

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА ХОЛЛА У ПОВЕРХНОСТИ СКОЛА ГЕРМАНИЯ В ЖИДКОМ ГЕЛИИ

Э.И. Заварицкая

Изучена температурная зависимость коэффициента Холла R_H и электропроводности σ_{\square} в интервале $1,15 \leq T \leq 4,2\text{K}$ в двумерной квазиметаллической системе, образуемой у поверхности скола германия. Показано, что температурные поправки к коэффициенту Холла ΔR_H растут с понижением T , пропорционально $\ln T$, так же как и величина $\Delta\sigma$ в этой области T , а их отношение удовлетворяет условию $(\Delta R_H/R_H) = -\alpha(\Delta\sigma/\sigma)$, где $1 < \alpha \leq 2$, что свидетельствует о доминирующем вкладе эффектов межэлектронного взаимодействия³ в явления переноса дырок у поверхности скола германия.

Как показали исследования¹, в двумерной системе, образуемой у поверхности скола монокристаллов германия, проводимость σ_{\square} логарифмически уменьшается с понижением температуры, и величина

$$\Delta\sigma \equiv [\sigma_{\square}(T_1) - \sigma_{\square}(T)] \approx 1 \cdot 10^{-5} \ln \frac{T_1}{T}, \quad \Omega^{-1}, \quad (1)$$

независимо от исходной электропроводности σ_0 в области значений

$$2 \cdot 10^{-5} \leq \sigma_0 \leq 40 \cdot 10^{-5}, \quad \Omega^{-1},$$

где $\sigma_0 \equiv \sigma_{\square}(4,2\text{K})$ — удельная электропроводность при температуре $T_1 = 4,2\text{K}$.

Результаты измерений¹ находятся в хорошем соответствии с теорией локализации² и с теорией взаимодействия³. Квантовая поправка к квазиметаллической проводимости в двумерной среде, согласно^{2,3} имеет вид

$$\Delta\sigma = C \frac{e^2}{\pi h} \ln \frac{T_1}{T}, \quad \Omega^{-1}, \quad (2)$$

где e — заряд электрона, h — постоянная Планка, C — константа, которая зависит от исходных предпосылок теорий, но в обоих случаях может иметь значение $C \approx 0,8$ при котором соотношения (1) и (2) совпадают. В этих условиях невозможно определить, какой именно из эффектов,² или³, в действительности играет роль в процессах переноса носителей у поверхности скола Ge.

Известно, однако, что эти эффекты вносят существенно разный вклад в коэффициент Холла. Действительно, если доминирует локализация², то уменьшение σ_{\square} связано с понижением подвижности носителей, а не их концентрации, и коэффициент Холла не зависит от

В условиях, когда важны эффекты межэлектронного взаимодействия³, константа Холла содержит добавочный член ΔR_H , который так же, как и величина $\Delta\sigma$ в соотношении (2)

изменяется логарифмически с понижением T , причем отношение

$$\frac{\Delta R_H}{R_H} = -2 \frac{\Delta \sigma}{\sigma} \quad (3)$$

Исследования коэффициента Холла R_H и зависимости $R_H = f(T)$ в этих условиях актуальны и результаты этих измерений представлены в настоящей работе.

Исходные кристаллы германия были n -типа с удельным сопротивлением при комнатной температуре $20 \div 40 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Раскол кристаллов проводился в жидком гелии. Изменение свойств поверхности достигалось посредством промежуточных отжигов в парах гелия при разных температурах, T_i , и длительностях отогрева ⁴. После первого отжига, при $T_i = 40\text{К}$, поверхностная электропроводность достигала максимального значения $\sigma_0 \approx (3 \div 4) \times 10^{-4} \text{ Ом}^{-1}$. Последующие отжиги проводились при $T_i \approx 85\text{К}$ и приводили к постепенному уменьшению поверхностной проводимости.

Электропроводность σ_0 и коэффициент Холла R_H измерялись после каждого отжига на образцах, погруженных в жидкий гелий. Измерения проводились в интервале температур от 1,15 до 4,2К.

После каждого из 18 последовательных отжигов электропроводность поверхности скола принимала новое значение, не сильно отличающееся от предыдущего. Таким путем был заполнен интервал

$$6 \cdot 10^{-7} \leq \sigma_0 \leq 4 \cdot 10^{-4}, \text{ Ом}^{-1}.$$

Измерения коэффициента Холла были проведены после первых 16 отжигов поверхности, в магнитных полях H до 20 кЭ. Взаимная связь между величинами σ_0 и R_H при $T = 4,2\text{К}$ представлена пунктирной кривой 1 на рис. 1, а.

