

ПОВЕРХНОСТНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ГЕРМАНИЯ И МАСШТАБНАЯ ТЕОРИЯ ЛОКАЛИЗАЦИИ

Э.И.Заварицкая, И.П.Звягин

Показано, что результаты измерений проводимости поверхностей скола и бикристаллов германия можно описать в рамках однопараметрической масштабной теории локализации.

Предложенный недавно метод ¹ проверки гипотезы масштабной инвариантности основан на экспериментальном определении величины $\beta_g = -d \ln \sigma / d \ln T$ в зависимости от проводимости системы σ в окрестности перехода металл – диэлектрик при низких температурах.

Величина β_g непосредственно связана с функцией $\beta(g) = d \ln g / d \ln L$ в уравнении однопараметрической масштабной теории локализации ², где $g = (\hbar/e^2) \sigma L^{d-2}$ – безразмерная проводимость, \hbar – постоянная Планка, e – заряд электрона, L – линейный размер системы, $\beta(g)$ – универсальная функция, зависящая только от размерности системы d . В условиях, когда сбой фазы волновой функции определяется процессами неупругого рассеяния, роль L играет длина диффузии L_{in} за время между неупругими столкновениями. Если при этом можно принять $L_{in} \sim T^{-\gamma}$, то величина $\beta_g = \gamma(2 - d + \beta)$, где γ – численный коэффициент порядка единицы. В двумерном случае связь между функци-

ями имеет особенно простой вид

$$\beta_3 = \gamma\beta,$$

а безразмерная проводимость $g \simeq 4k\Omega\sigma_{\square}$. Соответственно, если гипотеза однопараметрического скейлинга применима, то из результатов измерений проводимости $\sigma(T)$ двумерных систем можно получить универсальную функцию β_3 , пропорциональную скейлинговой β .

Попытки найти зависимость $\beta_3(g)$ были предприняты в работах ^{1, 3}, но они привели к противоречивым результатам: в случае инверсионных слоев на границе раздела Si — SiO₂ функция β_3 не была универсальной ¹, а для двумерных систем, рассмотренных в работе ³, зависимости $\beta_3 = f(g)$ оказались в хорошем соответствии друг с другом и с результатами численных расчетов ⁴.

В настоящей работе функции $\beta_3 = -d \ln g / d \ln T$ были определены из результатов измерений электропроводности в двух германиевых системах с двумерной дырочной проводимостью — поверхностях скола кристаллов и границ сращивания бикристаллов. Полученные зависимости $\beta_3 = f(g)$ приведены на рис. 1. Первая из них, $\beta_3(1)$, получена из обработки результатов измерений $\sigma(T)$, представленных кривыми (1 — 18) на рис. 2 в работе ⁵ и относится к поверхностям скола кристаллов в жидком гелии, подвергнутых в дальнейшем термообработке в его насыщенных парах. Вторая, $\beta_3(2)$, — получена из зависимостей $\sigma = f(T)$, представленных кривыми (1 — 11) на рис. 2 в работе ⁶ и относится к бикристаллам Ge с углами наклона $7 \leq \theta \leq 25^\circ$.

