

УДК 621.315.592

Низкотемпературная проводимость кремния легированного сурьмой

© А.К. Федотов^{*†}, И.А. Свито^{*}, В.В. Федотова⁺, А.Г. Трафименко[°],
А.Л. Данилюк[°], С.Л. Прищепа[°]

^{*} Белорусский государственный университет,
220030 Минск, Белоруссия

⁺ Научно-практический центр Национальной академии наук Белорусии (НАНБ) по материаловедению,
220078 Минск, Белоруссия

[°] Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
220013 Минск, Белоруссия

(Получена 4 сентября 2014 г. Принята к печати 22 октября 2014 г.)

Проведен детальный анализ экспериментальных температурных зависимостей удельного сопротивления легированного сурьмой кремния с концентрацией примеси 10^{18} см^{-3} в области $1.8 < T < 25 \text{ К}$. Показано, что при охлаждении ниже температуры 4.5 К наблюдается переход от режима Мотта с переменной длиной прыжка к режиму прыжковой проводимости через ближайших соседей, а при $T < 2.5 \text{ К}$ — возможный переход к механизму Шкловского—Эфроса. Предложена модель такого температурного кроссовера, основанная на упрощенном решении задачи протекания с использованием интерполяционного выражения для плотности состояний. Проведенные оценки показали удовлетворительное согласие модели с экспериментальными данными при использовании минимального числа подгоночных параметров.

1. Введение

В настоящее время не ослабевают интерес к исследованию механизмов проводимости полупроводниковых материалов при низких температурах, в том числе традиционных сильно легированных полупроводников вблизи перехода металл—диэлектрик [1,2]. Связано это как с фундаментальными проблемами переноса электронов в окрестности таких переходов, так и с некоторыми прикладными аспектами. В частности, еще до конца не ясны особенности механизмов низкотемпературной электрической проводимости в легированных полупроводниках с участием многозарядных локализованных состояний, механизмы проявления положительного и отрицательного магнитосопротивления (МС), закономерности локализации и особенности энергетической структуры зон примесных и локализованных состояний и др. В связи с этим остается актуальным детальное исследование проводимости сильно легированных полупроводников в широком температурном диапазоне при влиянии на нее магнитного поля.

Поведение зависимости удельного сопротивления от температуры и индукции магнитного поля $\rho(T, B)$ в сильно легированных полупроводниках при подходе к переходу металл—изолятор с полупроводниковой стороны было предметом многочисленных экспериментальных и теоретических исследований за последние 20 лет. Переход металл—изолятор происходит тогда, когда удовлетворяется критерий Мотта $N_C^{1/3} a_B \approx 0.25$ [3], где N_C — критическая концентрация примесных центров и a_B — эффективный радиус Бора изолированного центра. Этот критерий был подтвержден в различных экспериментах [4,5]. Тем не менее остаются некоторые проблемы с корректным пониманием температурной

зависимости удельного сопротивления и МС вблизи критической концентрации локализованных центров, где при низких температурах обычно происходит конкуренция между прыжковой проводимостью с постоянной либо переменной длиной прыжка разных типов, механизмами слабой локализации, а также перколяционной и зонной (металлической и/или примесной) проводимостью. Таким образом, в широкой области температур может наблюдаться ряд кроссоверов между разными механизмами, что делает необходимым очень аккуратный их учет при извлечении корректных значений модельных характеристических параметров из экспериментальных зависимостей $\rho(T, B)$.

2. Основные подходы в описании кроссоверов

В литературе известно достаточно много моделей кроссоверов между прыжковой проводимостью по механизмам Мотта и Шкловского—Эфроса для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (variable range hopping, VRH режим) [6–12]. Температурные зависимости удельного сопротивления для этих механизмов описываются известным соотношением

$$\rho(T) = \rho_0 \exp(T^*/T)^p, \quad (1)$$

где ρ_0 — предэкспоненциальный множитель, T^* , p — характеристическая температура и показатель экспоненты, определяемые механизмом прыжковой проводимости (характером энергетической зависимости плотности состояний электронов вблизи энергии Ферми). Для трехмерного случая выражение (1) характеризуется VRH режим [3,5] с характеристическими температурами $T^* = T_M = \beta_0/k_B g_0 a^3$ для механизма Мотта

[†] E-mail: fedotov@bsu.by

и показателем экспоненты $p = 1/4$ и соответственно $T^* = T_0 = \beta_1 q^2 / (k_B \kappa)$ при $p = 1/2$ для механизма Шкловского–Эфроса.

