

ПРЫЖКОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ БИКРИСТАЛЛОВ ГЕРМАНИЯ В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ ПРИ $T < 1$ К

Э.И.Заварицкая

Электропроводность σ_{\square} бикристаллов Ge с углом наклона $\theta \approx 8,5^{\circ}$ изучена в зависимости от напряженности электрического поля E в области прыжковой проводимости при $0,05 < T < 1$ К. Установлено, что по мере роста электрического поля область $\sigma(E) \approx \text{const}$ сменяется интервалом полей, в котором $\sigma \sim \exp \gamma E$, а коэффициент γ растет с понижением T . При самых низких температурах, $T < 0,1$ К, обнаружена зависимость $J \sim \exp [- (E_0/E)^{1/2}]$, предсказанная теоретически Эфросом и Шкловским.

Срыв квазиметаллической проводимости в бикристаллах германия при низких температурах имеет резкий характер¹. А именно, как только проводимость (под влиянием логарифмического спада электропроводности^{2,3}) достигает значение минимальной металлической проводимости в двумерной среде⁴, $\sigma_{min} \approx e^2/h$, характер электропроводности резко изменяется и при дальнейшем понижении T проводимость падает по экспоненте

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

где e – заряд электрона, h – постоянная Планка, $\sigma_0 \approx \text{const}$, а параметр T_0 зависит от свойств образца.

Эти закономерности были установлены экспериментально в условиях линейной зависимости тока от приложенного напряжения. В настоящей работе исследования¹ были дополнены измерениями в сильных электрических полях, что позволило установить механизм проводимости бикристаллов Ge в области $\sigma_{\square} < \sigma_{min}$.

Исследования $\sigma = f(T, E)$ были проведены при $T < 1$ К на бикристаллах Ge с углом наклона $\theta \approx 8,5^{\circ}$ и с электропроводностью σ_{\square} , близкой к величине σ_{min} . Характеристика изученных образцов приведена в табл. 1.

Таблица 1

№	$\sigma_{\square}, \text{Ом}^{-1}$	$p, \text{см}^{-2}$	$\sigma_0, \text{Ом}^{-1}$	$T_0, \text{К}$
1	$5,5 \cdot 10^{-5}$	$4,1 \cdot 10^{12}$	$7 \cdot 10^{-4}$	11,5
2	$4,0 \cdot 10^{-5}$	$4,0 \cdot 10^{12}$	$6 \cdot 10^{-4}$	20

p, σ_{\square} – концентрация дырок и электропроводность при $T = 4,2$ К.

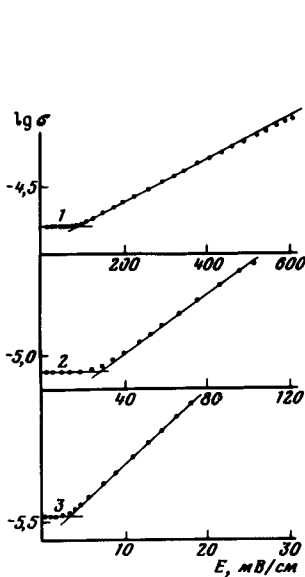


Рис. 1

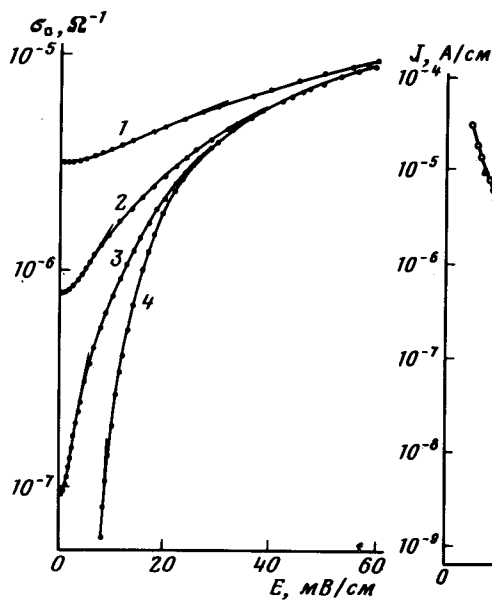


Рис. 2

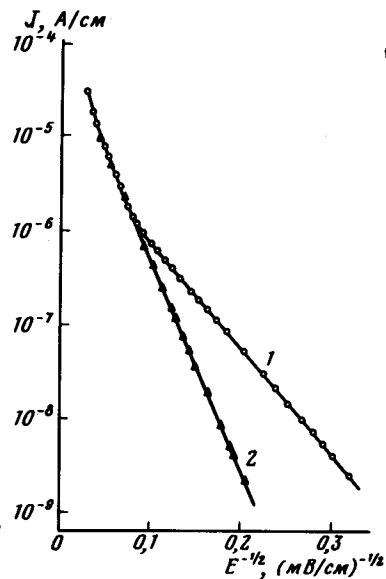


Рис. 3

Рис. 1. Зависимость электропроводности от электрического поля у образца № 1 при температурах T : 1 — 1 К; 2 — 0,6 К; 3 — 0,4 К

