

## О ПРОВОДИМОСТИ КОМПЕНСИРОВАННЫХ ПОЛУМЕТАЛЛОВ С МАЛОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ НОСИТЕЛЕЙ ПРИ ФОНОН-ФОНОННОМ УВЛЕЧЕНИИ

*В.А.Козлов, В.Д.Лазно*

Показано, что в случае различного характера рассеяния электронов и дырок на поверхности возможен своеобразный гидродинамический механизм проводимости, ведущий к экспоненциальной температурной зависимости. Обсуждаются условия экспериментального наблюдения эффекта в реальных материалах.

Цель настоящей работы состоит в исследовании проводимости чистых полуметаллов типа висмута в условиях, когда она определяется, в основном, эффектом увлечения электронов фононами. Специфика этого явления в указанных материалах состоит в том, что вследствие равенства числа электронов числу дырок фононная система не получает, в среднем, импульса от носителей, так как под действием электрического поля носители движутся в разные стороны. Последнее обстоятельство приводит к тому, что эффект увлечения не влияет в данном случае на проводи-

мость. Соответствующий результат, если рассеяние происходит внутри электрон-фононной системы, можно строго обосновать в рамках кинетического уравнения.

Если же допустить возможность рассеяния квазичастиц на любом другом объекте, то это приведет к рассогласованию системы и к возникновению потока фононов. Роль такого третьего механизма рассеяния в очень чистых и совершенных кристаллах может играть либо поверхность образца, либо внешнее магнитное поле. Как было указано недавно в работе [1], механизм рассеяния носителей поверхностью весьма специфичен: электроны рассеиваются почти зеркально, дырки — почти диффузно. Последнее обстоятельство связано с изгибом зон у поверхности и образованием вблизи поверхности области пространственного заряда, от которой электроны отражаются зеркально, а дырки свободно проникают через нее и рассеиваются собственно поверхностью. В свою очередь, соответствующие условия могут быть изменены с помощью эффекта поля на противоположные.

Кроме того, в указанных материалах осуществляется вынос импульса за счет фонон-фононных процессов переброса. Физическая картина, соответствующая этому процессу, становится ясной из рассмотрения поэтапного выноса импульса из системы. Электроны передают полученный от электрического поля импульс длинноволновым фононам, с которыми только и взаимодействуют носители. Длинноволновые фононы в  $N$ -процессах передают его тепловым (с частотами  $k_{\beta} T$ ), которые выносят его из системы с помощью умкляпов. При этом неравновесная часть функции распределения как тепловых, так и длинноволновых фононов определяется частотой  $U$ -процессов (фонон-фононное увлечение [2, 3]), в условиях рассогласования электронов и дырок это должно вести к экспоненциальному росту проводимости с понижением температуры.

Чтобы качественно понять это утверждение, рассмотрим более подробно ситуацию, когда электроны рассеиваются зеркально, а дырки диффузно. Поскольку проводимость пропорциональна сумме длин пробегов носителей обоих знаков, то она определяется, очевидно, максимальной их величиной, т. е., в данном случае, длиной пробега электронов. В условиях сильного взаимного увлечения электроны и дырки могут обмениваться импульсом посредством фононов. При этом реализуется своеобразная гидродинамическая ситуация, аналогичная фононной гидродинамике [4]. В самом деле, вынос импульса из системы электронов возможен в два этапа: электроны передают его фононам, а те, в свою очередь, дыркам, которые выносят его из системы при рассеянии на поверхности. Ясно, что эффективная длина пробега электронов должна возрасти. Расчет показывает, что изменение составляет величину порядка  $(l_f^+)^2/l_f^-$ , где  $l_f^+$  и  $l_f^-$  — длины пробега дырок и электронов при рассеянии на фононах соответственно.

Тем самым возникает конкуренция обоих способов выноса импульса: фонон-фононные процессы переброса и рассеяние электронов на поверхности через посредство длинноволновых фононов и дырок. Поскольку  $U$ -процессы экспоненциально вымораживаются, то проводимость может экспоненциально расти с понижением температуры до тех пор, пока соответствующая ей эффективная длина не сравнится с  $(l_f^+)^2/l_f^-$ .

