Письма в ЖЭТФ, том 26, вып. 3, стр. 150 – 152　　　　*5 августа 1977 г.*

О ВОЗМОЖНОСТИ НЕПОСРЕДСТВЕННОГО НАБЛЮДЕНИЯ УВЛЕЧЕНИЯ ФОНОНОВ ЭЛЕКТРОНАМИ В МЕТАЛЛАХ

Р.Н.Гуржи, А.И.Копелиович

Предложен метод прямого экспериментального наблюдения явления увлечения фононов электрическим током в металлах.

Известно, что при низких температурах в типичных металлах время свободного пробега фононов определяется их столкновениями с электронами. Соответствующая длина свободного пробега $l_p \sim T^{-1}$ и поэтому остается чрезвычайно малой вплоть до гелиевых температур. В качестве грубой оценки можно принять: $l_p(T) \approx l_{ep}(\Theta)\Theta/T$, где $l_{ep}(\Theta) \approx 10^{-5} - 10^{-6}$ *см* – длина свободного пробега электрона относительно рассеяния на фононах, взятая при температуре Дебая Θ. С другой стороны рассеяние фононов на микроскопических дефектах кристаллической решетки (включая изотопы) пропорционально релеевскому фактору $(T/\Theta)^4$ и поэтому при низких температурах мало эффективно. Поэтому, в не слишком грязных образцах, при низких температурах фононы практически полностью увлекаются электронами.

В настоящей работе обсуждается следующая возможность экспериментального наблюдения эффекта увлечения фононов. Рассмотрим две металлические пластины M и M', разделенные тонкой диэлектрической прослойкой. Предполагается, что эта прослойка непроницаема для электронов и в то же время достаточно свободно пропускает фононы. Пусть к пластине M' приложена разность потенциалов и протекает электрический ток; тогда в пластине M возникает ЭДС увлечения, связанная с фононным давлением на электроны.

Рассмотрим сначала случай "грязных" образцов, электрическое сопротивление которых в массивном состоянии определяется рассеянием электронов на дефектах кристаллической решетки: $l_i << l_{ep}$; где $l_{ep}(T) \sim T^{-5}$ – транспортная длина электрон-фононного рассеяния, l_i – длина рассеяния на дефектах. Очевидно, что в таких условиях электронная система в пластине M значительно ближе к равновесию, чем фононная и поэтому при вычислении неравновесной добавки к функции распределения фононов электроны можно считать равновесными. (Мерой неравновесности системы электронов или фононов может служить скорость системы отсчета, в которой суммарный импульс квазичастиц равен нулю).

Запишем систему кинетических уравнений для неравновесных добавок к функциям распределения фононов $\psi(z, \mathbf{q})$ и электронов $\chi(z, \mathbf{p})$ в пластине M:

$$S_z \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{1}{\tau_p}\psi = 0; \quad v_z \frac{\partial \chi}{\partial z} + \frac{\xi}{\tau_i}\chi = \hat{J}\psi. \qquad (1)$$

Здесь ось z перпендикулярна границе пластины, $\hat{J}\psi$ – интеграл столкновений электронов с неравновесными фононами. В столкновительных членах опущены пропорциональные функции χ слагаемые, которые отвечают рассеянию фононов на неравновесных электронах и электронов на равновесных фононах.

Функция χ удовлетворяет условиям диффузного рассеяния электронов на границах пластины M. В качестве граничных условий для функции ψ можно принять[1]: $\psi(z = 0, s_z > 0) = -uq_x$, $\psi(z = d, s_z < 0) = 0$, где d – толщина пластины M, а скорость дрейфа u связана с плотностью тока j' и напряженностью электрического поля E' в пластине M': $j' = \sigma' E' = n' eu$, $\sigma' = n' e^2 p_F^{-1} l'$. Здесь l' – транспортная длина свободного пробега электронов в пластине M'; штрихом отмечены величины, относящиеся к этой пластине.