С другой стороны, мало известно работ с описанием кроссоверов от VRH механизмов к режиму прыжковой проводимости с прыжками по ближайшим состояниям в кулоновской щели (nearest-neighbor hopping, NNN режим), где $T^* = T_N = E_N / k_B$, а $p = 1$ [13–15]. В приведенных соотношениях для T^* введены следующие обозначения: $\beta_0 = 21.2$, $\beta_1 = 2.8$ — численные коэффициенты, a — радиус локализации электронов, κ — диэлектрическая проницаемость материала (абсолютная), g_0 — плотность состояний на уровне Ферми (для механизма Мотта $g_0 = \text{const}$, т.е. от энергии не зависит), k_B — постоянная Больцмана, q — элементарный заряд, E_N — энергия активации проводимости прыжков по ближайшим соседям.

Из соотношения (1) следует, что характер VRH и NNN режимов проводимости различается как по входящим в T^* численным параметрам, так и, возможно, в самой физической картине. С другой стороны, температурная область кроссовера в этом случае обычно оказывается достаточно широкой, так что корректное сопоставление предсказаний теории с экспериментом, как отмечено выше, может заметно осложниться. Поэтому, чтобы можно было сравнить экспериментальные значения параметров T_M , T_0 и T_N с расчетными, важно корректно описать область кроссовера как с точки зрения эксперимента, так и с теоретической (модельной) точки зрения. С точки зрения эксперимента методология такого описания обычно основана на двух подходах. В первом подходе определяют область температур, где происходит линейаризация зависимостей (1) в координатах Мотта $\ln \rho - (1/T)^p$ в соответствующих диапазонах температур. Это позволяет определить значение T^* (по тангенсу угла наклона), а также показатель p (путем перебора известных модельных значений). Во втором подходе [16,17] ищут температурную область линейаризации приведенной энергии активации $w(T) = -\partial \log \rho / \partial \log T$, что формально позволяет определить показатель p в экспоненте соотношения (1). На корректность извлечения T^* и p при обоих подходах существенно влияют следующие факторы: точность стабилизации температуры в экспериментальных точках $\rho(T)$, число механизмов в изучаемом температурном диапазоне кроссовера и температурная зависимость предэкспоненциальных множителей ρ_0 в выражениях типа (1). Два последних фактора, очевидно, особенно важны для образцов с близкими к переходу металл–изолятор концентрациями локализованных центров. Для таких образцов интервал изменения сопротивления в исследуемой температурной области 2–25 К может быть достаточно мал, а число попадающих в этот интервал механизмов проводимости, наоборот, может быть велико (от двух до четырех). В последнем случае для выделения механизмов, участвующих в кроссовере, требуются дополнительные эксперименты по измерению

эффекта Холла и МС. Заметим, что для образцов, далеких от перехода Мотта, в ряде случаев третьим фактором, по-видимому, можно пренебречь [18].

Известные теоретические модели кроссоверов от механизма Мотта к механизму Шкловского–Эфроса характеризуются двумя различными подходами к определению показателя экспоненты в соотношении (1). Первый основан на анализе задачи протекания [6–10], а второй — на оптимизации показателя экспоненты в выражении для прыжковой проводимости с использованием интерполяционного выражения для плотности состояний [11,12]. Вторым подход является менее строгим, чем анализ задачи протекания. Как показано в работе [10], он приводит к заметному завышению ширины области кроссовера.

В работе [10] предложен общий подход к описанию кроссовера от механизма Мотта к механизму Шкловского–Эфроса, приводящий к достаточно сложному многопараметрическому интегральному уравнению, не допускающему аналитической обработки и нуждающемуся в достаточно затруднительном численном анализе.

В работах [11,12,14,15] для описания кроссоверов в двумерной и трехмерной ситуации была предложена процедура, основанная на оптимизации показателя экспоненты в выражении для вероятности прыжка ($\sim \exp(-\eta)$, где $\eta = (2r/a) + (E/kT)$, r — длина прыжка, E — энергия активации прыжка) с использованием интерполяционного выражения для плотности состояний $g(E) \propto |E|^n$ (n — целый показатель, равный 0 для механизма Мотта и 2 для механизма Шкловского–Эфроса). Данный подход приводит к сравнительно простым аналитическим выражениям, но является менее строгим, чем анализ задачи протекания.

В работе [9] предложен относительно простой подход для описания кроссовера от механизма Мотта к механизму Шкловского–Эфроса, основанный (как и подход [10]) на соображениях теории протекания, однако обеспечивающий более простой анализ условия связности. Получено теоретически уравнение для критического значения показателя экспоненты $\xi(T)$ в температурной зависимости прыжкового сопротивления

$$\ln \rho(T) = A \xi(T), \quad (2)$$

где A — коэффициент, а связь между функцией $\xi(T)$ в (2) и показателем степени p в (1) соответствует выражению $\xi \propto (T^*/T)^p$.