Количественное рассмотрение эффекта основывается на решении системы кинетических уравнений, учитывающих поэтапный вынос импульса. Соответствующая система уравнений в отсутствие градиента температуры имеет вид

$$v_z \frac{\partial f_p^\pm}{\partial z} + \frac{e^\pm}{m^\pm} (EP) \frac{\partial f_p^{\circ\pm}}{\partial \epsilon_p} = I^N \{ f_p^\pm, G_q \}, \quad (1)$$

$$I^N \{ G_q, F_q \} + \sum_{\pm} I^N \{ G_q, f_p^\pm \} = 0, \quad (2)$$

$$I^N \{ F_q \} + I^U \{ F_q \} + I^N \{ F_q, G_q \} = 0. \quad (3)$$

Граничные условия к уравнению (1) учитывают зеркальность отражения дырок и диффузного отражения электронов

$$f_p^{1\pm}(v_z; d/2) = P^\pm f_p^{1\pm}(-v_z; d/2) \quad v_z < 0,$$

$$f_p^{1\pm}(v_z; -d/2) = P^\pm f_p^{1\pm}(-v_z; -d/2) \quad v_z > 0,$$

где  $F_q, G_q$  — функции распределения тепловых и электронных фононов соответственно;  $f_p^\pm$  — функция распределения дырок (электронов),  $f_p^{1\pm}$  — ее неравновесная часть,  $e^\pm$  — заряд электрона (дырки),  $d$  — толщина образца. Индексом "0" обозначены равновесные части функций распределения квазичастиц, "+" соответствует дыркам, "-" — электронам. Символ  $P^\pm$  расшифровывается следующим образом:  $P^+ = 1, P^- = 0$ . Решение системы (1) — (3) ищется в виде

$$F_q = F_q^\circ - (qu) \frac{\partial F_q^\circ}{\partial \omega_q}; \quad G_q = G_q^\circ - (qU) \frac{\partial G_q^\circ}{\partial \omega_q}; \quad f_p^\pm = f_p^{\circ\pm} - (p^\pm V_p^\pm) \frac{\partial f_p^{\circ\pm}}{\partial \epsilon_p}. \quad (4)$$

Стандартная процедура решения системы кинетических уравнений (1) — (3) позволяет получить следующее выражение для проводимости  $\sigma_2$  в условиях фонон-фононного увлечения

$$\sigma_2 = \Gamma \frac{T}{s_{PF}} \frac{e^2 n}{\Delta_0 p_F} \left\langle \left\langle \frac{L}{L_+} \right\rangle \right\rangle \left( \frac{l^-}{l_d^-} - \frac{l^+}{l_d^+} \right) \frac{l_f^+}{\tau_{pT} p_e} \left[ \frac{1}{\tau^u} + \Gamma \frac{T}{s_{PF}} \frac{1}{\tau_{pT} p_e} \times \right. \\ \left. \times \left( \left\langle \left\langle \frac{L}{L_+} \right\rangle \right\rangle \frac{l^+}{l_d^+} + \left\langle \left\langle \frac{L}{L_-} \right\rangle \right\rangle \frac{l^-}{l_d^-} \right)^{-1}. \quad (5)$$

Здесь  $L_\pm$  — длина пробега длинноволновых фононов при рассеянии на дырках (электронах),  $l^\pm$  — полная длина пробега дырок (электронов),  $p_F$  — фермиевский импульс носителей,  $L$  — полная длина пробега фоно-

нов,  $l_f^{\pm}$  — длина пробега носителей на фононах. Величина  $\Delta_0$  дается выражением

$$\Delta_0 = 1 - \frac{l^+}{l_f^+} \left\langle \frac{L}{L_+} \right\rangle - \frac{l^-}{l_f^-} \left\langle \frac{L}{L_-} \right\rangle.$$

Условные скобки означают усреднение вида

$$\langle \Phi(q) \rangle = \frac{1}{4p_F^4} \int_0^{2p_F} q^3 \Phi(q) dq; \quad \langle\langle \Phi(q) \rangle\rangle = \frac{3}{8p_F^3} \int_0^{2p_F} q^2 \Phi(q) dq.$$

Далее в формуле (5)  $\tau_{p_T p_e}$ ,  $\tau^u$  — времена релаксации тепловых фононов при рассеянии их на длинноволновых фононах и в  $U$ -процессах соответ-

ственно,  $T$  — температура,  $s$  — скорость звука,  $\Gamma = \frac{\Gamma(s) \xi(s)}{\Gamma(4) \xi(4)}$ ,  $\Gamma(x)$ ,

$\xi(x)$  — гамма и дзета функции,  $l_d^{\pm}$  — длина пробега носителей при рассеянии на поверхности (равна  $d$  — в случае диффузного и бесконечности в случае зеркального отражения).

