

# ТЕОРИЯ ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ – ИЗОЛЯТОР В ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ

Э. Г. Батыев\*

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 26 октября 2005 г.

Переход металл – изолятор (при уменьшении концентрации носителей) в двумерной электронной системе с беспорядком рассматривается с помощью представлений теории протекания. Существенно используется то обстоятельство, что это система с сильным взаимодействием. В предлагаемой модели в качестве исходной структуры берется скелет бесконечного кластера. Предполагается, что на путях протекания имеются участки, где возможна конкуренция двух фаз, обладающих близкими энергиями, именно, жидкой и твердой (проводящей и непроводящей). Соотношение между ними меняется при изменении параметров системы и температуры. Это дает изменение бесконечного кластера и соответственно приводит к переходу проводник – изолятор. Получающиеся зависимости сопротивления от температуры качественно соответствуют эксперименту. Количественное сравнение результатов с экспериментальными данными позволяет оценить параметры модели в каждом конкретном случае. Температурные зависимости сопротивления определяются в основном знаком разности (а также разбросом) исходных энергий фаз и имеют металлический, диэлектрический или промежуточный (с немонотонной зависимостью и максимумом) характер, а сепаратриса может быть только в случае достаточно малого разброса энергий фаз.

PACS: 71.27.+a

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из интересных особенностей двумерных электронных систем малой плотности (вигнеровской жидкости) является наблюдаемый по поведению сопротивления переход металл – изолятор (см. обзоры [1, 2]). Переход наблюдается как при уменьшении концентрации носителей, так и в металлической фазе при увеличении спиновой поляризации (за счет параллельного плоскости магнитного поля). Ранее было предложено одно из возможных объяснений происхождения перехода в магнитном поле [3]. В настоящей работе используются похожие соображения для объяснения перехода при уменьшении концентрации носителей, но с существенными изменениями.

Прежде проведем некоторые оценки. Найдем отношение длины свободного пробега  $l$  к среднему расстоянию между частицами  $a$ , используя результаты для проводимости, полученные в работе [4] (двумерные электроны на поверхности кремния). Для это-

го возьмем для проводимости формулу Друде и, сравнивая с экспериментальными результатами, получим время свободного пробега  $\tau_i$  и длину свободного пробега:

$$\sigma = \frac{ne^2\tau_i}{m} = C \frac{e^2}{2\pi\hbar}, \quad l = v_F\tau_i, \quad a = \frac{1}{\sqrt{n}}.$$

Здесь  $n$  — концентрация носителей,  $v_F$  — фермиевская скорость. Эксперимент [4] дает вблизи точки перехода (для сепаратрисы)  $1/C \approx 2-3$ . Фермиевская скорость:  $m^*v_F = p_F$  ( $\hbar\sqrt{\pi n}$  в двухдолинном случае). Если при вычислении фермиевской скорости использовать зонную массу  $m$  (вместо  $m^*$  — эффективной массы, измененной из-за взаимодействия), то для искомого отношения получим

$$\frac{l}{a} = \frac{C}{2\sqrt{\pi}} < 0.14. \quad (1)$$

Подобную оценку можно проделать для отношения фермиевской энергии  $\epsilon_F$  к столкновительной ширине уровня  $\hbar/\tau_i$ , что дает

$$\frac{\epsilon_F\tau_i}{\hbar} \rightarrow \frac{p_F^2\tau_i}{2m\hbar} = \frac{C}{4} < 1/8.$$

\*E-mail: batyev@isp.nsc.ru

Оба отношения значительно меньше единицы.

Из приведенных оценок видно, что вблизи перехода металл – диэлектрик беспорядок нельзя считать малым. Естественно в этом искать причину перехода. В работах [5] была принята модель с перколяцией. Рассматривались не взаимодействующие друг с другом носители во внешнем случайном поле, изучались свойства такой системы вблизи порога протекания и были получены, в частности, температурные зависимости сопротивления.

