

КРИТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ n -Ge В ОБЛАСТИ ПЕРЕХОДА АНДЕРСОНА, ВЫЗВАННОГО КОМПЕНСАЦИЕЙ

А.Г.Забродский, К.Б.Зиновьева

В области перехода металл – диэлектрик, вызванного компенсацией, исследовано критическое поведение низкотемпературной электропроводности n -Ge и определяющих ее параметров.

1. Появившаяся недавно скейлинговая теория перехода металл – диэлектрик (см., например, ¹⁻³) описывает критическое поведение свойств системы по аналогии с фазовыми переходами в виде степенных функций Φ длины когерентности ξ :

$$\Phi(\xi) = \Phi^* |1 - n/n_c|^{\nu_\Phi}, \quad (1)$$

где $\xi = \xi^* |1 - n/n_c|^{\nu_\xi}$; а Φ^* , ξ^* , ν_Φ и ν_ξ ($\nu_\xi \cong -1$) – коэффициенты, независимые от отношения концентрации некомпенсированных носителей заряда n к ее критическому для перехода значению n_c .

В случае перехода металл – диэлектрик в компенсированном полупроводнике скейлинговый подход был использован в ⁴ для описания обращения в нуль металлической проводимости. Мы сообщаем об основных результатах исследования критического поведения низкотемпературной проводимости и определяющих ее параметров с обеих сторон перехода на примере компенсированного германия.

2. Серия близких к переходу образцов n -Ge с концентрацией основной примеси $N \cong (6 \div 7) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и компенсациями $0,7 \gtrsim K \gtrsim 0$ была получена по аналогии с ⁵ методом компенсации n -Ge: As примесью Ga в ходе нейтронного легирования. Электропроводность измерялась на постоянном токе, а при температурах $T \lesssim 1 \text{ К}$ также мостом $S - 72 D$ на частоте 237 Гц. Результаты измерений удельного сопротивления $\rho(T)$ типичных образцов приведены на рис.1.

На диэлектрической стороне перехода при достаточно низких температурах $T \lesssim T_0$ имеет место экспоненциальная зависимость $\rho(T)$ с переменной энергией активации:

$$\rho(T) = \rho_0 \exp(T_0/T)^x \quad (2)$$

причем, исключая окрестность перехода, $x \cong 0,5$ с точностью до нескольких процентов. В рамках модели прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (так называемого variable range hopping – VRH) формула (2) соответствует наличию параболической квазищели $g(E) = g_0 (E - E_F)^2$ в плотности локализованных состояний в окрестности уровня Ферми E_F . Далеко от перехода постоянная g_0 , оцененная из опыта в ⁵, соответствует предсказанию теории Эфроса и Шкловского ⁶. При $n \rightarrow n_c$ показатель x несколько уменьшается ($x \cong 0,4$ в № 4), что может быть следствием того, что параболическая на диэлектрической стороне квазищель на переходе непрерывно трансформируется в корневую особенность Альтшулера и Арнонова ⁷.

В критической области в некотором интервале температур (на диэлектрической стороне они предшествуют VRH):

$$\rho(T) \propto T^{-m}. \quad (3)$$

Показатель „ m ” со стороны диэлектрика непрерывно уменьшается от значения $\lesssim 1$ (№ 8, 9), обращаясь в нуль на металлической стороне после чего меняет знак (№ 1).

3. Из условия обращения в нуль энергии активации VRH было найдено, что переход происходит при $n_c = 4,0 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $K_c \cong 1 - n_c/N \cong 0,3$.

