Письма в ЖЭТФ, том 38, вып. 5, стр. 253 – 255 *10 сентября 1983 г.*

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС В НИЗКОЧАСТОТНОЙ ПРОВОДИМОСТИ ОДНОМЕРНЫХ МЕТАЛЛОВ

Э.А.Канер, Л.В.Чеботарев

Предсказан эффект осциллирующей зависимости диссипативной проводимости $1d$ металла от волнового числа или частоты внешней волны. Физический механизм этого явления связан с существованием фиксированной макроскопической длины L, равной длине прыжка электрона между двумя локализованными состояниями, такой, что матричный элемент перехода осциллирует в зависимости от набега фазы волны на длине L.

Известно, что при $T = 0$ статическая проводимость $1d$ проводников равна нулю вследствие локализации всех электронных состояний. В переменном однородном поле, согласно [1, 2], появляется конечная проводимость $\mathrm{Re}\sigma(\omega) \sim \omega^2 \ln^2 \omega$. Влияние пространственной дисперсии на проводимость до сих пор не было изучено. Хотя теория Березинского [2] в принципе позволяет учесть зависимость σ от волнового числа q, но задача решения уравнений [2] при конечных q оказывается весьма трудной.

Комплексная проводимость $1d$ металла при всех ω и q имеет вид

$$\sigma(\omega, \kappa) = - i\,\omega\,\sigma_0 \int_0^\infty dt\, e^{-2i\omega t}\,[\,y_{\kappa,\omega}(t) + y_{-\kappa,\omega}(t)\,], \qquad (1)$$

где $\sigma_0 = ne^2\tau/m$, n – концентрация, e – заряд, m – эффективная масса электрона, τ – время рассеяния назад, ω и κ – безразмерные частота и волновое число в единицах $1/\tau$ и

$1/l$, причем $l = v\tau$, а v — фермиевская скорость. Функция $y_{\kappa,\omega}(t)$ удовлетворяет уравнению [2]

$$\left\{\frac{d}{dt}\left[t(1+t)\frac{d}{dt}\right] + 2i\omega t\frac{d}{dt}\,(1+t) + i(\omega-\kappa)\right\} y_{\kappa,\omega}(t) = 2i\omega\int_0^\infty dx\,\frac{e^{-2i\omega x}}{1+t+x} \tag{2}$$

с краевыми условиями конечности в нуле и убывания при $t \to +\infty$.

Приведем результаты решения уравнения (2) и вычисления $\sigma(\omega,\kappa)$ при конечных κ в различных предельных случаях, для низких частот $\omega \ll 1$.

При $\kappa \ll 1$

$$\frac{\mathrm{Re}\,\sigma(\omega,\kappa)}{\sigma_0} = 2\left(\frac{\omega}{\kappa}\right)^2 \mathcal{F}(\kappa); \qquad \mathcal{F}(\kappa) = 1 - e^{-\kappa^2 z}(\cos\kappa z + \kappa a \sin\kappa z) \tag{3}$$

$$z = 2\,|\ln\frac{\omega}{2}|; \qquad a = 2(C + \ln 4 - 1); \qquad C = 0{,}577\ldots \tag{4}$$

Это выражение при условии $\kappa z \ll 1$ переходит в результат Березинского [2]. В области $\kappa^2 z < 1 < \kappa z$ проводимость испытывает осцилляции в функции κz:

$$\frac{\mathrm{Re}\,\sigma(\omega,\kappa)}{\sigma_0} = (2\omega)^2\left(\frac{\sin^2\frac{\kappa z}{2}}{\kappa^2} + \frac{z}{2}\right). \tag{5}$$

Период осцилляций по κ равен $2\pi/z$, относительная амплитуда — порядка $2/\kappa^2 z$, а значение в минимуме равно $2\omega^2 z$. В области $z^{-1} \lesssim \kappa^2 < 1$ осциллирующие члены экспоненциально затухают, и $\mathrm{Re}\,\sigma(\omega,\kappa) = 2\sigma_0(\omega/\kappa)^2$. Наконец, при $\kappa \gg 1$ $\mathrm{Re}\,\sigma(\omega,\kappa) = 2\sigma_0\omega^2/\kappa^4$.