Что касается кроссовера от режима VRH к режиму NNN, то известна лишь одна достаточно серьезная модель Розенбаума [14,15], которая основана на процедуре оптимизации показателя экспоненты (втором подходе).

В данной работе предпринята попытка дать описание экспериментально наблюдаемого кроссовера от режима VRH к режиму NNN, основанное на упрощенном решении задачи протекания с использованием интерполяционного выражения для плотности состояний, справедливого для обоих режимов.

3. Методика эксперимента

Образцы для электрических измерений вырезались из промышленных пластин монокристаллического кремния КЭС 0.01 Ом·см с ориентацией (100) в виде полосок шириной 1 мм и длиной 12 мм. На прямоугольные образцы ультразвуковой пайкой индия наносились 2 токовых, 2 холловских и 2 потенциальных контакта, омичность которых контролировалась с помощью измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ). Во всем диапазоне изучаемых температур ВАХ были строго линейны.

Для проведения электрических измерений изготовленные образцы распаивались с помощью медных микропроводов в специальном измерительном зонде, который помещался в систему CHNF (Cryogenics Ltd., Англия) на основе рефрижератора замкнутого цикла. CHNF позволяла измерять ВАХ и электросопротивление в диапазоне температур $1.8 < T < 310$ К и в магнитных полях с индукцией B до 8 Тл. Используемый температурный контроллер (Lakeshore, Model 331) давал возможность осуществлять непрерывную развертку температуры со скоростью 0.1–1 К/мин либо стабилизировать температуру с точностью 0.005 К в процессе развертки магнитного поля или измерения ВАХ. Используемые термометры на основе арсенид-галлиевых диодов в диапазоне температур 1.5–20 К были калиброваны с точностью 0.5 мК. Используемые измерители напряжения и тока позволяли определять электросопротивление с точностью лучше 0.1%.

4. Результаты эксперимента

В данной работе измерялись температурные зависимости удельного сопротивления на постоянном токе $\rho(T)$, МС и эффекта Холла в монокристаллическом кремнии, легированном сурьмой Si(Sb). Измерение температурной зависимости эффекта Холла позволило оценить концентрацию сурьмы, величина которой составила $N_{Sb} \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, что существенно ниже критической концентрации Мотта N_c и значений N_{Sb} в образцах, ранее исследованных в работе [19]. Это означает, что при экспериментальном и теоретическом анализе кроссовера удельного сопротивления в исследованной области температур мы можем пренебречь влиянием эффектов слабой локализации и перколяции.

Проведенный в работе [20] предварительный анализ экспериментальных данных по измерению удельного сопротивления образцов легированного Si(Sb) в области температур 5–25 К и магнитных полей до 8 Тл показал следующее. В полях $B > 1.5$ Тл магнитополовой ход положительного МС подчиняется закономерности $\ln[\rho(B)/\rho_0] \propto B^2$. Анализ зависимостей $\rho(T)$ свидетельствовал о том, что в Si(Sb) в области температур 5–25 К реализуется VRH режим по

