

ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА В БИКРИСТАЛЛАХ ГЕРМАНИЯ В ОБЛАСТИ НЕМЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ

Э.И. Заварицкая

Изучена электропроводность σ_{\square} бикристаллов германия с углом наклона $7 \leq \theta \leq 25^\circ$ в интервале температур $0,3 \leq T \leq 5$ К. Установлено, что с понижением T логарифмический спад электропроводности сменяется резкой экспоненциальной зависимостью при $\sigma_{\square} = \sigma_{min}$. В области меньших σ_{\square} зависимость $\sigma(T) = \sigma_0 \exp[-(T_0/T)^{1/2}]$, где T_0 – некоторая характерная температура, равная $10 \div 750$ К.

Как известно, у поверхностей сращивания бикристаллов германия с углом наклона $\theta = 20 \div 25^\circ$ возникают проводящие слои с дырочной изотропной проводимостью металлического типа¹. При уменьшении угла наклона θ электропроводность приповерхностных слоев в бикристаллах Ge уменьшается, становится все более анизотропной, а при величине проводимости

$$\sigma_{\square} \approx \sigma_{min} \approx \frac{e^2}{2\pi\hbar} \approx 4 \cdot 10^{-5} \Omega^{-1}, \quad (1)$$

(где e – заряд электрона, \hbar – постоянная Планка), двумерная проводимость металлического типа сменяется термически активированной, $\sigma_{\square} \sim \exp(-W_a/kT)$, где W_a – энергия активации².

Обнаруженный в работе² двумерный переход металл – диэлектрик в бикристаллах Ge был изучен в интервале температур $1,6 \leq T \leq 6$ К. В недавней работе³ область исследования двумерной квазиметаллической проводимости была расширена до температур $T = 0,02$ К. Целью настоящей работы было исследование электропроводности бикристаллов Ge при $T < 1,5$ К в области неметаллической проводимости.

Исследования были проведены на бикристаллах с углом наклона θ от 7 до 25° . Образцы вырезались из слитков таким образом, чтобы ток мог проходить либо параллельно, либо перпендикулярно рядам краевых атомов, возникающих благодаря сечению атомных плоскостей поверхностью сращивания бикристалла⁴. Образцы имели форму параллелепипеда, размером $\sim 2 \times 2 \times 7$ мм³, с площадью проводящей поверхности $\sim 2 \times 7$ мм². Контакты изготавливались вплавлением индия и были омическими для приповерхностных дырочных слоев. Поскольку сопротивление собственно кристалла Ge было очень велико, ток проходил лишь вдоль слоя, примыкающего к плоскости сращивания бикристаллов Ge. Исследо-

вания электропроводности были проведены в области линейной зависимости тока от приложенного напряжения.