Единственное, что, на наш взгляд, является спорным в подходе, предложенном в этих работах [5], — это использование модели с идеальным газом носителей. Здесь возникают некоторые сомнения, потому что, во-первых, идеальный газ в двумерном случае не может находиться в металлическом состоянии при наличии беспорядка [6], во-вторых, в пределе низких концентраций кулоновское взаимодействие носителей друг с другом заведомо существенно (так что металлическое состояние оказывается возможным, как показывает эксперимент [1, 2]). Поэтому остается вопрос о том, что может измениться с учетом этого обстоятельства. Этому посвящена настоящая работа.

## 2. ФИЗИЧЕСКАЯ КАРТИНА

Рассматриваемая система — это частицы с сильным взаимодействием плюс большой беспорядок. Не может быть речи о сколько-нибудь строгом решении (как говорят, исходя из первых принципов), поэтому необходимо моделировать задачу. Ниже излагаются используемые при построении модели представления о ситуации вблизи точки перехода.

Исходный пункт — это близость системы к порогу протекания. Известно, что рассматриваемый переход наблюдается достаточно далеко от точки вignerovской кристаллизации и обусловлен беспорядком, причем, чем меньше беспорядок, тем меньше концентрация носителей в точке перехода. Это обстоятельство укладывается в модель с перколяцией. Поэтому естественно использовать некоторые общие представления теории протекания (см., например, книги [7, 8]).

Если система находится выше порога протекания, то имеется бесконечный (перколяционный) кластер, по которому возможна проводимость. Для проводимости существен скелет бесконечного кластера. Именно с ним мы будем иметь дело.

Бесконечный кластер изменяется с концентрацией носителей. Это обстоятельство можно учесть сле-

дующим образом. Представим себе некоторую определенную конструкцию скелета. При изменении параметров системы (концентрации носителей и температуры) некоторые пути протекания могут закрываться или открываться. Это и есть один из возможных способов учесть изменение скелета с параметрами системы.

Итак, можно представить себе такую картину: пусть задан скелет бесконечного кластера и задана вероятность того, что связь может быть закрыта или открыта (равносильно заданию узких мест на каждой связи). При некотором количестве закрытых связей протекание прекращается (для квадратной решетки связей в двумерном случае для этого нужно закрыть половину связей). Пусть  $x$  — доля открытых связей. Пока эта доля выше критического значения,  $x > x_c$ , протекание имеется (для квадратной решетки связей  $x_c = 1/2$ ). Зависимость проводимости  $\sigma$  от  $x$  вблизи порога протекания (при  $x - x_c \ll 1$ ) имеет вид

$$\sigma(x) = \sigma_0 (x - x_c)^t,$$

где критический индекс проводимости  $t$  связан с индексом радиуса корреляции  $\nu$  (в двумерном случае  $t \approx \nu \approx 1.3$ ). Эта формула неприменима вдали от порога протекания (например, при  $x = 1$ ), а нас будет интересовать в основном именно такая ситуация. Поясним, почему так получается в предлагаемом подходе.

Наш исходный объект — скелет бесконечного кластера. Теперь  $x$  — доля открытых связей этого скелета (когда все связи открыты,  $x = 1$ ). Нас будут интересовать значения  $x$  не только вблизи критического значения  $x_c$ , но и вдали от него, т. е. во всем интервале  $x_c < x < 1$ . В данном случае приведенная выше формула несправедлива. Воспользуемся результатами, полученными в работе [9]. В ней рассматривалась, в частности, проводимость сетки одинаковых сопротивлений (в виде квадратной решетки в двумерном случае) и была получена проводимость системы в зависимости от числа случайно оборванных связей. Эта зависимость оказывается линейной почти во всем интервале, кроме малой окрестности вблизи порога протекания — то, что нам нужно. Поэтому далее будем использовать этот результат, т. е.

$$\sigma(x) \rightarrow \sigma_0(x - x_c). \quad (2)$$

Отметим, что наша модель не буквально совпадает с использованной в работе [9], потому что сопротивления имеют разброс и скелет бесконечного кластера не совпадает с квадратной решеткой. Все

это влияет, например, на величину  $x_c$ , что несущественно. Можно ожидать, что разброс величин сопротивлений не имеет принципиального значения, если этот разброс не коррелирует с вероятностью обрыва связей.