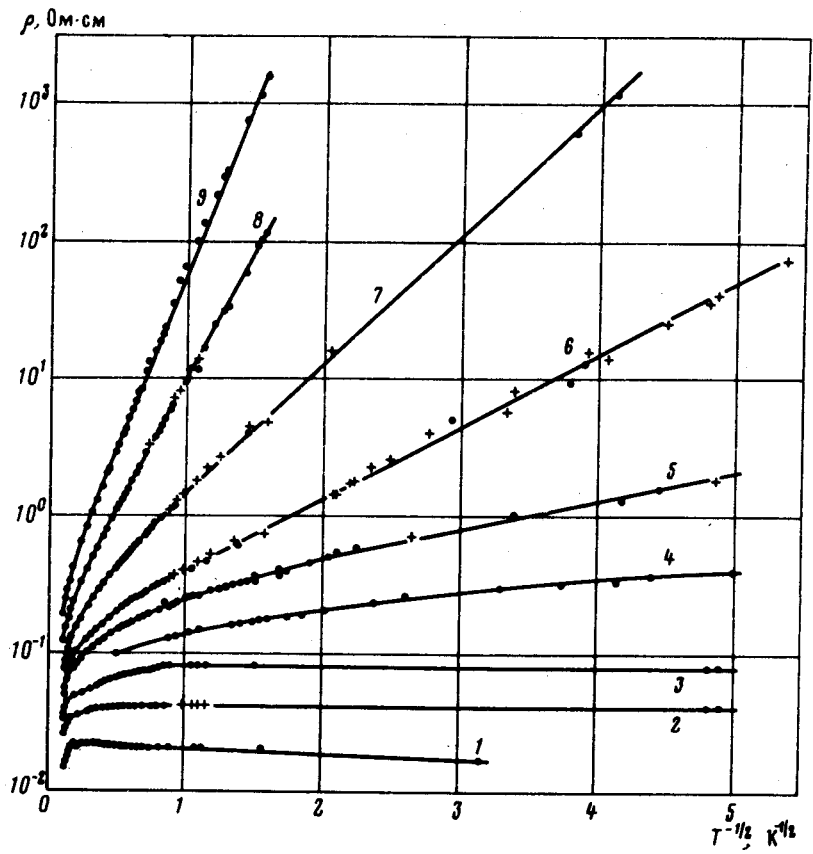


Рис.1. Удельное сопротивление на постоянном токе (●) и на частоте 237 Гц (+). Концентрация n , 10^{17} см^{-3} : 1 - 5,7; 2 - 4,5; 3 - 4,1; 4 - 3,8; 5 - 3,6; 6 - 3,3; 7 - 2,66; 8 - 2,24; 9 - 1,9

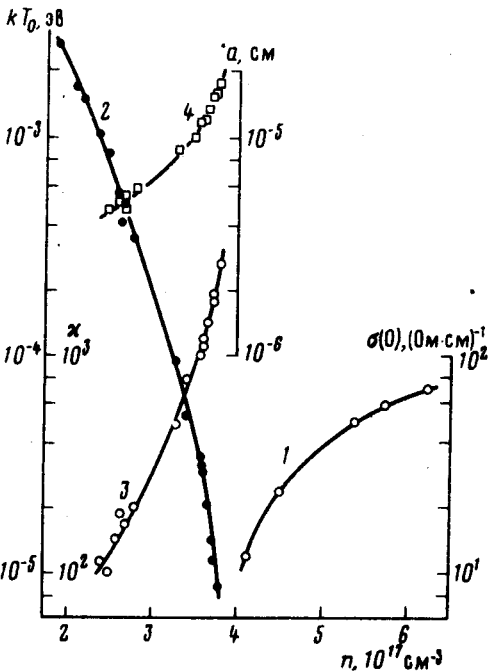


Рис.2. Критическое поведение $\sigma(0)$ - 1, T_0 - 2, κ - 3, и a - 4

На рис. 2 показано критическое поведение металлической проводимости $\sigma(0) \equiv \lim_{T \rightarrow 0} \sigma(T)$.

В соответствии с (1) $\sigma(0) = A\sigma_M$, где $A \cong 13$, $\sigma_M \cong 0,05 (e^2/h) n_c^{1/3} \cong 9 \text{ Ом} \cdot \text{см}^{-1}$ — расчетное значение моттовской минимальной металлической проводимости, а индекс $\nu_{\sigma(0)} \cong 0,80 \pm 0,15$. Последний соответствует данным⁴ для компенсированного Ge : Sb, в то время как величина A в несколько раз больше и совпадает с ее значением в некомпенсированном Si : P⁸.

С диэлектрической стороны критическое поведение T_0 и T_v идентично: $T_0^* \cong 30 \text{ К}$, $T_v^* \cong 20 \text{ К}$, $\nu_{T_0}, \nu_{T_v} \cong 2,0 \pm 0,2$ (см. рис. 2). Поскольку ширина кулоновской щели Δ порядка $k T_v$ (k — постоянная Больцмана), то ее „схлопывание” описывается аналогичными параметрами. В частности, Δ^* имеет разумную величину порядка ширины примесной зоны.