Квазигармонические осцилляции проводимости, описываемые формулой (5), представляют собой эффект типа геометрического резонанса. В них выявляется характерная электронная длина $L = 2l\,|\ln(\omega/2)|$, определяющая пространственный период осцилляций поглощения в неоднородном поле волны. Покажем, что эту длину можно трактовать как фиксированную (частотой ω) длину прыжка электрона между двумя локализованными состояниями, энергии которых различаются на ω. Действительно, в соответствии с [1], по порядку величины

$$\frac{\mathrm{Re}\,\sigma(\omega,\kappa)}{\sigma_0} \simeq |D(\omega,\kappa)|^2, \tag{6}$$

где $D(\omega,\kappa)$ есть безразмерный фурье-образ матричного элемента оператора импульса:

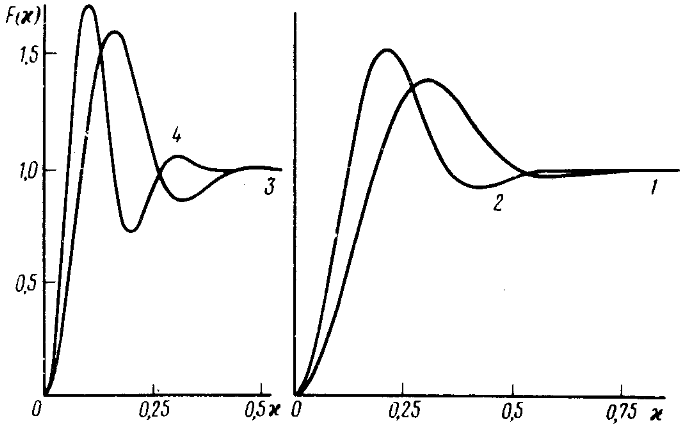
$$D(\omega,\kappa) = \frac{1}{2i}\int_{-\infty}^{\infty} d\xi\,\psi_{\epsilon+\omega}(\xi)\left(e^{i\kappa\xi}\frac{d}{d\xi} + \frac{d}{d\xi}e^{i\kappa\xi}\right)\psi_\epsilon(\xi) \tag{7}$$

между волновыми функциями локализованных состояний (ϵ — энергия Ферми):

$$\psi_\epsilon(\xi) = \exp\left(-\frac{|\xi|}{2}\right); \qquad \psi_{\epsilon+\omega}(\xi) = \exp\left(-\frac{|\xi - z|}{2}\right). \tag{8}$$

Максимумы этих функций разнесены на z, поскольку их энергии различаются на величину $\omega \ll 1$ [1]. При малых κ основной вклад в (7) дает область $0 < \xi < z$, и мы получаем:

$$|D(\omega,\kappa)|^2 = e^{-z}\,\frac{\sin^2\frac{\kappa z}{2}}{\kappa^2} = \left(\frac{\omega}{2\kappa}\right)^2 \sin^2\frac{\kappa z}{2}. \tag{9}$$



Зависимость диссипативной проводимости $1d$ металла от $\kappa = ql$ при различных $\omega\tau$: *1* – $\omega\tau = 10^{-2}$, *2* – $\omega\tau = 10^{-3}$, *3* – $\omega\tau = 10^{-4}$, *4* – $\omega\tau = 10^{-6}$

Этот результат с точностью до численного множителя совпадает с первым членом в [5].

Таким образом, геометрический резонанс в низкочастотной проводимости $1d$ металлов обусловлен осциллирующей зависимостью матричного элемента перехода от набега фазы волны на длине прыжка электрона.

На рисунке представлена расчетная зависимость функции $\mathcal{F}(\kappa)$ при различных ω. Отчетливо видна первая осцилляция проводимости, а при достаточно малых ω проявляется и вторая. Последующие периоды не видны по той причине, что они попадают в область таких значений κ, где амплитуда осциллирующего члена становится весьма малой.

Этот эффект, вероятно, можно обнаружить периментально при исследовании поглощения медленных (по сравнению с v) волн при низких температурах $kT \ll \hbar\omega$ в $1d$ металлах, в которых отсутствует пайерлсовский переход.

Литература

1. *Мотт Н., Дэвис Э.* Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1983.
2. *Березинский В.Л.* ЖЭТФ, 1973, **65**, 1251.

Институт радиофизики и электроники
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
21 июля 1983г.