Рис. 2. Зависимость электропроводности σ от поля E у образца № 1 при температурах: 1 — 0,4 К; 2 — 0,25 К; 3 — 0,15 К; 4 — 0,05 ÷ 0,10 К

Рис. 3. Зависимость плотности тока J от обратной напряженности поля, $1/\sqrt{E}$, у образцов: 1 — № 1, 2 — № 2

Линейная связь между полем E и током J в изученных образцах наблюдалась лишь в узком интервале электрических полей, который с понижением температуры уменьшался: при $T = 1$ К он достигал, примерно, 1 В/см, а при $T = 0,3$ К — не превышал нескольких мВ/см. В этих условиях область $\sigma \cong \text{const}$ составляла лишь малую часть изученного диапазона полей $0 \leq E \leq 3$ В/см.

Чтобы выявить эту область и изучить особенности перехода к "сильным" полям, результаты измерений на рис. 1 и рис. 2 представлены в виде зависимости $\ln \sigma = f(E)$. Как видно из приведенных данных, при некоторой напряженности поля E_1 область закона Ома сменяется областью с экспоненциальным ростом электропроводности

$$\sigma(T, E) = \sigma(T) \exp[\gamma(E - E_1)], \quad (2)$$

где $\gamma = \Delta \ln \sigma / \Delta E$ — константа, характеризующая наклон кривых. Величина γ резко растет с понижением T , а протяженность области (2) уменьшается.

В достаточно сильных электрических полях зависимости $\sigma = f(T, E)$ становятся все более пологими и, наконец, сливаются в одну плавную кривую, не зависящую от T , как видно из данных, приведенных на рис. 2.

В области самых низких температур, $0,05 \leq T \leq 0,10$ К, плотность тока J (в полях $E > 1$ мВ/см) зависит только от напряженности электрического поля. В этой области T , как видно из данных, приведенных на рис. 3, результаты измерений $J = f(T, E)$ хорошо аппроксимируются зависимостью

$$J \sim \exp[-(E_0/E)^{1/2}], \quad (3)$$

где E_0 — константа, зависящая от свойств образца. Значения E_0 , найденные из наклона экспериментальных кривых приведены в табл. 2.

№	T_0, K	$E_0, B/cm$	Длина локализации, см		L_m, cm
			согл. (5)	согл. (10)	
1	11,5	0,7	$3,6 \cdot 10^{-5}$	$10 \cdot 10^{-5}$	$> 10^{-5}$
2	20	2,5	$2,1 \cdot 10^{-5}$	$6 \cdot 10^{-5}$	$> 10^{-5}$

При электропроводностях $\sigma_{\square} < \sigma_{min}$ проводимость осуществляется прыжками из одного локализованного состояния в другое, отстоящее от первого на расстояние R , большее длины локализации R_L ⁵. Вероятность таких прыжков пропорциональна

$$\exp(-R/R_L) \exp(-W_a/kT), \quad (4)$$

где k — постоянная Больцмана, W_a — энергия активации.

В условиях, когда основной вклад вносит кулоновское взаимодействие^{6,7}, энергия активации $W_a \cong e^2/\kappa R$ (где κ — диэлектрическая проницаемость), и оптимизация соотношения (4) приводит к вышеупомянутой зависимости (1), в хорошем соответствии с результатами измерений бикристаллов в слабых электрических полях¹. Величины T_0 , найденные из наклона экспериментальных кривых $\sigma = f(1/\sqrt{T})$, приведены в табл. 2, наряду со значениями длин локализации R_L , рассчитанных согласно⁵ из соотношения

$$R_L = 4e^2/\kappa kT_0. \quad (5)$$

При наложении электрического поля достаточной напряженности величина энергии активации

$$W_a = e^2/\kappa R - eER \quad (6)$$

заметно уменьшается и оптимизация соотношения (4) в этих условиях приводит к зависимости

$$\sigma(T, E) = \sigma(T) \exp(eER_m/kT), \quad (7)$$

для не очень сильных электрических полей, в которых еще можно пренебречь влиянием поля E на длину "оптимальных" прыжков R_m ⁵. Соотношение (7) качественно согласуется с результатами измерений, приведенными на рис. 1, но предсказывает более медленный рост величины γ с понижением T , чем это следует из эксперимента.

