного плазмонами. Эти особенности ДФФ являются существенными, в частности, когда исследуется достаточно широкий диапазон спектра передаваемой энергии.

Функция Грина внутренней дырки с учетом плазмонов. Функция Грина внутренней дырки $g(t)$ без учета плазмонов записывается в виде (при $|\xi_0 t| \gg 1$)

$$g(t) = -i\theta(-t) \exp(-i\omega_0 t) |i\xi_0 t|^{-\varepsilon}, \tag{3}$$

где $\varepsilon = 2\sum_l (2l+1) \left(\frac{\delta_l}{\pi}\right)^2$.

Выражение (3) для $g(t)$ получено с учетом взаимодействия между внутренней дыркой и электронами зоны проводимости, а также вкладов от многочастичных-многодырочных конфигураций, обусловленных этим взаимодействием, и взаимодействия плазмонов с внутренней дыркой, константа связи которого определяется соотношением

$$\gamma_q^2 = \frac{2\pi e^2}{q^2} \cdot \frac{\omega_p^2}{\omega_q}, \tag{4}$$

где $\omega_p = \left(\frac{3e^2}{m a_0^3 r_s^3}\right)^{1/2}$ — плазменная частота, a_0 — боровский радиус, r_s — параметр плотности.

В данной работе мы пренебрегаем дисперсией плазмонов, т. е. полагаем $\omega_q = \omega_p$. Итак, имеем

$$\gamma_q^2 = \frac{2\pi e^2 \omega_p}{q^2}. \tag{5}$$

Как показано в работе Лангреца [5], учет плазмонов соответственно видоизменяет структуру $g(t)$. Новая функция Грина внутренней дырки $g_p(t)$ отличается от $g(t)$ множителем $\exp C_p(t)$, т. е.

$$g_p(t) = g(t) \exp C_p(t). \tag{6}$$

Выражение (6) получено в пренебрежении взаимодействием между плазмонами и между плазмонами и электронами проводимости. Для $C_p(t)$ имеем [5]

$$C_p(t) = -a\,[1 + i\omega_p t - \exp(i\omega_p t)], \tag{7}$$

где $a = \sum\limits_q \left(\dfrac{\gamma q}{\omega_p}\right)^2$.

Параметр a легко оценить:

$$a = \left(\frac{4}{9\pi}\right)^{1/3} \left(\frac{me^3}{\pi\hbar^2}\right) a_0 r_s \approx 0{,}16\, r_s. \tag{8}$$

Отметим, что для простых металлов $a<1$ (так как $2<r_s<6$).

Итак, окончательно для $g_p(t)$ получим

$$g_p(t) = -i\theta(-t)\,|i\xi_0 t|^{-\varepsilon} \exp[-a - i(\omega_0 + a\omega_p)t + a\exp(-i\omega_p t)]. \tag{9}$$

Выражение (9) перепишем в виде

$$g_p(t) = -i(\theta)(-t)\,|i\xi_0 t|^{-\varepsilon} \sum_n \Lambda_n \exp[-i(\omega_0 + a\omega_p + n\omega_p)t], \tag{10}$$

где $\Lambda_n = \dfrac{a^n}{n!}\exp(-a)$.

Отметим, что Λ_n убывает с возрастанием n.

Определение корреляционной функции $\Pi(q, t)$. В работе [1] была введена корреляционная функция

$$\Pi(q, t) = \sum_l (2l+1)^2 |M_l(-q)|^2 G_l(t), \tag{11}$$

где $G_l(t) = L_l(t)\, g(t)$.

При учете плазменных эффектов для $\Pi(q, t)$ получим

$$\Pi_p(q, t) = \sum_l (2l+1)^2 |M_l(-q)|^2 G_l^p(t), \tag{12}$$

где

$$G_l^p(t) = L_l(t)\, g_p(t).$$

Модифицированная функция Грина электрона $L_l(t)$ с учетом плазмонов не изменяется, так как пренебрегается взаимодействием электронов проводимости с плазмонами. Конечно, в более реалистичной трактовке проблемы мы должны учитывать подобное взаимодействие. Используя выражение для $L_l(t)$ из работ [1, 3], для $\Pi_p(q, t)$ окончательно получим (для $|\xi_0 t| \gg 1$)

$$\Pi_p(q, t) = A\,\theta(-t) \sum_l (2l+1)^2 |M_l(-q)|^2 |i\xi_0 t|^{\alpha_l - 1} \times$$
$$\times \sum_n \Lambda_n \exp(-i\omega_n t), \qquad (13)$$

где $\omega_n = \omega_0 + a\,\omega_p + n\,\omega_p$.

