

ОБ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ДВУМЕРНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Р. Н. Гуржи, А. И. Копелиович, С. Б. Руткевич

Показано, что механизм электрон-фононной релаксации в двумерной вырожденной электронной системе существенно иной, чем это следует из теории Блоха – Пайерлса. Это приводит к качественному различию в поведении электропроводности двумерных и трехмерных металлических систем.

При достаточно низких температурах, когда тепловой импульс фона мал по сравнению со всеми характерными размерами поверхности Ферми (ПФ), а столкновениями фононов между собой можно пренебречь, функция распределения неравновесных электронов χ подчиняется уравнению [1]:

$$\operatorname{div} \hat{D} (\nabla \chi - a \{ \nabla \chi \}) = e E n, \quad (1)$$

Здесь тензор диффузии \hat{D} пропорционален квадрату константы электрон-фононного взаимодействия и зависит от температуры как T^5 , div и ∇ — двумерные дифференциальные операции в касательной плоскости к ПФ, \mathbf{n} — орт скорости электрона, \mathbf{E} — напряженность электрического поля, а $\{ \nabla \chi \}$ — линейный интегральный функционал, связанный с неравновесностью фононов. Уравнение (1) описывает стационарный процесс диффузии электронов, которые непрерывно "рождаются" на одной половине ПФ (там, где $E_n > 0$) и "исчезают" на другой (где $E_n < 0$). Из него следует закон Блоха для температурной зависимости электросопротивления ¹⁾: $\rho_B \sim T^5$.

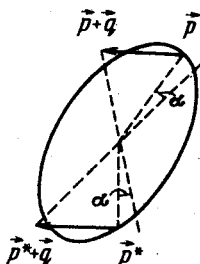
Совершенно иная ситуация имеет место, когда ПФ является цилиндрической. Можно строго доказать, что в этом и только в этом случае интегро-дифференциальное уравнение (1) неразрешимо [2]. Последний результат связан с особенностями двумерной системы: данный фонон с импульсом \mathbf{q} может взаимодействовать с одной или несколькими парами $(\mathbf{p}, -\mathbf{p})$ симметричных состояний на ПФ (в точке $\mathbf{p} \cdot \mathbf{q} = 0$), а эти состояния в свою очередь взаимодействуют лишь с фононами, импульсы которых параллельны \mathbf{q} . В этом отношении двумерная система принципиально отличается от трехмерной, в которой любые электронные состояния могут обмениваться между собой фононами. Таким образом электрон-фононная система разбивается на группы, обмен импульсом между которыми невозможен. В то же время, диффузионный поток в данной точке \mathbf{p} должен иметь некоторое вполне определенное направление, и, следовательно, непрерывно должны поглощаться фононы этого направления (или рождаться противоположного). Поэтому процесс релаксации "запирается" локально, в каждой точке ПФ.

Заметим, что сказанное относится только к диффузионному приближению; при учете конечности импульса фонона однозначное разделение на группы исчезает. Однако, при этом оказываются существенными некоторые особенности геометрии ПФ. В высших порядках разложения по малому параметру q/p_F (p_F — характерный размер ПФ) релаксация оказывается возможной только в том случае, если на ПФ имеется несколько пар точек с параллельными нормальными (для открытой ПФ это всегда так). Причем, радиусы кривизны в этих точках должны различаться. Такая "сверхдиффузия" описывается дифференциальным уравнением шестого порядка и характеризуется временем релаксации $\tau_{eff} \sim T^{-9}$.

С другой стороны, учет конечности энергии фонона приводит к возможности релаксации независимо от структуры ПФ. При этом электронные состояния, с которыми может взаимодействовать фонон с заданным импульсом \mathbf{q} , не являются строго симметричными. (Взаимодействие между центрально-симметричными состояниями, как легко понять, не приводит к релаксации нечетного по импульсам распределения $\chi(\mathbf{p})$). Как видно из рисунка, $\mathbf{p} + \mathbf{q} \neq -\mathbf{p}^*$ и $\mathbf{p}^* + \mathbf{q} \neq -\mathbf{p}$, причем,

¹⁾ В металлах с замкнутыми ПФ при весьма низких температурах эта зависимость сменяется экспоненциальной, а в уравнении (1) должен быть дописан член, учитывающий процессы переброса [1].

характерный угол отклонения $\alpha \sim s/v$ (s – скорость звука, v – скорость электрона). В таких условиях связь между электронными состояниями осуществляется благодаря диффузии в пространстве направлений фононных импульсов с характерным угловым шагом порядка s/v . Соответствующее время релаксации $\tau_{eff} \sim T^{-5}(v/s)^2$.



Наконец, возможен еще механизм релаксации, обусловленный относительно редкими столкновениями между фононами. Учет этих процессов приводит к диффузионному уравнению вида (1), в котором тензор диффузии \hat{D} пропорционален частоте фонон-фононных столкновений. Нелокальный характер диффузии связан в данном случае с обменом импульсом между фононами, взаимодействующими с различными электронами. Соответствующее время релаксации может быть представлено в виде

$$\tau_{eff} \approx \tau_{pp} \frac{n_e}{n_p} \left(\frac{p_F}{q} \right)^2 \sim T^{-9}.$$

Здесь τ_{pp} – время свободного пробега относительно фонон-фононных столкновений, $n_e \sim T/\epsilon_F$ – число электронов в тепловом слое, $n_p \sim T^3$ – число фононов. Ясно, что $\tau_{pp} n_e / n_p$ представляет собой время, за которое электрон сместится на расстояние q вдоль ПФ в результате одного фонон-фононного столкновения; фактор $(p_F/q)^2$ – необходимое для релаксации число броуновских шагов.

Сопротивление может быть также обусловлено малыми отклонениями ПФ от истинно двумерной.

Вклады всех перечисленных выше механизмов можно объединить в следующей приближенной формуле:

$$\rho \approx \rho_B \left[\left(\frac{T}{\Theta} \right)^4 + \left(\frac{s}{v} \right)^2 + \gamma^2 \right].$$

Здесь Θ – температура Дебая, а γ – характерный угол отклонения ПФ от цилиндрической формы, численные коэффициенты опущены.

Отметим, что приведенные результаты получены в предположении о трехмерном характере спектра фононов. Если же кристалл является двумерным и по упругим характеристикам, то необходимо учитывать взаимодействие электронов с изгибными колебаниями.

Литература

- [1] Р. Н. Гуржи, А. И. Копелиович. ЖЭТФ, 61, 2514, 1971; 64, 380, 1973.
- [2] Р. Н. Гуржи, А. И. Копелиович. УФН, 1980 г. (в печати).
-