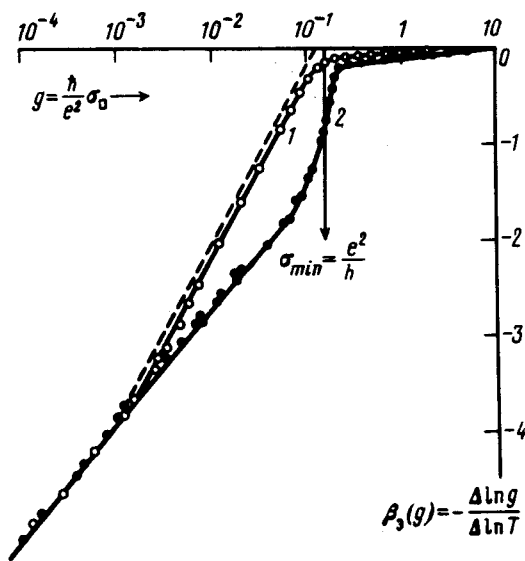


Рис. 1

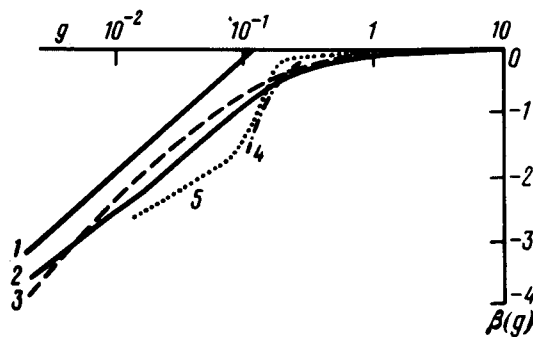


Рис. 2

Рис. 1. Зависимости $\beta_3 = -(\Delta \ln g / \Delta \ln T)$, полученные из измерений электропроводности: 1 — у поверхностей скола Ge при $T = 1,1 - 1,5$ К; 2 — у бикристаллов Ge в области $0,3 < T < 5$ К. (Штрихами дана функция $\beta(g)$ из работы ⁴)

Рис. 2. Зависимости $\beta = f(g)$, полученные в работах: 1 — ⁴, 2 — ⁸, 3 — ⁹; 4 — функция $\bar{\beta}(\bar{g})$ при $g^* = 4$; 5 — функция $\beta_3(2)$; $g^* = S \left(\frac{h}{e^2} \sigma_B - \ln \frac{2b}{l} \right)$, (σ_B — проводимость, полученная из кинетического уравнения, l — длина пробега относительно упругих столкновений)

Видно, что в областях малых, а также больших значений g функции $\beta_3(g)$ не зависят от особенностей изученных систем и имеют универсальный вид, согласующийся с результатами масштабной теории локализации ². При малых g , в области прыжковой проводимос-

ти, наклон прямолинейных участков кривых $\beta_3(\ln g)$ на рис. 1 близок к $1/2$, что соответствует теоретической асимптотике, если в качестве неупругой длины L_{in} взять длину прыжка и принять $\gamma = 1/2$. В области больших g проводимость логарифмически зависит от температуры, в соответствии с расчетами локализационных и корреляционных поправок к проводимости двумерных систем^{2, 7}. Однако, в промежуточной области $g \sim 0,1$, отвечающей переходу от логарифмической температурной зависимости проводимости к экспоненциальной, кривые 1 и 2 на рис. 1 не совпадают друг с другом и с результатами расчетов^{8, 9}.

Зависимости $\beta = f(g)$, полученные в рамках самосогласованной теории локализации⁸ и путем плавной однопараметрической интерполяции⁹ приведены на рис. 2, наряду с результатами численных расчетов $\beta(g)$ для модели Андерсона⁴. Видно, что результаты расчетов⁴ качественно согласуются с зависимостью $\beta_3(1)$, полученной из результатов измерений $\sigma(T)$ у поверхностей скола кристаллов Ge, в то время как теории^{8, 9} предсказывают более медленное нарастание $\beta(g)$ в переходной области g . (Последний результат может быть обусловлен эффектами, типа рассмотренных в работе¹⁰ и не входит в круг задач настоящего исследования).