Предэкспоненциальный множитель VRH не имеет особенности на переходе, так что существует

$$\lim_{n \rightarrow n_c^-} \rho_0 \equiv \rho_0^{\min} \equiv (\sigma_a^{\max})^{-1}, \quad (4)$$

где $\sigma_a^{\max} \cong 10 (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$ — предел сверху для активационной проводимости, который представляет собой независящую от температуры, т.е. металлическую проводимость, поскольку $\lim_{n \rightarrow n_c^-} T_0 = 0$. Если в системе существует также моттовская σ_M , то наша $\sigma_a^{\max} = \sigma_M$.

4. Эта часть работы посвящена анализу данных на диэлектрической стороне перехода в рамках модели VRH с целью выяснения критического поведения радиуса локализации a и статической диэлектрической проницаемости κ . Вначале, как и в⁵, приравниваем плотности состояний в кулоновской щели и в примесной зоне, определялись коэффициент g_0 и его расходимость.

Эта расходимость, в основном, обусловлена ослаблением кулоновского взаимодействия из-за расходимости κ . Для оценки последней мы использовали теорию Эфроса и Шкловского⁶, по которой

$$\kappa \cong e^2 g_0^{1/3}. \quad (5)$$

Оказалось, что $\kappa^* \cong 3\kappa_0$, где $\kappa_0 \cong 16$ — статическая диэлектрическая проницаемость Ge в случае изолированных примесных состояний, т.е. далеко от перехода на его диэлектрической стороне, а $\nu_\kappa = -(1,3 \pm 0,2)$. Наш индекс ν_κ близок к результату¹⁰, полученному из прямых измерений κ в некомпенсированном Si : P.

Величина a определялась из известного соотношения для VRH в параболической квазищели:

$$a = \beta / g_0^{1/3} k T_0, \quad (6)$$

где $\beta \cong 2,8$ ⁹. Для полученной отсюда расходимости a (рис.2) $a^* \cong 3 \cdot 10^{-6} \text{ см}$ и $\nu_a = -(0,70 \pm 0,15)$. Следующее из наших данных соотношение $|\nu_a| \cong \nu_\sigma \cong |\nu_\kappa|$ согласуется со скейлинговой теорией. Как следует из настоящей работы, эта теория адекватно описывает переход Андерсона в компенсированном полупроводнике при условии включения в нее корреляционных эффектов, приводящих к кулоновской щели (см., например,³). Мы обращаем также внимание на то, что найденные выше критические индексы несколько превышают те, которые определяют переход металл — диэлектрик в некомпенсированном полупроводнике^{8,10}. Это означает, что введение разупорядочивающего фактора (компенсации) „размывает” переход, делая его менее резким.

Авторы признательны Б.И.Шкловскому и А.Л.Эфросу за обсуждение результатов, С.Т.Болдареву и В.И.Крутинину — за помощь в проведении измерений при сверхнизких температурах.

Литература

1. *Abrahams E., Anderson P.W., Licciardello D.C., Ramakrishnan T.V.*, Phys. Rev. Lett., 1979, 42, 673.
2. *Thouless D.J.* J. Non-Cryst. Solids, 1980, 35-36, 3.
3. *McMillian W.L.* Phys. Rev., 1981, B24, 2739.
4. *Thomas G.A., Ootuka J., Katsumoto S., Kobayashi S., Sasaki W.* Phys. Rev., 1981, B24, 4886.
5. *Забродский А.Г.* ФТП 1980, 14, 1130.
6. *Efros A.L., Shklovskii B.I.* J. Phys. C, 1975, 8, L49.
7. *Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г.* ЖЭТФ, 1979, 77, 2028.
8. *Rosenbaum T.F., Andres K., Thomas G.A., Bhatt R.N.* Phys. Rev. Lett., 1980, 45, 1723.
9. *Efros A.L., Nguen Van Lien, Shklovskii B.I.* Solid State Comm., 1979, 32, 851.
10. *Hess H.F., De Cönde K., Rosenbaum T.F., Thomas G.A.* Phys. Rev., 1982, B25, 5578.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
23 февраля 1983 г.