Опуская вычисления, приведем результат для полного тока, протекающего через сечение пластины, отнесенного к ее ширине:

$$J \approx j' \frac{n}{n'} \frac{l_i l_p}{l_{ep}} \left(1 + \frac{l_p}{d}\right)^{-1} \left[1 + \frac{l_i}{d \ln(l_i d^{-1} + e)}\right]^{-1}. \qquad (2)$$

Этот результат справедлив в условиях, когда сопротивление внешней цепи мало в сравнении с сопротивлением пластины M. В обратном предельном случае полный ток через сечение пластины равен нулю и возникает электрическое поле поляризации, напряженность которого

$$E \approx E' \left(\frac{n}{n'}\right)^{1/3} \frac{l'}{l_{ep}} \left(1 + \frac{d}{l_p}\right)^{-1}. \qquad (3)$$

Приведенные результаты имеют простой физический смысл. Введем эффективное электрическое поле $E_{\text{эфф}}$, которое отвечает силе фононного давления на равновесные электроны у границы диэлектрической прослойки: $eE_{\text{эфф}} \approx p_F u l_{ep}^{-1}$. Это выражение нетрудно получить, подсчи-

---

[1] Приведенные ниже формулы (2), (3) по порядку величины справедливы, если вероятность прохождения фонона через диэлектрическую прослойку не мала по сравнению с единицей. Предположение же о диффузном рассеянии фононов на другой границе пластины вовсе не существенно: зеркальное отражение приводит только к изменению численных коэффициентов порядка единицы в этих формулах.

тывая импульс, передаваемый неравновесными фононами электронам. (При этом нужно учитывать, что силу фононного давления испытывают только электроны в области размытости распределения Ферми, тогда как поле $E_{эфф}$ действует на все электроны).

Рассмотрим сначала случай достаточно массивной пластины. Пусть, например, $d >> l_i >> l_p$. При этом поле $E_{эфф}$ действует в слое толщиной l_p, а электрический ток протекает в более толстом слое толщиной l_i. Поскольку величина l_p играет в данном случае роль длины свободного пробега электронов, то полный ток может быть оценен следующим образом: $J \approx ne^2 p_F^{-1} l_p E_{эфф} l_i$, что совпадает с множителем перед скобками в (2). При оценке поля поляризации E следует учесть, что по большей части сечения пластины протекает "противоток", компенсирующий ток J. Из условия компенсации токов: $ne^2 p_F^{-1} l_i E\, d = J$ следует выражение (3) при $d >> l_p$. В случае достаточно тонкой пластины ($d << l_p, l_i$), очевидно, полный ток $J \approx ne^2 p_F^{-1} dE_{эфф} d$, а поле $E \approx E_{эфф}$, в полном соответствии с формулами (2) и (3).

Проведенное рассмотрение существенно основано на предположении о том, что электроны в пластине M значительно ближе к состоянию равновесия, чем фононы, поступающие через диэлектрическую прослойку. Как показывает детальный анализ, это предположение справедливо не только в "грязных" образцах ($l_{ep} >> l_i$), но и в общем случае, при любом соотношении между l_i и l_{ep}. Дело в том, что при формировании электрического тока под действием силы фононного давления эффективная длина свободного пробега электронов $l_{эфф} << l_{ep}$. Это ясно из приведенных выше качественных рассуждений: $l_{эфф}$ совпадает с меньшей из длин l_p, l_i и d, тогда как $l_p l_{ep}^{-1} \approx (T/\Theta)^4 << 1$. Поэтому формулы (2), (3) после замены $l_i^{-1} \to l_i^{-1} + l_{ep}^{-1}$ по порядку величины справедливы при любом соотношении между вероятностями электрон-фононного и электрон-примесного рассеяния.

Отметим, что полученные формулы дают возможность непосредственного определения длины свободного пробега фононов в металлах – по характеру температурной зависимости и, особенно, по зависимости ЭДС от толщины пластины (см. (3)). Рассмотренный эффект может качественно зависеть от характера электронного спектра. Так, если в одной из пластин преобладает электронная проводимость, а в другой – дырочная, то направления токов (и знак ЭДС) будут противоположными. В металлах с открытыми поверхностями Ферми направления токов могут зависеть от ориентации осей кристалла относительно поверхности пластины и электрического поля.

Авторы глубоко признательны покойному $\boxed{\text{С.С.Шалыту}}$ за полезное обсуждение рассмотренного в настоящей работе вопроса.

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
24 июня 1977 г.