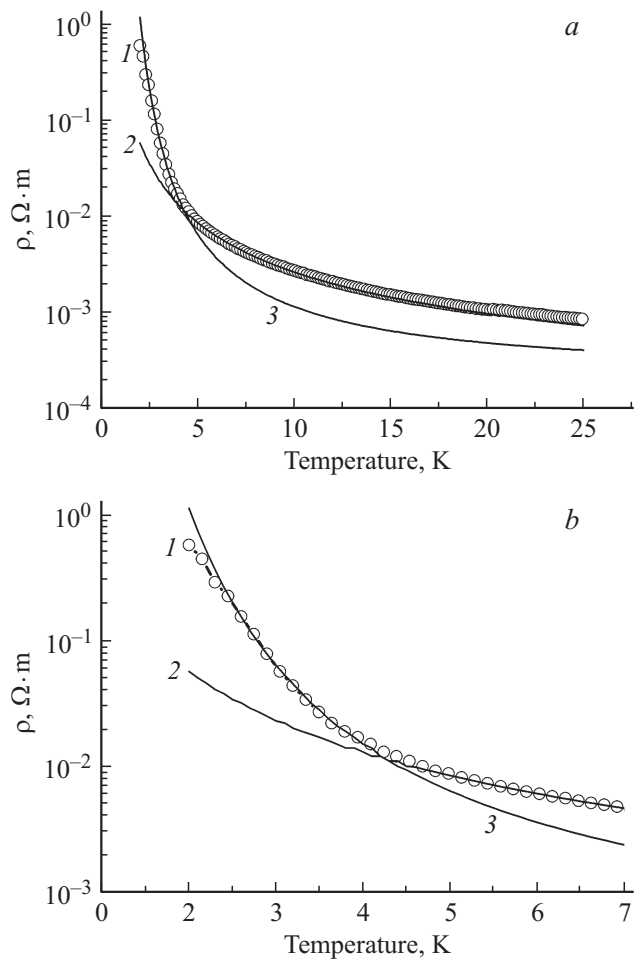


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления $\rho(T)$ образца Si(Sb) в области 2–25 К (а) и 2–7 К (б): 1 — экспериментальные данные, 2 — расчет на основе соотношения (1) для механизма Мотта, 3 — расчет на основе соотношения (1) для режима NNH.

механизму Мотта. Полученные оценки плотности состояний g_0 , температуры Мотта T_M и радиуса локализации a выявили зависимость радиуса локализации от температуры [20]. В рамках модели прыжковой проводимости Демишева–Пронина [21], учитывающей наличие спин-поляризованного механизма и механизма сжатия волновой функции для прыжковой проводимости по механизму Мотта, было установлено наличие двух температурных областей, характеризующихся различным вкладом этих механизмов в $\rho(T)$. Установлено, что в области 5–11 К преобладает спин-поляризованный перенос, тогда как в диапазоне 11–20 К необходимо учитывать как вклад спин-поляризованного переноса, так и механизма сжатия волновой функции в $\rho(T)$.

На рис. 1 представлены экспериментальные зависимости $\rho(T)$ в области температур 2–25 К, измеренные с малым температурным шагом и тщательной стабилизацией (в диапазоне ± 1.5 мК) температур в каждой

экспериментальной точке. Эти измерения подтвердили обнаруженную ранее в [20] реализацию VRH режима по механизму Мотта выше температуры $T = 5$ К. Как видно, при охлаждении образца в области 4.5–5.0 К происходит переход от режима Мотта к режиму прыжков по ближайшим соседям (NNH режиму), который наблюдается в температурной области 2.5–4.5 К. Проведенные оценки энергий активации проводимости для режима NNH показали, что последние характеризуется значениями $E_N \approx (17-18)k_B$ Дж ($T_N \approx 17.6$ К) в нулевом магнитном поле и $E_N \approx 24.75k_B$ Дж ($T_N \approx 24.75$ К) при $B = 8$ Тл. Оценка для Si(Sb) радиуса локализации примеси из выражения $a = \hbar/\sqrt{2mE_i}$ дала величину $a \approx 3.3$ нм (при эффективной массе $m = 0.19m_0$ и энергии ионизации $E_i = 0.036$ эВ).

Ниже температуры $T = 2.5$ К находится переходная область, вероятно, обусловленная переходом к VRH режиму по механизму Шкловского–Эфроса. Однако детальный анализ этого диапазона требует дополнительных исследований.

Для корректного использования моделей кроссоверов (как уже имеющихся, так и разработанной в данной статье далее) необходимо определить для применяемых в наших экспериментах образцов тип решетки, обусловленный расположением атомов примеси, а также перколяционный порог (порога протекания). В теории прыжковой проводимости наиболее важную роль играют задачи о протекании по системе случайных узлов (хаотически распределенные в пространстве). В этом случае среднее число узлов в единице объема считается заданным (равным концентрации примеси N_D), а среднее расстояние между ними равным $r_m = (3/4\pi N_D)^{1/3}$. Для такой решетки порог протекания r_c (или как его еще называют, перколяционный радиус) находится из условия связности двух и более узлов, образующих бесконечный кластер [5], так что величина r_c зависит только от концентрации узлов N_D . Обычно используется пороговое значение B_c , имеющее смысл среднего числа связей на один узел. Выражение для величины безразмерного перколяционного порога в трехмерном случае [5] имеет вид

$$B_c = (4\pi/3)r_c^3 N_D. \quad (3)$$

Пороговое значение среднего числа связей на узел B_c для случайной решетки обычно определяется численно путем решения задачи сфер с применением метода Монте-Карло. Многочисленные расчеты дают значение B_c в области 2.65–2.7 [5]. Отсюда для перколяционного радиуса получаем значение $r_c = (0.865 \pm 0.015)N_D^{-1/3}$. В этом случае r_c всегда больше среднего расстояния между атомами примеси для случайной решетки $r_m = 0.62N_D^{-1/3}$. При концентрации $N_D = N_{Sb} \approx 10^{18}$ см⁻³ в наших образцах величина $r_c = 8.64$ нм, а среднее расстояние между атомами примеси в образце $r_m = 6.2$ нм. В этом случае существенно лишь количество узлов внутри радиуса r_c , а их взаимное расположение (симметрия решетки) несущественно.

