Письма в ЖЭТФ, том 46, вып. 1, стр. 26 – 28 *10 июля 1987 г.*

ОСОБЕННОСТИ ТЕРМОЭДС УВЛЕЧЕНИЯ В ТОЧКАХ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДОВ

И.М.Суслов

Показано, что в точке топологического перехода Лифшица термоэдс увлечения имеет скачок или логарифмическую особенность.

В последнее время вызывает повышенный интерес исследование особенностей кинетических коэффициентов вблизи топологических переходов Лифшица (см. [1-4] и ссылки там). В работе [1] выяснены особенности проводимости σ и диффузионной термоэдс α_e; ниже рассмотрена термоэдс увлечения α_{ph}, относительно характера особенностей которой в литературе имеются противоречивые утверждения: Вакс и др. [1] указывают особенность вида $\epsilon^{1/2}\theta(\epsilon)$, где ϵ – расстояние до перехода по энергии, Абрикосов и Панцулая [2] считают, что особенность вообще отсутствует. В настоящей работе показано, что для выяснения характера особенности α_{ph} необходим последовательный анализ анизотропии рассеяния, всегда имеющий место в условиях наблюдения топологических переходов: при этом особенность имеет вид $\theta(\epsilon)$ или $1/\ln|\epsilon|$. Указание на существование особенностей α_{ph} получено в недавних экспериментах на In под давлением [4].

При низких температурах, когда фононы рассеиваются, в основном, на электронах, для α_{ph} справедливо выражение [5]:

$$\alpha_{ph} = \frac{\pi}{90}\,\frac{T^3}{\sigma}\sum_{\lambda}\int \frac{d\Omega_{\hat{q}}}{(\hbar s_{\hat{q}\lambda})^2}\,\frac{\mathbf{j}^{A}_{q\lambda}\cdot\hat{\mathbf{v}}_{\hat{q}\lambda}}{\Gamma_{\hat{q}\lambda}}\,, \tag{1}$$

где $s_{\hat{q}\lambda}$ и $\mathbf{v}_{\hat{q}\lambda}$ – фазовая и групповая скорости фононов с квазиимпульсом $\mathbf{q}$ и поляризацией λ, $\hat{\mathbf{v}}_{\hat{q}\lambda} = \mathbf{v}_{q\lambda}/v_{q\lambda}$, интегрирование производится по направлениям $\mathbf{q}$, $\Gamma_{\hat{q}\lambda}$ и $\mathbf{j}^{A}_{\hat{q}\lambda}$ – коэффициент поглощения звука и акустоэлектрический коэффициент:

$$\Gamma_{\hat{q}\lambda} = \frac{1}{(2\pi)^2\,\hbar\rho\, v_{\hat{q}\lambda}}\int dS_{\mathbf{k}}\,\frac{\Lambda^2_{\mathbf{k}}}{v^2_{\mathbf{k}}}\,\delta(\hat{\mathbf{v}}_{\mathbf{k}}\cdot\hat{\mathbf{q}})\,, \tag{2}$$

$$\mathbf{j}^{A}_{\hat{q}\lambda} = \frac{e}{(2\pi\hbar)\rho v_{\hat{q}\lambda} s_{\hat{q}\lambda}}\int dS_{\mathbf{k}}\,\frac{\Lambda^2_{\mathbf{k}}}{v^2_{\mathbf{k}}}\,\frac{\partial \mathbf{l}_{\mathbf{k}}}{\partial k_q}\,\delta(\hat{\mathbf{v}}_{\mathbf{k}}\cdot\hat{\mathbf{q}})\,, \tag{3}$$

где ρ – плотность металла, $\mathbf{v}_{\mathbf{k}}$ и $\mathbf{k}$ – групповая скорость и квазиимпульс электрона, $\Lambda_{\mathbf{k}}$ – деформационный потенциал, интегрирование – по ферми-поверхности, $\mathbf{l}_{\mathbf{k}}$ – векторная длина пробега, являющаяся решением кинетического уравнения

$$\frac{\partial f^0_{\mathbf{k}}}{\partial \epsilon_{\mathbf{k}}}\,\mathbf{v}_{\mathbf{k}} = \hat{L}\,\mathbf{l}_{\mathbf{k}} \tag{4}$$

($\hat{L}$ – оператор столкновений) и определяющая проводимость

$$\sigma = \frac{2e^2}{3\,(2\pi)^3}\int \frac{dS_{\mathbf{k}}}{\hbar v_{\mathbf{k}}}\,\mathbf{v}_{\mathbf{k}}\cdot\mathbf{l}_{\mathbf{k}}\,. \tag{5}$$

В случае рассеяния электронов на примесях $\mathbf{l}_{\mathbf{k}}$ имеет вблизи топологического перехода особенности вида [1]

$$\mathbf{l}_{\mathbf{k}} = \mathbf{l}^{(1)}_{\mathbf{k}} + \mathbf{l}^{(2)}_{\mathbf{k}}\,\epsilon^{1/2}\,\theta(\epsilon)\,, \tag{6}$$

где ϵ — расстояние до перехода по энергии. Особенности α_{ph} окажутся более сильными, поэтому будем пренебрегать вторым членом в (6) и считать $\mathbf{l_k}$ регулярным.