Теперь о главном — как можно было бы задать узкие места. Электронная система малой плотности (вигнеровская жидкость) при достаточном понижении плотности испытывает переход в кристаллическое состояние (образуется вигнеровский кристалл). В точке перехода возможно сосуществование обеих фаз — жидкой и кристаллической. Это без внешнего потенциала. Можно ожидать, что нечто похожее происходит и в случае со случайным потенциалом.

Представим себе, что внешний потенциал создается случайно расположенными (в той же плоскости) кулоновскими центрами с концентрацией  $n_i$  (центры того же знака заряда, а противоположные заряды нейтрализовались бы захватом носителей — борровский радиус меньше расстояния между носителями и центрами). Если концентрация носителей велика,  $n \gg n_i$ , то система ведет себя как жидкость со своим ближним порядком, и кинетические свойства можно рассматривать, например, при помощи кинетического уравнения для квазичастиц. В противоположном пределе,  $n \ll n_i$ , от жидкости ничего не остается, все определяется внешним полем и все носители заведомо локализованы. В промежуточном случае,  $n \sim n_i$ , взаимодействие носителей друг с другом и с центрами одного порядка, и в местах разрежения центров, где преобладает взаимодействие между носителями, имеется жидкость, в то время как существуют участки, где состояние определяется в основном взаимодействием с центрами, и здесь образуется аморфная твердая фаза (происходит как бы пиннинг жидкости). Это предельные состояния. Если так, то заведомо возможны такие участки, на которых энергии обоих состояний (жидкого и твердого) близки, т. е. возникает конкуренция между ними, и от температуры зависит, что конкретно здесь образуется.

Можно представить такой вид перекрытия пути протекания: канал становится все уже и уже (при возрастании числа рассеивающих центров или уменьшении концентрации носителей), пока не закроется совсем. Но возможен и другой вид, когда в достаточно узком месте канал еще, вроде бы, не перекрыт (носители еще имеются), но здесь образуется участок с непроводящей фазой. Именно этот вариант представляется более вероятным. И именно в этом месте имеется основное отличие от модели невзаимодействующих частиц [5].

### 3. МОДЕЛЬ

Основные пункты: 1) близость к порогу протекания; 2) бесконечный (перколяционный) кластер как исходный объект; 3) изменение этого кластера с параметрами системы и с температурой за счет возможности образования (и конкуренции) различных фаз, которые существенно различаются по кинетическим свойствам (как различаются проводник и изолятор). Это происходит локально (на путях протекания, на связях бесконечного кластера), что дает переход проводник — изолятор глобально (во всем образце).

Последний пункт — это главное утверждение. Каких-либо строгих обоснований не существует, поэтому о справедливости его можно судить только по результатам. Отметим, что в этом месте модель напоминает подход, который был использован для объяснения перехода в металлической фазе при возрастании спиновой поляризации (см. работу [3], в которой считалось, что роль другой фазы выполняют кластеры).

Теперь о том, как приведенные выше соображения можно представить в виде формул. Предлагается простейший способ. Рассмотрим одно из узких мест. Обозначим посредством  $\epsilon_L$  энергию данного участка в жидком (проводящем) состоянии и посредством  $\epsilon_S$  — в твердом (непроводящем) состоянии. Соответствующие вероятности  $W_{L,S}$  определяются обычными выражениями

$$W_L \propto \eta_L \exp\left(-\frac{\epsilon_L}{T}\right), \quad W_S \propto \eta_S \exp\left(-\frac{\epsilon_S}{T}\right),$$

где  $\eta_{L,S}$  — статистический вес соответствующей фазы. На этот параметр влияет вырождение по спину, а в двухдолинном случае — и по квазиспину, посредством которого можно различать электроны из разных долин. Например, если твердая фаза есть просто кластер из трех электронов [3], то в двухдолинном случае для низшего состояния  $\eta_S = 4$ , а для ферми-жидкости при низких температурах можно считать  $\eta_L = 1$ . Далее существенно только отношение  $\eta = \eta_S/\eta_L$ . Эта величина — один из феноменологических параметров теории. По всей видимости,  $\eta > 1$ .