При дальнейшем увеличении электрического поля, как видно из соотношения (6), энергия активации стремится к нулю и, в конечном итоге, прыжки происходят на расстояния R_E , определяемые соотношением

$$e^2/\kappa R_E - eER_E \cong 0. \quad (8)$$

В этих условиях электрон может двигаться в направлении электрического поля, испуская фононы при каждом перескоке^{8,9}. При этом ток

$$J \sim \exp[-(E_0/E)^{1/2}], \quad (9)$$

а длина локализации связана с величиной E_0 соотношением

$$R_L = \sqrt{e/\kappa E_0}, \quad (10)$$

где E_0 — характерное электрическое поле.

Экспериментально найденные значения E_0 приведены в табл. 2, наряду со значениями R_L , рассчитанными согласно (5) и (10). При расчетах R_L в первом приближении принято, что в бикристаллах Ge величина $\kappa = 16$, как и в монокристаллах.

Из данных, приведенных в табл. 2, видно, что различие между величинами R_L , найденными из соотношений (5) и (10), не превышает трех раз, что можно считать неплохим совпадением, поскольку исходные формулы в двумерном случае определены лишь с точностью до численных коэффициентов.

Соответствие между величинами R_L , полученными из результатов измерений в различных условиях опыта, убедительно свидетельствует в пользу модели "кулоновской щели"^{6,7}, положенной в основу расчетов R_L ¹⁰. Дополнительным аргументом в пользу модели^{6,7} являются эффекты, получившие название "предвестников кулоновской щели"³, играющие заметную роль в бикристаллах Ge в области квазиметаллической проводимости^{11,12}.

Как было показано в этих работах, логарифмический спад проводимости в бикристаллах Ge определяется эффектами межэлектронного взаимодействия³. Изменение электропроводности с температурой при этом пропорционально $\ln L_T$, где $L_T = \sqrt{D\tau}$ — длина когерентности, $\tau = \hbar/kT$ — время взаимодействия, D — коэффициент диффузии, связанный с электропроводностью σ в двумерной среде соотношением

$$\sigma = (e^2 m / \pi \hbar^2) D, \quad (11)$$

где m — эффективная масса носителей.

В условиях, когда электропроводность σ , постепенно уменьшаясь приближается к пороговому значению σ_{min} , коэффициент диффузии стремится к предельному значению $D_{min} \cong \hbar/m$, а длина когерентности в этих условиях

$$L_m \geq \sqrt{D_{min} (\hbar/kT_c)} \approx \hbar / \sqrt{mkT_c} \quad (12)$$

имеет тем большее значение, чем ниже температура T_c , при которой наступает срыв квазиметаллической проводимости. В изученных образцах значения критической температуры T_c порядка 1 К и, следовательно, величина

$$L_m \geq 10^{-5} \text{ см.}$$

Как видно из данных, приведенных в табл. 2, полученное значение L_m , по порядку величины, может быть сопоставлено с длиной локализации R_L .

Автор выражает благодарность Б.М.Вулу за постоянный интерес к работе и поддержку; А.И.Ларкину, Д.Е.Хмельницкому, Б.И.Шкловскому, А.Л.Эфросу за дискуссии; К.Н.Зиновьевой и В.Н.Крутихину за возможность провести измерения при ультранизких температурах.

Литература

1. Заварицкая Э.И. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 116.
2. Anderson P.W., Abrahams E., Licciardello D.C., Ramakrishnan T.V. Phys. Rev. Lett., 1979, 42, 673; 1979, 43, 718.
3. Altshuler B.L., Aronov A.G., Lee P.A. Phys. Rev. Lett., 1980, 44, 1288.
4. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических полупроводниках, М.: Мир, 1982; Mott N.F., Davies E.A. Clarendon Press, Oxford, 1979.
5. Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е. ЖЭТФ, 1982, 83, 1140.
6. Efros A.L., Shklovskii B.I. J. Phys. C: Solid State Comm., 1975, 8, L49.
7. Efros A.L. J. Phys. C: Solid State Comm., 1976, 9, 2021.
8. Mott N.F. Phil. Mag., 1970, 22, 7.
9. Шкловский Б.И. ФТП, 1972, 6, 2335.
10. Вул Б.М., Заварицкая Э.И. Тезисы докладов VIII совещания "Физика поверхностных явлений в полупроводниках", Киев, Наукова Думка, 1984, стр. 73.
11. Вул Б.М., Заварицкая Э.И. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 571.
12. Заварицкая Э.И. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 311.