5. Модель и обсуждение результатов

Учитывая разумность приведенных выше оценок, мы разработали далее модель кроссовера от VRH режима по механизму Мотта к режиму NNH, которая основана на применении упрощенной процедуры решения задачи протекания с использованием интерполяционного выражения для плотности состояний, справедливого для обоих режимов. В основе предлагаемой модели лежит выражение для безразмерной концентрации узлов

$$N(\xi) = 2 \int_0^{E_{\max}} r_{\max}^3 g(E) dE, \quad (4)$$

удовлетворяющее условию связности при показателе прыжковой экспоненты (см. (2)), меньшем, чем некоторое значение ξ [5,9]. Здесь E_{\max} и r_{\max} — максимальные значения энергии и расстояния между узлами, допускающие связность (см. (5) ниже), $g(E)$ — плотность состояний. Приравняв выражение (4) к критической концентрации в (3) для порога протекания $2B_c$ (для трехмерной ситуации соответствующее значение равно ~ 5.3), можно получить уравнение для критического значения показателя прыжковой экспоненты $\xi(T)$, определяющего электрическое сопротивление. Безразмерная концентрация $N(\xi)$ в (4) определена как произведение концентрации узлов с энергиями прыжков $E < E_{\max}$ на объем, доступный для этих узлов. Данная процедура (использованная Эфросом и Шкловским [5] применительно к механизму Мотта) для плотности состояний, зависящей от энергии, не совсем строга, и условие связности необходимо рассматривать для каждого значения энергии по отдельности, что приводит к сложному интегральному уравнению [10]. Мы применяем процедуру, описанную в [9], позволяющую существенно упростить выкладки.

Максимальные значения энергии и расстояния между узлами, допускаемые условием связности в теории протекания [5] (см. также формулы (4.30) в [22]), задаются соотношением

$$r_{\max} = a\xi/2, \quad E_{\max} = k_B T \xi. \quad (5)$$

Здесь критическое значение показателя экспоненты ξ входит в температурную зависимость прыжкового сопротивления (2).

Для плотности состояний использовано интерполяционное выражение, справедливое для случая, когда показатель степени p в экспоненте в выражении (1) для удельного сопротивления приближается к единице [15]. В работах Розенбаума [12,14,15] описаны модели кроссоверов от механизма Мотта к механизму Шкловского–Эфроса и режиму NNH с учетом изменения плотности состояний: от ее постоянного значения для механизма Мотта до плотности состояний $g(E) \propto |E|^n$ с $n > 2$. Согласно [23], показатель степени n

в выражении для $g(E)$ связан с показателем степени g в трехмерной VRH модели (1) (см. [5]) соотношением

$$p = (n + 1)/(n + 4). \quad (6)$$

В этом случае, согласно Розенбауму [14], для описания кроссовера при различных комбинациях величин p можно воспользоваться формулой

$$g(E) = \alpha E_{sg}^n \frac{(E/E_{sg})^n}{1 + (E/E_{sg})^n} = g_0 \frac{\varepsilon^n}{1 + \varepsilon^n}, \quad (7)$$

где g_0 — плотность состояний в отсутствие кулоновской щели (при $n = 0$). Здесь величина n может быть определена из соотношения (6) для показателя p в VRH модели. Величины α и E_{sg} в (7) зависят от n и при фиксированном его значении постоянны. Для случая $n = 2$ плотность состояний совпадает с (7), используемой в [12] для описания кроссовера от моттовского механизма к механизму Шкловского–Эфроса.

Вычисление интеграла (4) с учетом (7) для случая, когда n есть целое четное положительное число, дает выражение

$$\begin{aligned} N(\xi) &= 2r_{\max} \alpha E_{sg}^{n+1} \int_0^{\varepsilon_m} \frac{\varepsilon^n d\varepsilon}{1 + \varepsilon^n} \\ &= 2r_{\max} \alpha E_{sg}^{n+1} \left[\varepsilon_m + \frac{1}{n} \sum_{k=0}^{(n/2)-1} \ln(1 + \varepsilon_m^2 - 2\varepsilon_m \cos k_n) \cos k_n \right. \\ &\quad \left. - \frac{2}{n} \sum_{k=0}^{(n/2)-1} \arctan\left(\frac{\varepsilon_m - \cos k_n}{\sin k_n}\right) \sin k_n \right], \quad (8) \end{aligned}$$