Как это следует из (5), проводимость  $\sigma_2$  может значительно превосходить  $\sigma_0 = \frac{e^2 n}{p_F} (l^+ + l^-)$  — проводимость, вычисленную без эффекта

увлечения, если  $L_+ \ll L_-$  и электроны диффузно рассеиваются поверхностью (т. е.  $l^- \approx l_d^-$ ), а дырки зеркально (т. е.  $l_d^+ \rightarrow \infty$ ). При этом она экспоненциально возрастает при понижении температуры:

$$\approx \Gamma \frac{T}{s p_F} \sigma_0 \frac{\tau^u}{\tau_{p_T p_e}}, \text{ достигая максимальной величины } \sigma_2 \approx \frac{e^2 n (l_f^-)^2}{p_F l_f^+} \gg \sigma_0$$

при  $l_f^- \gg l_f^+$ . Если, напротив, диффузно рассеиваются поверхностью дырки, но попрежнему  $L_+ \ll L_-$ , то проводимость, связанная с увлечением тепловых фононов, незначительно изменяет общую проводимость  $\sigma_2 \approx \sigma_0$ . Последнее, по-видимому, выполняется в висмуте, там увлечение электронов фононами практически не изменяет проводимость. Однако, как было отмечено в работе [1], условие зеркальности или диффузности рассеяния носителей определяется изгибом зон у поверхности. Величину и знак изгиба зон можно изменять с помощью эффекта поля, тем самым, меняя характер рассеяния носителей на поверхности. Поэтому проводимость чистого  $Bi$  должна значительно возрасти, если с помощью эффекта поля изменить знак изгиба зон и добиться зеркальности рассеяния дырок на поверхности. Следует отметить, что условие различия в силе увлечения ( $L_+ \ll L_-$ ) не является чрезмерно жестким, поскольку потенциалы деформации для носителей из разных зон могут отличаться на порядок величины.

В свою очередь, магнитное поле, рассогласовывая систему электронов и дырок, слабо сказывается на величине проводимости. Однако оно существенным образом влияет на термоэдс. Соответствующее выражение для  $a_2(H)$  — термоэдс двухступенчатого увлечения при  $\tau^u \ll$

$\ll \tau_p T p_e$  имеет вид

$$\alpha_2(H) = \frac{l^- - l^+}{r^2} \frac{s^2 p_F \tau^u}{T |e|} \left( 1 + \frac{l^+ l^-}{r^2} \right), \quad (6)$$

где  $r$  — радиус закручивания носителей в магнитном поле. В сильных полях ( $l^\pm/r \ll 1$ )  $\alpha_2(H)$ , как и следовало ожидать, не зависит от магнитного поля и достигает больших значений при низких температурах:  $\alpha_2(H) \sim (p_F s^2 \tau^u / T |e| l)$ . Как показывает оценка, в чистых образцах висмута, соответствующие поля имеют порядок  $10$  э.

Авторы выражают благодарность Э.Л.Нагаеву за обсуждение результатов работы.

Поступила в редакцию  
25 августа 1976 г.

### Литература

- [ 1 ] В.С. Цой, И.И. Разгонов. Письма в ЖЭТФ, 23, 107, 1976.
  - [ 2 ] В.А. Козлов, Э.Л. Нагаев. Письма в ЖЭТФ, 13, 639, 1971.
  - [ 3 ] В.Н. Копылов, Л.П. Межов-Деглин. Письма в ЖЭТФ, 15, 269, 1972.
  - [ 4 ] Р.Н. Гуржи. УФН, 94, 689, 1968.
-