Особенности $j^{A}_{\hat{\mathbf{q}}\lambda}$ и $\Gamma_{\hat{\mathbf{q}}\lambda}$ определяются второй степенью $\mathbf{v_k}$ в знаменателе и имеют вид [6]

$$A_{\hat{\mathbf{q}}} + B_{\hat{\mathbf{q}}} \ln |\epsilon| \tag{7}$$

в случае образования перешейка и

$$C_{\hat{\mathbf{q}}} + D_{\hat{\mathbf{q}}}\theta(\epsilon) \tag{8}$$

в случае образования полости. Коэффициенты $A_{\hat{\mathbf{q}}}, B_{\hat{\mathbf{q}}}, C_{\hat{\mathbf{q}}}, D_{\hat{\mathbf{q}}}$ различны для $j^{A}_{\hat{\mathbf{q}}\lambda}$ и $\Gamma_{\hat{\mathbf{q}}\lambda}$ и могут иметь интегрируемые особенности по $\mathbf{q}$ [7]; $B_{\hat{\mathbf{q}}}$ отличен от нуля в интервале углов, не зависящем от ϵ. Подставляя в [1], получим

$$\alpha_{ph} = \begin{cases} a + b / \ln |\epsilon| & \text{(перешеек)} \quad (9а) \\ a + b\theta(\epsilon) & \text{(полость)} \quad (9б) \end{cases}$$

Первый результат справедлив лишь в непосредственной окрестности перехода, когда второй член в (7) является главным. В обратной ситуации, т.е. на некотором удалении от перехода, результат для перешейка имеет вид

$$\alpha_{ph} = a + b \ln |\epsilon|. \tag{10}$$

Несколько слов о других режимах рассеяния.

1. В беспримесном пределе для закрытых ферми-поверхностей в условиях применимости (1) реализуется пайерлсовская ситуация, т.е. свободный дрейф электронной и фононной подсистем. При этом для $\mathbf{l_k}$ справедливо дрейфовое приближение, $\mathbf{l_k} \sim \mathbf{k}$, величины $j^{A}_{\mathbf{q}\lambda}$ и $\Gamma_{\hat{\mathbf{q}}\lambda}$ оказываются пропорциональными (соотношение Вайнрайха) [8] и для α_{ph} получается известная формула Займана [9]:

$$\alpha_{ph} = \frac{1}{3} \frac{C_{ph}}{N_e e}, \tag{11}$$

где C_{ph} — теплоемкость решетки, N_e — полное число электронов. Если топологический переход происходит за счет изменения спектра при $N_e = \text{const}$, то α_{ph} не имеет особенностей, если за счет изменения N_e — то слабые особенности типа $\epsilon^{3/2}\theta(\epsilon)$.

2. Случай чистого металла для открытых поверхностей Ферми требует особого рассмотрения, так как особенности $\mathbf{l_k}$ усиливаются по сравнению с (6) и могут конкурировать с (9).

3. Если времена релаксации фононов на электронах $\tau_{ph,e}$ и за счет других механизмов $\tau_{ph,etc}$ сравнимы, то описывая последние в τ-приближении, получим формулу, отличающуюся от (1) заменой $\Gamma_{\hat{\mathbf{q}}\lambda}$ на $\Gamma_{\hat{\mathbf{q}}\lambda} + (s\,\tau_{ph,etc})^{-1}$ [5]. Особенности α_{ph} имеют прежний вид (9), (10), но область применимости формулы (9а) уменьшается и при $\tau_{ph,etc} / \tau_{ph,e} \to \infty$ исчезает совсем — во всей области становится применимой формула (10). Последний результат можно получить без использования τ-приближения: для этого в вычислениях работы [5] неравновесную функцию распределения фононов следует считать заданной и не зависящей от свойств электронной подсистемы (ср. с [3]).

Автор признателен А.Ф.Андрееву и Н.В.Заварицкому за обсуждение.

Литература

1. *Вакс В.Г., Трефилов А.В., Фомичев С.В.* ЖЭТФ, 1981, 80, 1613.
2. *Абрикосов А.А., Панцулая А.В.* ФТТ, 1986, 28, 2140.
3. *Заварицкий Н.В., Суслов И.М.* ЖЭТФ, 1984, 87, 2152.

4. *Заварицкий Н.В., Макаров В.И., Юргенс А.А.* Письма в ЖЭТФ, 1987, 45, 306.

5. *Суслов И.М.* ЖЭТФ, 1983, 85, 1847.

6. *Давыдов В.Н., Каганов М.И.* ЖЭТФ, 1974, 67, 1491.

7. *Аванесян Г.Т., Каганов М.И., Лисовская Т.Ю.* ЖЭТФ, 1978, 75, 1736.

8. *Суслов И.М.* ЖЭТФ, 1981, 80, 1868.

9. *Займан Дж.* Электроны и фононы. М.: ИИЛ, 1962.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
20 апреля 1987 г.