где $\varepsilon_m = \xi(k_B T/E_{sg})$, $\cos k_n = \cos\left(\frac{2k+1}{n}\pi\right)$, $\sin k_n = \sin\left(\frac{2k+1}{n}\pi\right)$. Приравнивая (8) к значению $2B_c = 5.3$ и подставляя выражения (5), получим после преобразований уравнения, которые будут использованы для определения функции $\xi(T)$:

$$\begin{aligned} &\left[\xi \frac{T}{T^*} + \frac{1}{n} \sum_{k=0}^{(n/2)-1} \ln\left(1 + \left(\frac{\xi T}{T^*}\right)^2 - 2\left(\frac{\xi T}{T^*}\right) \cos k_n\right) \right. \\ &\quad \left. \times \cos k_n - \frac{2}{n} \sum_{k=0}^{(n/2)-1} \arctan\left(\frac{\xi(T/T^*) - \cos k_n}{\sin k_n}\right) \sin k_n \right] \\ &= \frac{21.2}{g_0(a\xi)^3 k_B T}, \quad (9) \end{aligned}$$

где $k_B T^* = E_{sg}$. Учитывая значение параметра Мотта T_M , получим конечное уравнение

$$\begin{aligned} &\xi \frac{T}{T^*} + \frac{1}{n} \sum_{k=0}^{(n/2)-1} \ln\left(1 + \left(\frac{\xi T}{T^*}\right)^2 - 2\left(\frac{\xi T}{T^*}\right) \cos k_n\right) \cos k_n \\ &\quad - \frac{2}{n} \sum_{k=0}^{(n/2)-1} \arctan\left(\frac{\xi T}{T^* \sin k_n} - \cot k_n\right) \sin k_n = \frac{T_M}{T^* \xi^3}, \quad (10) \end{aligned}$$

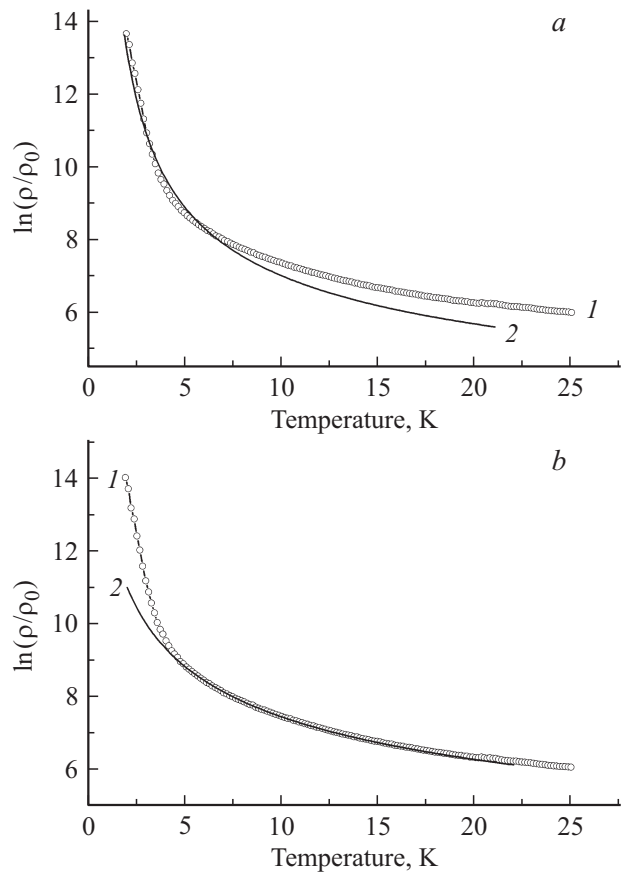


Рис. 2. Экспериментальная (1) и расчетные (2) температурные зависимости нормированного удельного сопротивления (ρ_0 — предэкспоненциальный множитель в (1), определяемый из экспериментальных данных) образца Si(Sb) для режима NNH, $n = 7$ (a) и механизма Мотта, $n = 0$ (b).

которое дает зависимость $\xi(T)$ для конкретного набора параметров n, T^*, T_M при $n \geq 4$. При нечетном значении n соотношение (10) изменяет вид, приходя к выражению

$$\begin{aligned} &\xi \frac{T}{T^*} - \frac{1}{n} \ln\left(1 + \left(\frac{\xi T}{T^*}\right)^2\right) \\ &\quad + \frac{1}{n} \sum_{k=0}^{(n/2)-3/2} \ln\left(1 + \left(\frac{\xi T}{T^*}\right)^2 - 2\left(\frac{\xi T}{T^*}\right) \cos k_n\right) \cos k_n \\ &\quad - \frac{2}{n} \sum_{k=0}^{(n/2)-3/2} \arctan\left(\frac{\xi T}{T^* \sin k_n} - \cot k_n\right) \sin k_n = \frac{T_M}{T^* \xi^3}, \quad (11) \end{aligned}$$

для $n \leq 5$.

