

МАГНЕТСОПРОТИВЛЕНИЕ ПОЛИКРИСТАЛЛОВ И ЕГО РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ

Ю.А.Дрейзин, А.М.Дыхне

1. Введение. Хорошо известно [1], что в металлах с открытыми поверхностями Ферми в сильных магнитных полях H ($\gamma \equiv \nu/\omega_H \ll 1$, ν – частота столкновений, $\omega_H = eH/mc$) асимптотика тензора проводимости зависит от ориентации кристалла относительно магнитного поля. Именно, если при данной ориентации кристалла в проводимость дают вклад открытые траектории, то проводимость поперек магнитного поля "незамагничена", т.е. не уменьшается с ростом H ; и имеет, вообще говоря, тот же порядок величины, что и проводимость σ_0 вдоль магнитного поля. Если же ориентация такова, что открытых траекторий нет, то поперечные компоненты тензора проводимости убывают с ростом поля, $\sigma_{\perp} \sim \sigma_0 \gamma^2$. Вследствие этого поликристалличе-

ский образец, состоящий из хаотически ориентированных кристаллитов, представляет собой среду с анизотропной и сильно неоднородной проводимостью. Возникает задача об отыскании эффективной проводимости такой среды, связывающей среднюю (по образцу) плотность тока со средним электрическим полем; мы увидим, что эффективная проводимость может значительно отличаться от средней проводимости неоднородной среды. Будем считать кристаллиты макроскопическими (длина пробега электронов мала по сравнению с характерным размером кристаллитов a). Для определенности рассмотрим случай металла с такой поверхностью Ферми, когда существует конечная, хотя и малая, доля s направлений магнитного поля, при которых есть открытые траектории (такая ситуация имеет место, например, для золота, где $s \sim 3 \cdot 10^{-2}$ [2]). Соответственно доля кристаллитов с немагнитной проводимостью равна s . Наконец, последнее замечание касается антисимметричной части $\hat{\sigma}^a$ тензора проводимости, определяющей холловский ток. Можно показать, что антисимметричная часть эффективного тензора проводимости находится просто усреднением $\hat{\sigma}^a$. Кроме того, учет $\hat{\sigma}^a$ несущественен при нахождении симметричной части эффективного тензора проводимости, так что при решении этой задачи можно считать тензор проводимости среды симметричным.

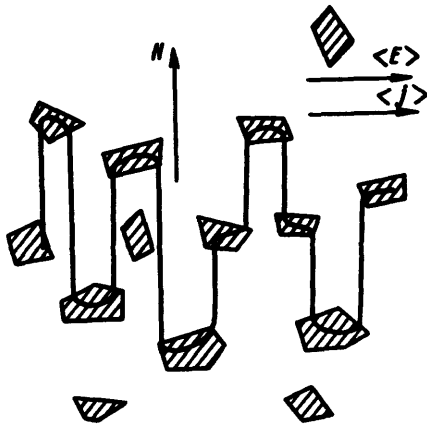


Рис. 1

2. *Эффективная проводимость массивного образца.* Рис. 1 иллюстрирует рассматриваемую поликристаллическую среду. Кристаллиты, в которых (благодаря открытым траекториям) поперечная проводимость не убывает с ростом H , будем для краткости называть "особыми"; на рисунке они заштрихованы. Остальная масса кристаллитов образует "фон", в котором поперечная проводимость мала в сильных полях, $\sigma_{\perp} \sim \sigma_{\parallel} \gamma^2$. Рассмотрим сначала случай очень сильных полей (критерий будет выписан ниже), когда поперечной проводимостью "фона" вообще можно пренебречь. Ясно, однако, что при этом эффективная поперечная проводимость поликристаллической среды будет отлична от нуля, так как ток может течь иллюстрированным на рис. 1 способом, протекая в направлении среднего электрического поля

$\langle E \rangle (\langle E \rangle \perp H)$ по особым кристаллитам и перетекая от одного особого кристаллита к другому по "фону" вдоль магнитного поля. Оценим проводимость, возникающую благодаря такому механизму. Среднее расстояние L в направлении H между двумя "соседними" особыми кристаллитами (через которые последовательно проходит линия тока) можно оценить как

$$L \sim 1/n\alpha^2 \sim \alpha/c, \quad (1)$$

где $n \sim c/\alpha^3$ — число особых кристаллитов в $см^3$. Поскольку соседние особые кристаллиты смещены в направлении $\langle E \rangle$ на расстояние порядка α , то разность потенциалов между ними $\Delta\phi \sim \langle E \rangle \alpha$. С другой стороны, ее можно оценить и как $\Delta\phi \sim E_z L$, где E_z — порядок величины z -й компоненты электрического поля (ось z вдоль H ; подчеркнем, что среднего электрического поля в направлении z нет). Сравнивая эти оценки, получим с учетом (1) $E_z \sim c \langle E \rangle$.