Вероятность  $W_S(\epsilon)$  того, что данная связь заблокирована (участок затвердел), определяется формулой

$$W_S(\epsilon) = \frac{\eta}{\exp(\epsilon/T) + \eta} \quad \left( \eta = \frac{\eta_S}{\eta_L}, \quad \epsilon = \epsilon_S - \epsilon_L \right). \quad (3)$$

При достаточно высокой температуре

$$W_S(\epsilon) \rightarrow \frac{\eta}{1 + \eta} \quad (T \gg |\epsilon|).$$

Естественно считать, что имеется некоторый разброс энергий  $g(\epsilon)$ . Далее будем задавать его функцией

$$g(\epsilon) = \frac{1}{\Delta\sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{(\epsilon - \epsilon_0)^2}{\Delta^2}\right]. \quad (4)$$

Здесь  $\epsilon_0$ ,  $\Delta$ ,  $\eta$  — параметры теории. Как будет видно, именно величина  $\epsilon_0$  определяет переход (вблизи перехода проходит через нуль).

Соотношения (3), (4) относятся к связям, которые могут быть заблокированы. Пусть доля таких связей в максимуме есть  $x_0$ . Тогда доля заблокированных связей  $x_b$  при произвольной температуре с учетом формул (3), (4) задается интегралом

$$x_b = x_0 \int d\epsilon \frac{g(\epsilon) \eta}{\exp(\epsilon/T) + \eta}. \quad (5)$$

В результате для проводимости (см. (2)) имеем

$$\begin{aligned} \sigma \propto (x - x_c) &= (1 - x_b - x_c) = \\ &= (1 - x_c) \left\{ 1 - \frac{x_0}{1 - x_c} \int d\epsilon \frac{g(\epsilon)\eta}{\exp(\epsilon/T) + \eta} \right\}. \end{aligned} \quad (6)$$

При высоких температурах  $T \gg |\epsilon_0|$ ,  $\Delta$  должно получаться конечное значение проводимости — это экспериментальный факт (и одно из свойств исходного бесконечного кластера). Это дает условие на величину  $x_0$ , которое можно записать в виде

$$\frac{x_0}{1 - x_c} = b \frac{1 + \eta}{\eta}, \quad b < 1. \quad (7)$$

Наконец, для сопротивления  $\rho = 1/\sigma$  получим

$$\begin{aligned} \rho^*(T) &= \frac{\rho(T)}{\rho(\infty)} = \\ &= (1 - b) \left\{ 1 - b \int d\epsilon \frac{g(\epsilon)(1 + \eta)}{\exp(\epsilon/T) + \eta} \right\}^{-1}. \end{aligned} \quad (8)$$

Величина  $\rho(\infty)$  — это предельное значение сопротивления при высоких температурах  $T \gg |\epsilon_0|, \Delta$ . Подразумевается, что температура все же мала по сравнению с фермиевской энергией, иначе может появиться дополнительная зависимость от температуры, не учитываемая моделью.

Результат получен. Как видно, имеются некоторые параметры ( $b, \eta, \Delta$ ), которые не могут быть определены при феноменологическом подходе. Эти

параметры зависят от конкретных условий, например, от количества и качества (заряженные, нейтральные) примесей, создающих беспорядок. Надо добавить, что и как зависит от концентрации носителей  $n$  — именно она является обычно используемым параметром в эксперименте. Поскольку нас интересует окрестность перехода металл – изолятор, главное — это зависимость  $\epsilon_0$  от  $n$ , потому что  $\epsilon_0$  проходит через нуль вблизи перехода (см. ниже). Можно ожидать, что  $\epsilon_0 \propto n - n_0$  вблизи перехода ( $n_0$  — некоторая характерная для данного образца концентрация, зависящая от его чистоты: чем чище образец, тем меньше  $n_0$ ).