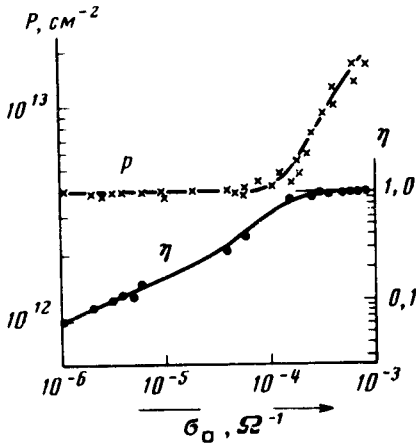


Рис. 1

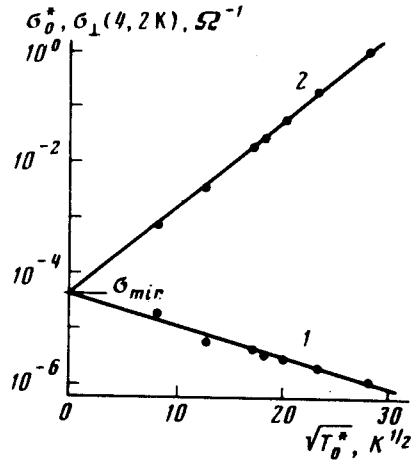


Рис. 3

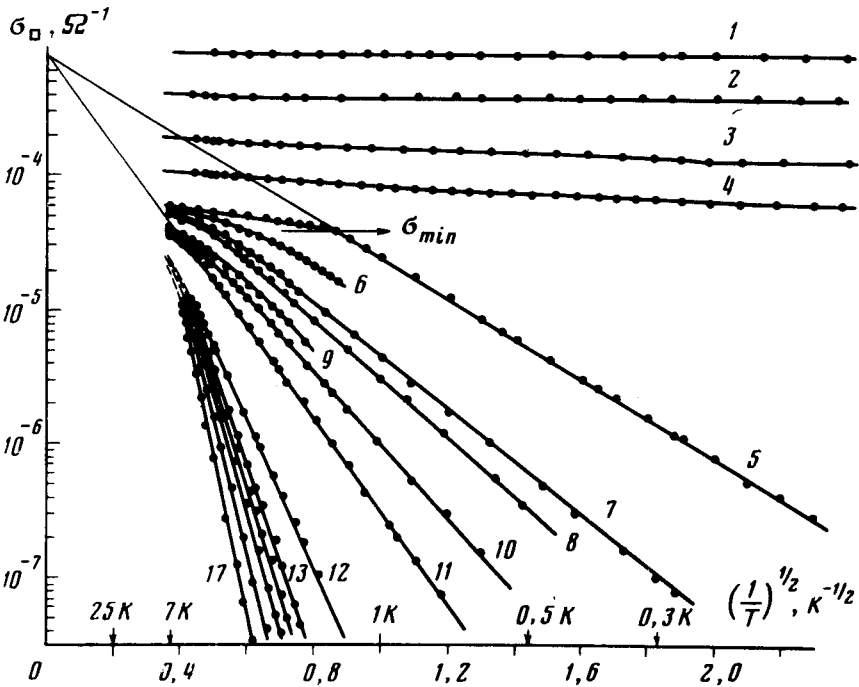


Рис. 2

Рис. 1. ● — Зависимость коэффициента $\eta = \sigma_{\perp} / \sigma_{\parallel}$ от проводимости σ_{\perp} , X — зависимость концентрации дырок от проводимостей σ_{\parallel} и σ_{\perp}

Рис. 2. Температурная зависимость проводимостей σ_{\parallel} и σ_{\perp} в бикристаллах Ge: (кривые 1, 2, 3, 4, 6, 8 ÷ 11 — относятся к σ_{\parallel}) (кривые 1, 2, 5, 7, 12 ÷ 17 — к σ_{\perp})

Рис. 3. 1 — Связь между значениями электропроводности σ_{\perp} (при $T = 4,2\text{K}$) и значениями характерной температуры T_0^* (для кривых 12 ÷ 17), 2 — связь между величинами σ_0^* и T_0^* (для кривых 12 ÷ 17)

В ходе опыта измерялись проводимости σ_{\parallel} и σ_{\perp} , а при $T = 4,2\text{K}$ и коэффициент Холла R_H . Величина σ_{\parallel} измерялась на образцах, у которых цепочки краевых атомов простирались от одного токового контакта к другому; величина σ_{\perp} — соответственно, на тех, у которых

ряды краевых атомов располагались перпендикулярно линии, соединяющей токовые контакты. Результаты измерений σ_{\parallel} и σ_{\perp} при $T = 4,2\text{ К}$, приведены на рис. 1 в виде зависимости $\eta = \sigma_{\perp}/\sigma_{\parallel} = f(\sigma_{\perp})$. Из приведенных данных видно, что в области высоких значений электропроводности, $\sigma_{\square} > 1 \cdot 10^{-4} \Omega^{-1}$, проводимость бикристаллов изотропна, а при малых значениях — электропроводность, измеренная поперек рядов краевых атомов, на порядок меньше, чем вдоль них. Этот процесс отражает, по-видимому, тенденцию к переходу к условиям квазиодномерной проводимости в бикристаллах Ge, при малых значениях углов наклона θ .

В образцах с анизотропной проводимостью коэффициент Холла остается практически постоянной величиной $R_H = (1,6 \pm 0,1) \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{кул}$ и не зависит от условий прохождения тока — вдоль или поперек рядов краевых атомов.

В области высокой изотропной проводимости величина R_H уменьшается с ростом σ , что типично для металлической проводимости. В этих условиях для расчета концентрации дырок можно использовать соотношение

$$p = \frac{1}{R_H e} \quad (2)$$

Результаты расчета $p = f(\sigma)$ при $T = 4,2\text{ К}$ приведены на рис. 1, совместно с зависимостью $\eta(\sigma)$. (В области малых электропроводностей, соотношение (2) верно лишь по порядку величины).

В интересующей нас области, $\sigma_{\square} < \sigma_{min}$, проводимость осуществляется, очевидно, прыжками из одного локализованного состояния в другое, и вероятность таких прыжков пропорциональна

$$\exp\left(-\frac{R}{R_0}\right) \exp\left(-\frac{W_a}{kT}\right), \quad (3)$$

где R_0 — длина локализации, R — расстояние, на которое происходит прыжок.

Величина энергии активации в бикристаллах Ge определяется действием нескольких факторов. Важнейшим из них может быть кулоновское взаимодействие⁵, "предвестником" которого является логарифмический рост коэффициента Холла⁶, $R_H \sim \ln T$, обнаруженный в бикристаллах Ge с металлической стороны от перехода диэлектрик — металл³.

В условиях, когда кулоновское взаимодействие велико, величина энергии активации $W_a = \frac{e^2}{\kappa R}$ ⁷, где κ — диэлектрическая постоянная, и оптимизация соотношения (3) приводит к зависимости

$$\sigma(T) = \sigma_0 \exp\left[-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/2}\right], \quad (4)$$

где σ_0 — предэкспоненциальный множитель, $T_0 = (4e^2/\kappa\kappa R_0)$ — характерная температура.