Сопоставление проведенных на основании соотношений (2), (10), (11) расчетов с экспериментальными зависимостями на рис. 1 показало, что для найденных ранее параметров $T_M = 15\,240$ К [16] и $T^* = T_N = (17-18)$ К разработанная модель кроссовера адекватно описывает экспериментальные данные: при $n = 0$ (механизм Мотта,

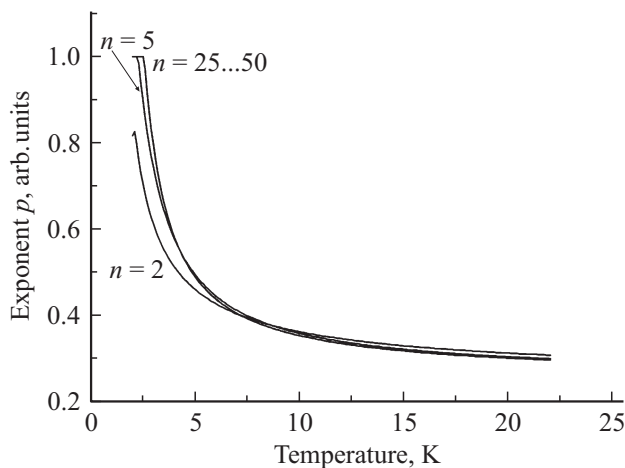


Рис. 3. Температурные зависимости показателя экспоненты p в соотношении (1), полученные с использованием выражений (10)–(12) при $n \geq 2$.

отсутствие кулоновской щели) получено совпадение в области 4–25 К (рис. 2, а); для $n = 6$ и выше имеется совпадение в области 2.5–5.0 К (NNH режим).

Таким образом, с помощью разработанной модели можно адекватно описать температурную зависимость $\rho(T)$ при изменении прыжковой проводимости от VRH режима для механизма Мотта к NNH режиму, используя соответствующие параметры этих режимов при фиксированном значении показателя n . Величина n не вызывает сомнений для механизма Мотта ($n = 0$) и механизма Шкловского–Эфроса ($n = 2$). Для режима NNH выбор не совсем однозначен. Из выражения (6) следует, что его величина должна быть много больше единицы. Если задаться вопросом об оптимальном (или минимальном) выборе значения n для режима NNH, то можно использовать связь функции $\xi \propto (T^*/T)^p$ с показателем p для вычисления ρ из полученной модели с помощью выражения

$$p = -d \log \xi / d \log T = -(T/\xi) d\xi / dT, \quad (12)$$

приведенного в статье [9]. Из (12) следует, что для $n = 0$ показатель экспоненты p во всем диапазоне температур равен точно 0.25 (как в соотношении (1) для механизма Мотта), тогда как для других значений n он начинает зависеть от температуры. Эта зависимость, оцененная с помощью выражений (10), (11) для различных значений n , представлена на рис. 3.

Полученные зависимости для наглядности приведены при фиксированных значениях n для всего диапазона температуры. Однако кривые для $n = 5$ –50 отражают адекватность модели в области $T < 4$ К и позволяют сделать вывод, что для достижения значений показателя p , близких к единице достаточно брать $n_{\min} = 5$, а также то, что не имеет смысла увеличивать n больше 25 (поскольку видно, что кривые для $n = 25$ и $n = 50$ на рис. 3 совпадают). Из рис. 3 в первую очередь следует,

что при $T > 5$ К режим NNH в наших экспериментах явно не наблюдается, поскольку показатель p вообще перестает зависеть от n , что собственно и подтверждает преобладание там механизма Мотта.

Разработанная модель позволяет показать, что теоретическая область кроссовера между VRH и NNH режимами должна лежать в диапазоне 3–7 К. Эксперимент же точно фиксирует этот переход при температуре 4.5 К. Заметим, что такой разброс наблюдается у всех известных моделей кроссоверов, что является их главным недостатком на данное время.

6. Заключение

Проведенный детальный анализ полученных экспериментальных результатов для температурных зависимостей удельного сопротивления легированного сурьмой кремния в области 2–25 К показал, что при охлаждении ниже $T = 4.5$ К наблюдается температурный кроссовер от механизма Мотта к режиму прыжковой проводимости через ближайших соседей (NNH), а при $T < 2.5$ К, возможно, имеет место переход к механизму Шкловского–Эфроса. Предложена модель описания температурного кроссовера от механизма Мотта к режиму прыжковой проводимости через ближайших соседей, основанная на упрощенном решении задачи протекания с использованием интерполяционного выражения для плотности состояний, справедливого для обоих режимов. Получены уравнения для определения критического значения показателя экспоненты в температурной зависимости прыжкового сопротивления. Проведенные оценки показали возможность достижения удовлетворительного согласия между теоретическим и экспериментальным кроссоверами при использовании минимального числа подгоночных параметров.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Государственной программы научных исследований „Функциональные и композиционные материалы, наноматериалы“ Республики Беларусь 2013–2014 гг. (задание № 2.4.10).