Что касается, например, разброса энергий  $\Delta$ , то эта величина в принципе тоже зависит от концентрации носителей, но в узкой области вблизи перехода можно брать  $\Delta$  в точке  $n_0$ . Таким образом, в нашей модели свойства системы в достаточно узкой окрестности перехода определяются именно величиной  $\epsilon_0$ .

#### 4. СВОЙСТВА

Рассмотрим простой предельный случай  $T \gg \Delta$ . Полагая  $\Delta \rightarrow 0$  в выражении (8), получим

$$\rho^*(T) = \frac{(1 - b) [\exp(\epsilon_0/T) + \eta]}{[\exp(\epsilon_0/T) + \eta] - b(1 + \eta)} \quad (b < 1). \quad (9)$$

Отсюда видно, что сепаратрисе соответствует точка  $\epsilon_0 = 0$  (пропадает зависимость от температуры). От знака (и величины)  $\epsilon_0$  зависит поведение сопротивления с изменением температуры. При этом положительным значениям  $\epsilon_0$  соответствует металлическое поведение, а отрицательным — диэлектрическое, что понятно, если вспомнить определение  $\epsilon_0$  (см. (3)). Действительно, пусть  $\epsilon_0 > 0$ , тогда при нулевой температуре нет заблокированных связей, но они появляются с увеличением температуры, т. е. сопротивление растет. Это металлическое поведение. Наоборот, при  $\epsilon_0 < 0$  с увеличением температуры число заблокированных связей уменьшается, а вместе с этим и сопротивление, что соответствует поведению диэлектрика (изолятора).

В работе [10] сделан вывод о зеркальной симметрии вблизи перехода металл – изолятор. Именно, при фиксированной температуре приведенное сопротивление с одной стороны перехода совпадает с приведенной проводимостью по другую сторону перехода:

$$\rho^*(\delta_n) = \sigma^*(-\delta_n), \quad \delta_n = \frac{n - n_c}{n_c},$$

где  $n_c$  — критическая плотность (соответствующая точке перехода). Это происходит в некотором интервале температур при достаточно малом значении  $|\delta_n|$ . Оказывается, из выражения (9) следует такая симметрия при определенном соотношении между  $\eta$  и  $b$ , именно:

$$\eta = \frac{1}{1-b} \rightarrow \rho^*(T) \rightarrow \frac{(1-b)\exp(\epsilon_0/T) + 1}{\exp(\epsilon_0/T) + (1-b)}, \quad (10)$$

откуда имеем  $\rho^*(\epsilon_0)\rho^*(-\epsilon_0) = 1$  (в рассматриваемом пределе наше определение приведенного сопротивления совпадает с определением в [10]). Здесь симметрия имеется для любых температур в отличие от экспериментальных результатов [10], а в общем случае этого нет и в модели.

Подчеркнем, что модель допускает наличие упомянутой симметрии, но в феноменологическом подходе нельзя утверждать, что она должна быть всегда.

Следующие из формулы (9) зависимости сопротивления в диэлектрической фазе при  $T \rightarrow 0$  могут выходить на насыщение или обращаться в бесконечность при некоторой температуре (это зависит от параметров). Если есть насыщение, то

$$\rho^*(0) \Big|_{\epsilon_0 < 0} = \frac{1-b}{1-b(1+\eta)/\eta}, \quad (11)$$

$$\rho^*(0) \Big|_{\epsilon_0 > 0} = 1-b.$$

Это при  $\eta > b/(1-b)$  (когда  $x_0 < 1-x_c$ , см. (7)). В противном случае (при  $\eta < b/(1-b)$ , т.е. для  $x_0 > 1-x_c$ ) первое из приведенных выражений становится отрицательным, что означает, что соответствующее сопротивление (диэлектрической фазы) идет в бесконечность при понижении температуры (но тогда не может быть зеркальной симметрии). Отметим, что в общем случае предельные значения (11) справедливы при  $|\epsilon_0| \gg \Delta$ .

