Письма в ЖЭТФ, том 38, вып.5, стр. 241 – 243 *10 сентября 1983 г.*

АНДЕРСОНОВСКИЙ ПЕРЕХОД В КВАЗИОДНОМЕРНОЙ НЕУПОРЯДОЧЕННОЙ СИСТЕМЕ

В.Н.Пригодин, Ю.А.Фирсов

Учитывая самосогласованным образом диаграммы, с максимально пересекающимися примесными линиями, получено, что в области поперечного зацепления $w < 1/\tau \ll \epsilon_F$ все состояния по-прежнему остаются локализованными. Диффузия имеет место при $w\tau \gtrsim 1$. Вычислена частотная зависимость проводимости.

Проблема локализации квантовой частицы в одномерной неупорядоченной системе может быть изучена точно, используя метод Березинского [1]. Применение этого метода к системам бо́льшей размерности наталкивается на большие математические трудности [2]. С другой стороны в последнее время были развиты диаграммные методы, позволяющие качественно изучить задачу локализации электронов в системах размерности $d = 1, 2$ [3–5] и $d = 3$ [6,7] (локализация по Андерсону). При этом для $d = 1$ получено качественное согласие с точными результатами [1]. В настоящей работе мы применили такой подход к квазиодномерной системе. Функция Грина электрона может быть записана в виде

$$G_\pm^{-1}(\omega, p) = \omega - v_F(|p_\|| - p_F) + w\phi(p_\perp) \pm i/2\tau ;$$
$$\phi(p_\perp) = \cos ap_x + \cos ap_y ; \tag{1}$$
$$\frac{1}{\tau} = 2\pi u^2 N(0) ; \quad N(0) = \frac{1}{\pi v_F a^2} .$$

Считается, что $\epsilon_F \gg w,\ 1/\tau$.

В работе [3] был указан вид диаграмм, обусловливающих существенную перенормировку коэффициента диффузии для $d = 1, 2$. Они показаны на рис.1 [3–5]. Здесь волнистая линия представляет собой диффузон в электрон-электронном канале, где его функция Грина сохраняет обычный вид

$$D^0(q, \omega) = \frac{u^2\tau^{-1}}{-i\omega + D_\|^0 q_\|^2 + D_\perp^0(2 - \phi(q_\perp))} \tag{2}$$
$$D_\|^0 = v_F^2\tau ; \quad D_\perp^0 = w^2\tau .$$

Соответствующие поправки к диффузии, возникающие от указанных диаграмм, в квазиодномерном случае оказываются равными

$$D_\|(\omega) = D_\|^0 - \frac{1}{\pi N(0)} \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{\widetilde{D}_\|}{-i\omega + \widetilde{D}_\| q_\|^2 + \widetilde{D}_\perp(2 - \phi(q_\perp))} , \tag{3}$$

$$D_\perp(\omega) = D_\perp^0 - \frac{1}{\pi N(0)} \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{D_\perp}{-i\omega + \widetilde{D}_\| q_\|^2 + \widetilde{D}_\perp (2 - \phi(q_\perp))}, \tag{4}$$

где $\widetilde{D} = D_0$. В (3) – (4) интегрирование по $q_\|$ ограничено условием $q_\| \leqslant (D_\|^0 \tau)^{-1/2} = 1/l_0$ [3-7], поскольку диффузия имеет место всегда на расстояниях бо́льших длины свободного пробега l_0. Интегрирование по $q_\perp$ в (3) – (4) проводится по всей первой зоне Бриллюэна, если $(w\tau)^2 < 1$. Из (3) – (4) следует, что поправки также, как в случае $d = 1, 2$, могут оказаться весьма существенными в области малых значений параметра w (см. ниже) и возникает сложная до конца нерешенная проблема учета последующих поправок [3-6]. Следуя работе [4], мы выполним суммирование подобных поправок по самосогласованной схеме – положим в (3) – (4) $\widetilde{D} = D(\omega)$. В результате получим

$$\frac{D_\|(\omega)}{D_\|^0} = \frac{D_\perp(\omega)}{D_\perp^0} = \alpha(\omega),$$

$$\alpha = 1 - \chi_1 + \frac{-i\widetilde{\omega}}{\alpha} \chi_2, \tag{5}$$

где

$$\chi_1 = \int_0^1 \frac{dq}{\pi} \int \frac{d^2 q_\perp}{(2\pi)^2} \frac{1}{q^2 + \widetilde{w}^2 (2 - \phi(q_\perp))}, \tag{6}$$

$$\chi_2 = \int_0^1 \frac{dq}{\pi} \int \frac{d^2 q_\perp}{(2\pi)^2} \frac{1}{q^2 + \widetilde{w}^2 (2-\phi)} \frac{1}{-i\widetilde{\omega}/\alpha + q^2 + \widetilde{w}^2(2-\phi)}, \tag{7}$$