Из зависимости $R_H = f(\sigma_0)$, приведенной на рис. 1, а следует, что наблюдаемое после отжигов уменьшение поверхностной проводимости в интервале значений $5 \cdot 10^{-5} \leq \sigma_0 \leq 30 \cdot 10^{-5}, \text{ Ом}^{-1}$ обусловлено, в основном, уменьшением концентрации носителей. В этом интервале σ_0 концентрация уменьшается более чем в четыре раза, а подвижность дырок при этом в 1,5 раза, от 240 до 170, $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. При $\sigma_0 < 5 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}$ уменьшение проводимости вызывается резким снижением подвижности, $\mu = R_H \sigma$, при почти неизменной концентрации дырок $p_c \approx 1,9 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Измерения коэффициента Холла в области температур $1,15 \leq T \leq 4,2\text{К}$ показали, что величины $(R_H)_i$, не обнаруживая заметной зависимости от напряженности магнитного поля и плотности протекающего тока, возрастают с понижением температуры пропорционально логарифму T , как было предсказано в работе ³, но коэффициент пропорциональности между величинами $\Delta R_H/R_H$ и $\Delta \sigma/\sigma$ не является постоянной величиной, что видно из приведенных на рис. 1 зависимостей относительных величин

$$\frac{\Delta R_H}{R_H} \equiv \frac{R_H(1,15\text{К}) - R_H(4,2\text{К})}{R_H(1,15\text{К})}; \quad \frac{\Delta \sigma}{\sigma} \equiv \frac{\sigma_0(4,2\text{К}) - \sigma_0(1,15\text{К})}{\sigma_0(4,2\text{К})}; \quad \alpha = \frac{\Delta R_H}{R_H} / \frac{\Delta \sigma}{\sigma}$$

от исходной электропроводности σ_0 .

Эти зависимости претерпевают излом при некоторой характерной величине электропроводности, $\sigma_0 \approx 4 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}$, которая согласуется с предсказанной Моттом минимальной металлической проводимостью $\sigma_{min} \approx e^2/h$ ⁵. И весь изученный нами интервал σ_0 разделяется, в соответствии с концепцией Мотта, на две области – квазиметаллическую при $\sigma_0 \geq \sigma_{min}$ и неметаллическую, при $\sigma_0 < \sigma_{min}$.

В области квазиметаллической проводимости температурная поправка к электропроводности

$$\Delta \sigma \approx \frac{e^2}{\pi h} \ln \frac{T_1}{T} \approx 1 \cdot 10^{-5} \ln \frac{T_1}{T}, \text{ Ом}^{-1}, \quad (4)$$

а поправка к коэффициенту Холла

$$\frac{\Delta R_H}{R_H} = -\alpha \frac{\Delta\sigma}{\sigma}, \quad (5)$$

где $1 < \alpha \leq 2$. При этом измеренные значения $\Delta\sigma$ находятся в соответствии с ³, вплоть до электропроводности $\sigma_0 \approx 0,5 \sigma_{min}$, а значения α согласуются с предсказанным ³ "правилом двойки" только в условиях сильного вырождения, когда $\sigma_0 \geq 3 \cdot 10^{-4} \text{ Ом}^{-1}$. При уменьшении σ_0 величина α уменьшается, но эти изменения α малы и не превышают двух раз во всей области квазиметаллической проводимости, вплоть до $\sigma_0 \approx \sigma_{min}$. Сами же поправки к коэффициенту Холла, ΔR_H и $\Delta R_H/R_H$ в этих условиях возрастают.

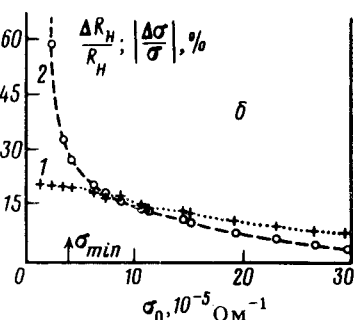
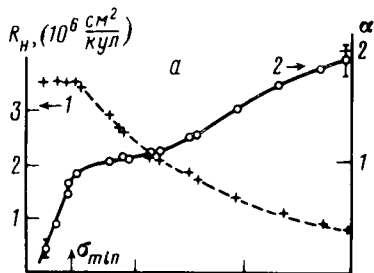