В цитированных обзорах отмечалось универсальное поведение сопротивления в зависимости от приведенной температуры  $T/T_0$ . В рассматриваемом пределе это обстоятельство видно явно, причем роль приведенной температуры играет величина  $t = T/|\epsilon_0|$ . Если воспользоваться экспериментальными результатами [11], полученными в широкой области по обе стороны перехода, то надо сделать вывод, что  $|\epsilon_0| \propto T_0 \propto |n - n_c|^{1.6}$ . Другой результат получается, если взять зависимости  $\lg \rho^*$  от  $\delta_n$ , полученные в работе [10] (см. вставку к рис. 2b этой работы, где приведены соответствующие зависимости

для двух температур). Для сравнения и грубой ориентировки используем выражение (10) при  $b \rightarrow 1$ . Это дает оценку

$$\epsilon_0 = \epsilon_1 \delta_n, \quad \epsilon_1 \approx 6.2 \text{ К}. \quad (12)$$

Здесь были использованы данные для  $T = 0.9$  К. При таком выборе  $\epsilon_1$  для  $T = 0.3$  К получается примерно то, что надо.

Теперь обратимся к общему выражению (8) при  $\Delta \neq 0$ . Удобно перейти к безразмерным величинам и записать (8) в виде

$$\rho^*(T) = (1-b) \times \left\{ 1 - b(1+\eta) \int \frac{dz}{\sqrt{\pi}} \frac{\exp[-(z-z_0)^2]}{\exp(z/\tau) + \eta} \right\}^{-1}; \quad (13)$$

$$z = \epsilon/\Delta, \quad z_0 = \epsilon_0/\Delta, \quad \tau = T/\Delta.$$

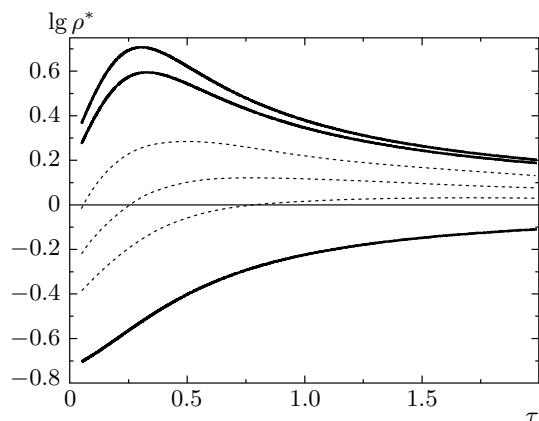
Прежде всего отметим, что сепаратриса получается только при  $\eta = 1$  и ей соответствует  $z_0 = 0$ . В этом случае четко разделяются области с металлическим и диэлектрическим типом поведения сопротивления. При других значениях  $\eta$  поведение сопротивления с изменением температуры имеет более сложный характер (напомним, что  $\eta > 1$ ). Именно, существует область в окрестности перехода, в которой сопротивление при повышении температуры сначала растет, а потом убывает, т.е. проходит через максимум (как в экспериментах [12]). В этом можно убедиться следующим образом.

Рассмотрим выражение (13) при  $z_0 = 0$  в пределе  $\tau \rightarrow 0$ . Получим

$$\rho^*(0) \Big|_{z_0=0} = \frac{1-b}{1-b(1+\eta)/(2\eta)} < 1, \quad \eta > 1. \quad (14)$$

Видно, что сопротивление меньше, чем предельное значение при высокой температуре (которое равно единице). Для малых  $|z_0|$  появляются добавки, которые сейчас не существенны. При  $z_0 < 0$  при высоких температурах сопротивление приближается к предельному значению сверху (диэлектрическое поведение), как это видно из выражения (9), которое заведомо справедливо при  $\tau \gg 1$ . Отсюда и следует приведенное выше утверждение.