Что касается зависимости $\beta_3(2)$, то как видно из рис. 1, она весьма круто падает при $g \sim 0,1$ и довольно плавно при дальнейшем понижении g . Обнаруженные особенности функции $\beta_3(2)$, очевидно, обусловлены своеобразием структуры границ сращивания бикристаллов. Как отмечалось в работах^{6, 11}, в области неметаллической проводимости электропроводность бикристаллов существенно анизотропна, причем неанизотропными являются обе величины — и предэкспоненциальный множитель σ_0 и параметр T_0 в зависимости $\sigma(T) = \sigma_0 \exp[-(T_0/T)^{1/2}]$. А теории прыжковой проводимости для анизотропных локализованных состояний¹² и для случая анизотропного распределения локальных центров предсказывают анизотропию лишь множителя σ_0 . Наблюдаемую на опыте анизотропию аргумента экспоненциальной функции в выражении для проводимости можно объяснить, если предположить, что изученные в работах^{6, 11} поверхности сращивания бикристаллов содержат макроскопические неоднородности, вытянутые вдоль рядов краевых атомов. При этом продольная проводимость может определяться каналами с большими значениями σ , а поперечная проводимость — областями между каналами, коль скоро в поперечном направлении отсутствует протекание по каналам с более высокой проводимостью. Благодаря вкладу размерных эффектов, такие продольные неоднородности могут заметно повлиять на функцию β_3 в области $g \sim 0,1$, если длина L_{in} при этом сравнивается с характерной шириной каналов протекания. Функция $\beta = d \ln \bar{g} / d \ln L_{in}$ для модельной двумерной системы (из проводящих полос) была рассчитана нами методом вычисления локализационных поправок, развитым в работах^{13, 14} и представлена штрих-пунктиром на рис. 2, где \bar{g} — эффективная безразмерная проводимость, S — геометрический фактор, характеризующий долю площади, занятой проводящими полосами. Видно, что в переходной области значений g кривая $\beta(g)$ для модельной системы полос качественно согласуется с зависимостью $\beta_3(2)$, полученной из измерений $\sigma(T)$ у бикристаллов. Это соответствие между функциями β и $\beta_3(2)$ позволяет высказать предположение, что в бикристаллах Ge переход от металлической проводимости к активационной связан с понижением эффективной размерности проводящей системы и с переходом от двумерной проводимости к квазиодномерной при значениях $g \sim 0,1$.

При дальнейшем понижении g , в области прыжковой проводимости, эффективная размерность поверхности бикристаллов может снова возрастать из-за "двумеризации" траекторий, образованных последовательными прыжками носителей заряда. Известно, что в одномерных системах топологические ограничения на форму траекторий в режиме прыжковой проводимости¹⁵ приводят к более резкому спаду $\sigma = f(T)$, чем в случае двумерных систем. В результате, оптимальными могут оказаться траектории, проходящие не вдоль одномерных каналов, а двумерные траектории, несмотря на то, что они проходят по облас-

тям с большими значениями параметра T_0 . В этих условиях, в принципе, возможны отклонения функции $\beta_3(2)$ от универсального вида, но для исследованных бикристаллов они не были обнаружены.

Таким образом, экспериментальные данные по проводимости поверхностей скола и бикристаллов Ge можно описать в рамках однопараметрической масштабной теории локализации. Наблюдаемые особенности функции $\beta_3(2)$ в области $g \sim 0,1$ не противоречат выводам этой теории, а могут быть объяснены изменением эффективной размерности системы (2) в этой области g .

Литература

1. *Davies R.A., Pepper M., Kaveh M. J. Phys. C, 1983, 16, 285.*
2. *Anderson P.W., Abrahams E., Licciardello D.C., Ramakrishnan T.V. Phys. Rev. Lett., 1979, 42, 673; 1979, 43, 718.*
3. *Soonpaa H.H., Schwalm W.A. Phys. Lett., A 1984, 100, 156.*
4. *Lee P.A. Phys. Rev. Lett., 1979, 42, 1492.*
5. *Заварицкая Э.И. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 311.*
6. *Заварицкая Э.И. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 116.*
7. *Altshuler B.L., Aronov A.G., Lee P.A. Phys. Rev. Lett., 1980, 44, 1288.*
8. *Vollhardt D., Wolfle P. Phys. Rev., B, 1980, 22, 4666.*
9. *Zvyagin I.P. Phil. Mag. B, 1983, 47, 451.*
10. *Gogolin A.A. J. Phys. B, 1983, 52, 19.*
11. *Вул Б.М., Заварицкая Э.И. ЖЭТФ, 1979, 76, 1089.*
12. *Шкловский Б.И. ФТП, 1977, 11, 2142.*
13. *Волков В.А. Письма в ЖЭТФ, 1982, 36, 394.*
14. *Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Зюзин А.Ю. ЖЭТФ, 1984, 86, 709.*
15. *Kurkijarvi J. Phys. Rev. B, 1973, 8, 922.*

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
1 апреля 1985 г.