Ту же зависимость (4) можно получить и не привлекая представлений о "кулоновской щели", если учесть заметную в бикристаллах Ge тенденцию к переходу к квазиодномерной проводимости. Моттовский механизм прыжковой проводимости⁸ в этих условиях приводит к энергии активации $W_a = 1/N_0 R$, где N_0 — плотность состояний, примерно равная $m/\pi^2 \hbar^2 n$, m — эффективная масса носителей, n — их линейная концентрация. Оптимизация соотношения (3) при этих условиях дает зависимость (4), где характерная температура $T_0 = 4/kN_0 R_0$.

Вблизи перехода металл — диэлектрик зависимость (4), согласно⁹, может иметь место, и в условиях, когда проводимость обусловлена неоптимальными прыжками.

Чтобы выявить закономерности такого рода, результаты измерений удельной поверхностной электропроводности, σ_{\parallel} и σ_{\perp} , в бикристаллах Ge представлены на рис. 2 в виде зависимостей $\lg \sigma = f(T^{-1/2})$. При этом 17 экспериментальных кривых образуют три семейств

ва, одно из которых, с очевидностью, относится к металлической проводимости, а два других — к неметаллической.

Как видно из приведенных данных, срыв квазиметаллической проводимости в бикристаллах Ge при низких T проявляется очень резко. Как только проводимость σ_{\square} , вследствие логарифмического спада электропроводности при понижении T достигает значения $\sigma_{\square} = \sigma_{min}$, зависимость $\sigma(T)$ претерпевает крутой излом и, начиная с этой температуры уменьшается по экспоненте. Зависимости $\sigma_{\square} = \sigma_0 \exp[-(T_0/T)^{1/2}]$ при этом образуют два семейства прямых, к одному из которых относятся образцы (5 ÷ 11) с электропроводностью σ_{\square} , близкой к σ_{min} при $T = 1 \div 3$ К; ко второму семейству — образцы (12 ÷ 17), у которых в этой области T электропроводность в несколько раз меньше величины σ_{min} .

У образцов первой группы характерные температуры $10 \leq T_0 \leq 70$ К, а предэкспоненциальный множитель имеет, примерно, одно и то же значение для всех образцов:

$$\sigma_0 \approx (12 \div 18) \sigma_{min} \approx (2 \div 3) \frac{e^2}{h}, \Omega^{-1}. \quad (5)$$

У образцов второй группы характерные температуры на порядок выше, $150 \leq T_0^* \leq 750$ К; величина предэкспоненциального множителя σ_0^* резко увеличивается с ростом T_0^* , и как видно из данных, приведенных на рис. 3, может быть представлена в виде

$$\ln \frac{\sigma_0^*}{\sigma_{min}} = 0,36 \sqrt{T_0^*}. \quad (6)$$

Закономерности, обнаруженные в бикристаллах Ge, нельзя приписать влиянию неоптимальных прыжков⁹, поскольку экспериментально найденные величины σ_0 и σ_0^* существенно превышают предсказанное теорией⁹ значение, $\sigma_0 \approx \sigma_{min}$.

Что касается моделей Мотта,⁸ и "кулоновской щели"⁵, то для них известны лишь качественные оценки величины предэкспоненциального множителя σ_0 , а сопоставление экспериментально найденных значений T_0 с рассчитанными, согласно⁸ и⁵, не дает возможности отдать предпочтение той или другой модели.

Для ответа на вопрос, какой из механизмов играет главную роль в бикристаллах Ge необходимы дополнительные исследования и, в частности, зависимости σ_{\square} от напряженности электрических и магнитных полей.

Автор выражает благодарность Б.М.Вулу за неизменный интерес к работе и поддержку.

Литература

1. Landwehr G., Handler P. J. Phys. Chem. Sol., 1962, 23, 891.
2. Вул Б.М., Заварицкая Э.И. ЖЭТФ, 1979, 76, 1089.
3. Вул Б.М., Заварицкая Э.И. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 571.
4. Матаре Г. "Электроника дефектов в полупроводниках". М., "Мир" 1974. (Mataré H, N. Y. 1971).
5. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. "Электронные свойства легированных полупроводников". М., Наука, 1979, гл. X.
6. Altshuler B.L., Aronov A.G., Lee P. Phys. Rev. Lett., 1980, 44, 1288.
7. Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е. ЖЭТФ, 1982, 83, 1140.
8. Мотт Н., Дэвис Э. "Электронные процессы в некристаллических полупроводниках". М., Мир, 1982. (Mott N.F., Davies E.A. Clarendon Press, Oxford, 1979.).
9. Zvyagin I.P. Phys. Stat. Solidi (b), 1983, 120, 503.