Рис. 1

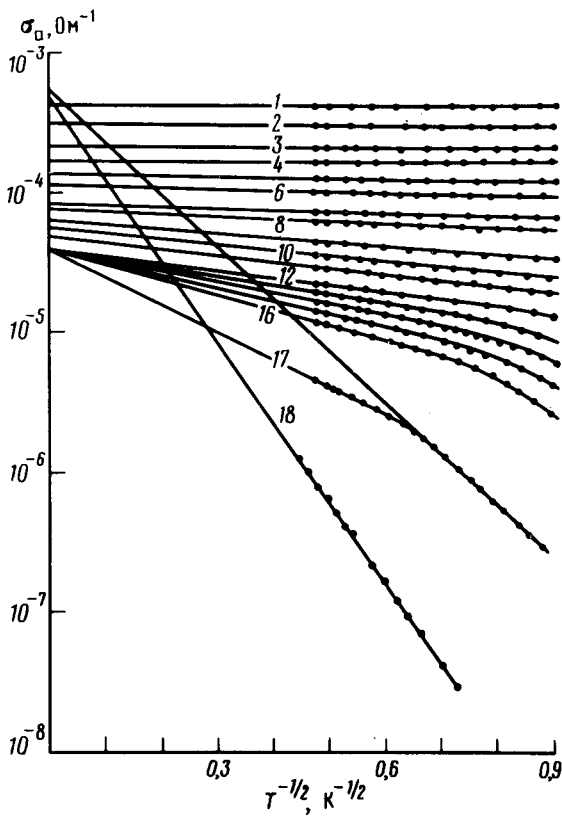


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость от удельной поверхностной электропроводности σ_0 при $T = 4,2\text{K}$: а - +- коэффициент Холла R_H ; о - коэффициента $\alpha = (\Delta R_H/R_H) / (\Delta\sigma/\sigma)$; б - +- поправки к коэффициенту Холла $\frac{\Delta R_H}{R_H} = \frac{R_H(1,15\text{K}) - R_H(4,2\text{K})}{R_H(1,15\text{K})}$; о - поправки к электропроводности $\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\sigma_0(4,2\text{K}) - \sigma_0(1,15\text{K})}{\sigma_0(4,2\text{K})}$

Рис. 2. Температурная зависимость удельной поверхностной электропроводности σ_0 после отжига образцов в парах гелия. Чем выше номер кривой, тем большему числу отжигов подвергался образец

Из этих данных следует, что эффекты межэлектронного взаимодействия играют заметную роль не только в области металлической проводимости, но и при значениях $\sigma_0 < \sigma_{min}$, когда электропроводность осуществляется "прыжками" из одного локализованного состояния в другое. Вероятность таких прыжков пропорциональна

$$\exp\left(-\frac{L}{L_0}\right) \exp\left(-\frac{W_a}{kT}\right), \quad (6)$$

где L_0 — длина локализации волновой функции, L — расстояние, на которое "перескакивает" электрон, W_a — энергия активации.

В условиях, когда доминирует кулоновское взаимодействие, величина $W_a \approx e^2/\kappa L$; длина оптимального прыжка $L_c = (e^2 L_0/\kappa T)^{1/2}$ и зависимость электропроводности от температуры имеет вид ⁶

$$\sigma = \sigma_e \exp [- (T_0/T)^{1/2}], \quad (7)$$

где σ_e — предэкспоненциальный множитель; κ — диэлектрическая проницаемость; $T_0 = 4e^2/\kappa L_0$ ⁷.

С целью выявить закономерности такого рода, результаты измерений удельной поверхностной электропроводности представлены на рис. 2 в виде зависимости $\lg \sigma_{\square}$ от $1/\sqrt{T}$. Как видно из приведенных данных, 18 экспериментальных кривых образуют три семейства, а не два, как это можно было ожидать, исходя из представления о существовании резкой границы, соответствующей величине σ_{min} .

Первая группа кривых, (1 ÷ 11) — соответствует области квазиметаллической проводимости и описывается зависимостью (4).

Последние две кривые, (17 и 18), — относятся к области "сильной" локализации, которая характеризуется зависимостью (7), где величина $\sigma_e \approx 10^{-3} \text{ Ом}^{-1}$, а эффективная температура T_0 достигает значения $100 \div 200 \text{ К}$.

Кривые (12 ÷ 16) образуют "промежуточную" область, которая одновременно удовлетворяет условиям и квазиметаллической проводимости (4) и проводимости, которую можно описать зависимостью

$$\sigma = \sigma_{min} \exp [-(T^*/T)^{1/2}] \quad (8)$$

с эффективной температурой T^* , порядка $2 \div 6 \text{ К}$.

Эта зависимость наблюдается на образцах с $\sigma_0 = (2 \div 4) \cdot 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}$ и относится к весьма узкому диапазону энергий, который примыкает к границе раздела между локализованными и делокализованными состояниями в энергетическом спектре дырок. По-видимому, "промежуточная" область обязана своим происхождением переходным условиям от двухкратного вырождения по спине, характерного для области металлической проводимости, к однократному — имеющему место в условиях локализации ⁵.

Для более детального изучения этих закономерностей, исследования σ_{\square} необходимо продолжить в области как более низких, так и более высоких температур.

Автор выражает благодарность Б.М.Вулу, за постоянный интерес к работе и поддержку; А.И.Ларкину и Д.Е.Хмельницкому за обсуждение полученных результатов и В.Н.Заварицкому за помощь в эксперименте.

Литература

1. Вул Б.М., Заварицкая Э.И., Заварицкий В.Н. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 87.
2. Anderson P.W., Abrahams E., Licciardello D.C., Ramakrishnan T.V. Phys. Rev. Lett., 1979, 42, 673; Phys. Rev. Lett., 1979, 43, 718.
3. Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г. ЖЭТФ, 1979, 77, 2028; Altshuler B.L., Aronov A.G., Lee P.A. Phys. Rev. Lett., 1980, 44, 1288.
4. Вул Б.М., Заварицкая Э.И., Заварицкий В.Н. Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, 371; 1982, 35, 209.
5. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М. Мир, 1982; N.F.Mott, E.A.Davis. Clarendon Press, Oxford, 1979).
6. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.:Наука, 1979.
7. Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е. ЖЭТФ, 1982, 83, 1140.