Выше введены $\widetilde{w} = w\tau$ и $\widetilde{\omega} = \omega\tau$. χ_1 в (6) является монотонной функцией $\widetilde{w}$: $\chi_1(\widetilde{w} \to 0) \propto 0,37/\widetilde{w}$ и $\chi_1(\widetilde{w} \to \infty) \propto \ln \widetilde{w}/(\pi\widetilde{w})^2$. Следовательно, существует критическое значение [1] $\widetilde{w}$, равное $\widetilde{w}_c \cong 0,31$, где $D(w = 0) = 0$. Вблизи порога уравнение (5) можно переписать в виде ($|\widetilde{\omega}/\alpha| \ll 1$, $|\epsilon| \ll 1$; $\epsilon = (w - w_c)/w_c$)

$$\alpha = 1,25\,\epsilon + 1,64 \sqrt{-i\widetilde{\omega}/\alpha}\,. \tag{8}$$

Откуда следует, что при $w > w_c$ система пребывает в диффузионном режиме. Полагая $\sigma(\omega) = \alpha(\omega)\sigma_0$ имеем при $w > w_c$

$$\frac{\sigma_{dc}}{\sigma_0} = \epsilon; \quad \frac{\sigma_{ac}}{\sigma_0} \sim \begin{cases} (1-i)|\widetilde{\omega}/\epsilon|^{1/2}; & |\widetilde{\omega}| \ll |\epsilon|^3 \\ (\sqrt{3} - i)|\widetilde{\omega}|^{1/3}; & |\epsilon|^3 \ll \widetilde{\omega} \ll 1 \end{cases}. \tag{9}$$

При $w < w_c$ также, как и в одномерном случае, все состояния оказываются локализованными и

$$\frac{\sigma(\omega)}{\sigma_0} \sim \begin{cases} \dfrac{-i\widetilde{\omega}}{|\epsilon|^2} + \dfrac{2|\widetilde{\omega}|^2}{|\epsilon|^5}; & |\widetilde{\omega}| \ll |\epsilon|^3 \\ (\sqrt{3} - i)|\widetilde{\omega}|^{1/3}; & |\epsilon|^3 \ll \widetilde{\omega} \ll 1 \end{cases}. \tag{10}$$

В этой области w статическая проводимость может осуществляться посредством прыжков. Поскольку мы имеем дело со случаем слабой локализации, то она равна

$$\sigma_{hop} \sim \frac{e^2 n}{kT} \nu(T) \lambda^2, \tag{11}$$

где λ – радиус локализации

$$\frac{\lambda_{\parallel}}{\sqrt{D^0_{\parallel}\tau}} \sim \frac{\lambda_{\perp}}{\sqrt{D^0_{\perp}\ \tau a^2}} \sim 1/\epsilon \tag{12}$$

и $\nu(T)$ – частота прыжков, зависящая от конкретного механизма, вызывающего прыжки. При этом предполагается, что $\epsilon \gg \tau\nu$ [8].

Скэйлинговские зависимости (9) – (10) соответствуют трехмерному переходу Андерсона [6-7]. Специфическая одномерная зависимость [1,4] $\sigma(\omega)$ имеет место при

$$\sigma/\sigma_0 \sim -i\tilde{\omega} + 8\tilde{\omega}^2$$

и для $w > w_c$ только в области высоких частот $\omega\tau > 1$, поскольку $w_c \sim 1/\tau$. В отличии от этого в квазидвумерном случае низкочастотная двумерная зависимость $\sigma(\omega)$ может проявиться и при $E_F > E_c$

Следует отметить, что приближение работы [9] отвечает пренебрежению в (3) – (4) перенормировкой $D_{\perp}$ и в этом случае порог по w отсутствует. Однако, как показано выше, уже самые простые рецепты суммирования поправок по w к $D^0_{\perp}$ по схеме, предложенной в [4], приводят к возникновению порога локализации.

Авторы благодарят О.Н.Дорохова за обсуждение работы и полезные замечания.

Литература

1. *Березинский В.Л.* ЖЭТФ, 1973, 65, 1251.
2. *Weller W., Prigodin V.N., Firsov Yu.A.* Phys. Stat. Sol., 1982, **110**, 143.
3. *Горьков Л.П., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е.* Письма в ЖЭТФ, 1979, **30**, 248.
4. *Vollhardt D., Wölfle P.* Phys. Rev., 1980, **B22**, 248.
5. *Ting C.S.* Phys. Rev., 1982, **B26**, 678.
6. *Kawabata A.* Sol. St. Comm., 1981, **38**, 823.
7. *Shapiro B.* Phys. Rev., 1982, **B25**, 4266.
8. *Гоголин А.А., Мельников В.И., Рашба Э.И.* ЖЭТФ, 1975, **69**, 327.
9. *Абрикосов А.А., Рыжкин И.А.* ЖЭТФ, 1977, **72**, 225.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
8 мая 1983 г.
После переработки
11 июля 1983 г.

---

[1]) По иному обстоит ситуация в квазидвумерном случае. Здесь введение конечного w приводит сразу к появлению области делокализованных состояний $E > E_c = {}^1/_{\pi\tau} \ln(1/\sqrt{2}\, w\tau)$.