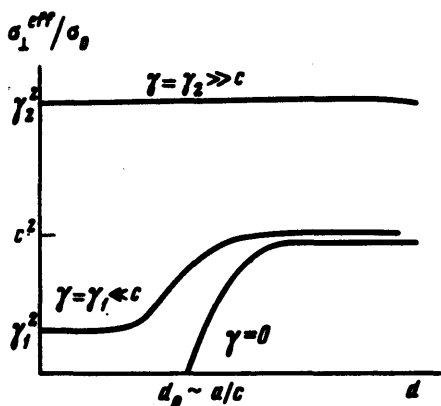


Рис. 2

Плотность тока $j_z \sim \sigma_0 E_z \sim \sigma_0 c \langle E \rangle$. Нас интересует $\langle j \rangle$ — средняя плотность тока ($\langle j \rangle$ направлено вдоль $\langle E \rangle$). Заметим, что j_{\perp} отлично от нуля только в особых кристаллитах, в которых $j_{\perp} \sim j_z \sim \sigma_0 c \langle E \rangle$. Средняя же плотность тока в c раз меньше, так как доля этих кристаллитов c . Отсюда получаем $\langle j \rangle \sim \sigma_0 c^2 \langle E \rangle$ или

$$\sigma_1^{eff} \sim \sigma_0 c^2. \quad (2)$$

С описанным механизмом проводимости конкурирует обычный, когда основной ток j_{\perp} течет по "фону". Для него $\sigma_{\perp} \sim \sigma_0 \gamma^2$. Сравнивая это с (2), получаем, что (2) справедливо при $\gamma \lesssim c$. При $1 \gg \gamma \gtrsim c$ $\sigma_{\perp}^{eff} \sim \sigma_0 \gamma^2$.

3. *Размерный эффект.* Если образец имеет конечный размер d в направлении магнитного поля, то формула (2) справедлива (при $\gamma \ll c$) лишь в случае $d \gg L$. Действительно, для установления описанного выше механизма протекания тока необходимо, чтобы проекции особых кристаллитов на плоскость, перпендикулярную H ,

достаточно хорошо перекрывались. Если же толщина образца недостаточна для этого, $d \ll L$, то $\sigma_{\perp}^{eff} \sim \sigma_0 \gamma^2$ и при $\gamma \ll c$. На рис. 2 показана качественно зависимость σ_{\perp}^{eff} от d . При $\gamma = 0$ изменение проводимости с толщиной носит характер фазового перехода. Эффективная проводимость равна нулю при $d < d_0 \sim L$ и отлична от нуля при $d > d_0$. Выход на асимптотику $\sigma_{\perp}^{eff} \sim \sigma_0 c^2$ также происходит на толщинах порядка L . При $0 \neq \gamma \ll c$ переход сглаживается и окончательно замывается при $\gamma \gg c$.

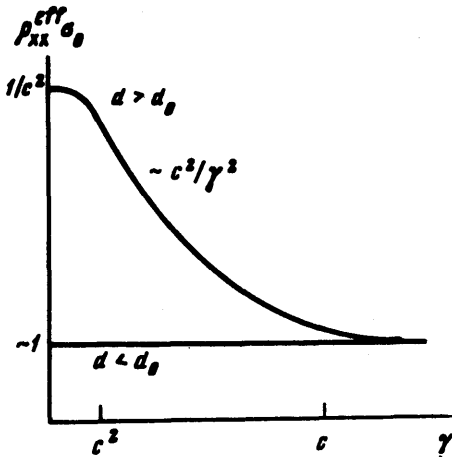


Рис. 3

4. *Возможность экспериментального наблюдения размерного эффекта.* В эксперименте обычно измеряется поперечная компонента тензора сопротивления ρ_{xx} (ток течет вдоль длинного размера образца). Для толстого образца ($d > d_0$) эффективный тензор проводимости имеет компоненты (значок *eff* опущен; для σ_{xx} написана интерполяционная формула, сшивающая области $\gamma \ll c$ и $\gamma \gg c$): $\sigma_{xx} = \sigma_{yy} \sim \sigma_0 (\gamma^2 + c^2)$; $\sigma_{xy} = -\sigma_{yx} \sim \sigma_0 \gamma$; $\sigma_{zz} \sim \sigma_0$, остальные компоненты равны нулю. Оборачивая тензор $\hat{\sigma}$, получим для ρ_{xx} :

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{yy}}{\sigma_{xx}\sigma_{yy} + \sigma_{xy}^2} \sim \sigma_0^{-1} \frac{\gamma^2 + c^2}{(\gamma^2 + c^2)^2 + \gamma^2}. \quad (3)$$

График этой функции изображен на рис. 3. При $c \ll \gamma \ll 1$ $\rho_{xx} \sim \sigma_0^{-1}$, при $c^2 \ll \gamma \ll c$ $\rho_{xx} \sim \sigma_0^{-1} c^2/\gamma^2$ и при $\gamma \lesssim c^2$ $\rho_{xx} \sim \sigma_0^{-1}/c^2$. Для тонкого образца ($d < d_0$) $\sigma_{\perp} \sim \sigma_0 \gamma^2$ во всей области $\gamma \ll 1$, и $\rho_{xx} \sim \sigma_0^{-1}$. Таким образом, уже в области $\gamma \lesssim c$ сопротивление резко (в $(c/\gamma)^2$ раз) возрастает при увеличении толщины образца от $d < d_0$ до $d > d_0$. В заключение приведем примерные оценки. При $H \sim 10^5$ гс, длине пробега $\sim 10^{-2}$ см, $\gamma \sim 10^{-2}$. Если размер кристаллита $a \sim 3 \cdot 10^{-2}$ см и $c \sim 3 \cdot 10^{-2}$, то размерный эффект будет наблюдаться при толщинах $d_0 \sim a/c \sim 1$ см. При этом можно ждать увеличения сопротивления (при переходе от $d < d_0$ к $d > d_0$) в $(c/\gamma)^2 \sim 10$ раз.

Поступила в редакцию
14 июня 1971 г.

Литература

- [1] И.М.Лифшиц, М.И.Каганов. УФН, 87, 389, 1965.
[2] Ю.П.Гайдуков. ЖЭТФ, 37, 1281, 1959.
-