Выражение (13), следуя Махану [4], можно обобщить на относительно малые времена $|\xi_0 t| \gg 1$:

$$\Pi_p(q, t) = A\,\theta(-t) \sum_l (2l+1)^2 |M_l(-q)|^2 |1 + i\xi_0 t|^{\alpha_l - 1} \times$$
$$\times \sum_n \Lambda_n \exp(-i\omega_n t). \qquad (14)$$

Из (14) легко получить формулу для $\Pi_p(q, \omega)$, справедливую по всему диапазону частот спектра (не только у края поглощения ω_0):

$$\Pi_p(q, \omega) = \sum_{l, n} A_l |M_l(-q)|^2 \Lambda_n \left| \frac{\xi_0}{\omega - \omega_n} \right|^{\alpha_l} \exp\left(-\frac{\omega - \omega_n}{\xi_0}\right) \theta(\omega - \omega_n). \qquad (15)$$

Для ДФФ получим

$$S(q, \omega) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \Pi_p(q, \omega),$$

где $\Pi_p(q, \omega)$ определяется выражением (15).

Итак, вероятность (e, e') процесса определяется следующим соотношением (плазменные эффекты учтены):

$$W(q, \omega) = 32\pi^2 e^4 \sum_{l, n} \operatorname{Re} A_l f_l(q) \Lambda_n \left| \frac{\xi_0}{\omega - \omega_n} \right|^{\alpha_l} \exp\left(-\frac{\omega - \omega_n}{\xi_0}\right) \theta(\omega - \omega_n). \qquad (16)$$

Величина $f_l(q) = \frac{1}{q^4} |M_l(-q)|^2$ показывает, какие значения l дают основной вклад в $W(q, \omega)$. Отметим, что $W(q, \omega)$ зависит от знака показателя α_l.

Допустим, что для данного значения q функция $f_l(q)$ имеет, например, одно значение $l = \beta$.

Тогда

$$W(q, \omega) \sim \sum_n \Lambda_n \left| \frac{\xi_0}{\omega - \omega_n} \right|^{\alpha_\beta} \exp\left(-\frac{\omega - \omega_n}{\xi_0}\right) \theta(\omega - \omega_n). \qquad (17)$$

При $\alpha_\beta < 0$ функция $W(q, \omega)$ — убывающая функция от ω, которая обращается в нуль при $\omega = \omega_n$ $(n = 0, 1, 2, \ldots)$. При $\alpha_\beta > 0$ функция $W(q, \omega)$ имеет особенности типа $(\omega - \omega_n)^{-\alpha_\beta}$ при $\omega = \omega_n$ $(n = 0, 1, 2, \ldots)$.

Итак, если в функцию $W(q, \omega)$ дают вклад различные l, причем $\alpha_l > 0$ либо $\alpha_l < 0$, в экспериментальном спектре рассеянных электронов будут наблюдаться резкие изменения с ростом передаваемого импульса

q. Исследование указанных особенностей (с учетом плазмонов) представляет несомненный интерес как проверка рассматриваемой теории (учет многоэлектронных эффектов в конечном состоянии). Первой работой, в которой изучается тонкая структура спектра (e, e'), является работа Гибсона с сотрудниками [6]. Безусловно, необходимо дальнейшее исследование процессов (e, e') с выявлением тонкой структуры энергетических спектров. Дальнейший теоретический анализ основан на строгом учете корреляционных эффектов и динамики процесса рассеяния (e, e').

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Живописцев Ф. А., Комас Ф. Э. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон.», 1978, **19**, № 6.
2. Mahan G. „Phys. Rev.", 1967, **163**, 612.
3. Nozieres P., de Dominicis C. „Phys. Rev.", 1969, **178**, 1097.
4. Mahan G. „Phys. Rev.", 1975, **B11**, 4814.
5. Langreth D. „Phys. Rev.", 1970, **B1**, 471.
6. Gibbons P., Schnatterly S. et al. „Phys. Rev", 1976, **B13**, 2451.

НИИЯФ

Поступила в редакцию
22.07.77