Список литературы

- [1] Y.L. Zhao, W.M. Lv, Z.Q. Liu, S.W. Zeng, M. Motapothula, S. Dhar, Ariando, Q. Wang, T. Venkatesan. AIP Advances, **2**, 012 129 (2012).
- [2] A. Narjis, A.E. Kaaouachi, A. Sybous, L. Limouny, S. Dlimi, A. Aboudihab, J. Hemine, R. Abdia, G. Biskupski. J. Mod. Phys., **3**, 517 (2012).
- [3] Н.Ф. Мотт. Переходы металл–изолятор (М., Наука, 1979) [N.F. Mott, Metal–Insulator Transition, 2nd ed. (Taylor and Francis, London, 1990)].
- [4] P.P. Edwards, M.J. Sienko. Phys. Rev. B, **17**, 2575 (1978).
- [5] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников (М., Наука, 1979).
- [6] Н.В. Агринская, А.Н. Алешин. ФТТ, **31**, 277 (1989).

- [7] A. Aharony, Y. Zhang, M.P. Sarachik. Phys. Rev. Lett., **68**, 3900 (1992).
- [8] И.С. Шлимак. ФТП, **27**, 1944 (1993).
- [9] Н.В. Агринская, В.И. Козуб. ЖЭТФ, **116**, 2079 (1999).
- [10] Y. Meir. Phys. Rev. Lett., **77**, 5265 (1996).
- [11] N. Van Lien. Phys. Lett. A, **207**, 379 (1995).
- [12] R. Rosenbaum, N. Van Lien, M.R. Graham, M. Witcomb. J. Phys.: Condens. Matter, **9**, 6247 (1997).
- [13] H. Fritzsche, M. Guevas. Phys. Rev., **119**, 1238 (1960); R. Ray, H. Fan. Phys. Rev., **121**, 768 (1961).
- [14] N. Van Lien, R. Rosenbaum. J. Phys.: Condens. Matter, **10**, 6083 (1998).
- [15] N. Van Lien, R. Rosenbaum. Phys. Rev. B, **56**, 14960 (1997).
- [16] А.Г. Забродский, К.Н. Зиновьева. ЖЭТФ **86**, 727 (1984).
- [17] А.Г. Забродский. УФН, **168**, 804 (1998).
- [18] Н.В. Агринская, В.И. Козуб. ЖЭТФ, **106**, 848 (1994).
- [19] A. Fujimoto, H. Kobori, T. Ohyama, S. Ishida, K. Satoh, T. Kusaka, Y. Kakehi. Physica B, **324**, 1 (2002).
- [20] A. Fedotov, S. Prischepa, A. Danilyuk, I. Svito, P. Zukowski. Acta Physica Polon. A, **125**, 1271 (2014).
- [21] С.В. Демишев, А.А. Пронин. ФТТ, **48**, 1285 (2006).
- [22] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. УФН, **117**, 401 (1975).
- [23] E.M. Hamilton. Phil. Mag., **26**, 1043 (1972).

Редактор Т.А. Полянская

Low temperature conductivity in silicon doped with antimony

A.K. Fedotov*, I.A. Svito*, V.V. Fedotova⁺,
A.G. Trafimenko^o, A.L. Danilyuk^o, S.L. Prischepa^o

*Belarusian State University,
220050 Minsk, Belarus

⁺Scientific-Practical Materials Research Centre
of National Academy of Sciences of Belarus,
220078 Minsk, Belarus

^oBelarusian State University
of Informatics and Radioelectronics,
220013 Minsk, Belarus

Abstract A detailed analysis of the experimental temperature dependences of the resistivity of antimony-doped silicon with a dopant concentration of 10^{18} cm^{-3} in the region $1.8 < T < 25 \text{ K}$. It is shown that when cooling below the temperature of 4.5 K a transition from the Mott regime for the variable-range hopping to the regime of hopping conduction over the nearest neighbors is observed, while at $T < 2.5 \text{ K}$ the transition to Efros–Shklovsky mechanism is possible. We propose a model for the description of temperature crossover, based on a simplified solution of the percolation task using the interpolation expression for the density of states. The presented estimations have shown a satisfactory agreement with experimental data using the minimum number of adjusting parameters.