Модель при  $\Delta \neq 0$  дает зависимости, которые качественно согласуются с экспериментом [12]. В качестве иллюстрации приведем температурные зависимости сопротивления (см. рисунок), которые получаются из формулы (13) для следующих параметров:  $b = 0.87$ ,  $\eta = 5$  и  $z_0 = 0.4$ ;  $-0.2$ ;  $-0.4$ ;  $-0.6$ ;  $-0.8$ ;  $-0.85$  (снизу вверх). Параметры  $b, \eta$  выбраны



Зависимость сопротивления от температуры для разных концентраций носителей

так, чтобы получалось какое-то соответствие с экспериментом, а интервалы  $z_0$  пропорциональны разностям концентраций в области, содержащей экспериментальные кривые с немонотонным ходом сопротивления (см. рис. 1 работы [12]), для концентраций в интервале  $(0.125-0.25) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Соответствие лучше всего для кривых  $z_0 = -0, 2; -0.4; -0.6$  (точки), если сравнивать с экспериментальными кривыми для концентраций  $(0.15-0.19) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . При этом для верхней из отмеченных кривых соответствие имеет место во всем указанном интервале  $\tau < 2$  (точка  $\tau = 2$  соответствует температуре  $T \approx 1.1 \text{ К}$ ), а для других — только в первой половине (при  $\tau < 1$ ). Для остальных кривых соответствие заметно хуже, видимо, из-за того, что разброс концентраций довольно велик (модель годится в достаточно узкой области). Эти данные можно использовать для оценки параметров модели применительно к данному конкретному случаю. Получаем

$$\Delta \approx 0.55 \text{ К}, \quad \epsilon_1 \approx 0.93 \text{ К} \quad (15)$$

(определение  $\epsilon_1$  дано в формуле (12)). Здесь в качестве критической концентрации  $n_c$  было взято значение  $n_c = 0.17 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ .

В общем случае зеркальная симметрия тоже может иметь место. Например, при  $\tau = 1$  и  $\eta = 5$  симметрия с погрешностью меньше трех процентов осуществляется при  $b \approx 0.787$  во всем диапазоне изменения  $z_0$  вплоть до насыщения сопротивления. Но параметры для каждой температуры различны: приведенное здесь значение параметра  $b$  отличается от значения в рассмотренном ранее пределе (см. (10)), и чем выше температура, тем меньше это отличие.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1) Теория содержит некоторые параметры  $(\Delta, \eta, b)$ , которые не могут быть определены при феноменологическом подходе. Эти параметры заведомо различны для разных образцов, поскольку по своему смыслу они зависят от степени беспорядка. Приведенное сравнение с некоторыми экспериментальными данными показывает, что существуют такие значения параметров, которые могут привести к согласию теории и эксперимента. Поэтому можно сделать вывод, что использованная при построении модели физическая картина соответствует реальности. 2) Бесконечный (перколяционный) кластер характеризовался параметрами  $\Delta, \eta, b$ , которые считались постоянными, не зависящими от концентрации носителей. Поэтому полученные результаты справедливы при достаточно малом изменении концентрации. На самом деле модель можно было бы продолжить и на широкую область, если считать, что параметры зависят от концентрации. Это имеет место, пока свойства бесконечного кластера можно описывать предложенным способом, но непонятно, в каких пределах это справедливо. В рамках феноменологического подхода на этот вопрос ответить нельзя. 3) Рассматриваемый переход — это переход по сопротивлению. Если справедлива модель с перколяцией, то в равновесных свойствах (плотность состояний, термодинамика) этот переход не проявляется, потому что для поведения сопротивления существенны только перколяционные пути, статистический вес которых мал, т. е. переход по сопротивлению в нашей модели — это не фазовый переход в обычном смысле этого слова. 4) Отметим, что существуют другие точки зрения на происходящее и другие подходы, достаточно упомянуть работу [13] (см. также ссылки в этой работе). Сейчас нельзя утверждать категорически, какие представления лучше отражают действительность.

Автор благодарит за полезное обсуждение М. В. Энтина и З. Д. Квона. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта НШ-593.2003.2.

## ЛИТЕРАТУРА

1. E. Abrahams, S. V. Kravchenko, and M. P. Sarachik, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 251 (2001).
2. S. V. Kravchenko and M. P. Sarachik, *Rep. Progr. Phys.* **67**, 1 (2004).

3. Э. Г. Батыев, ЖЭТФ **126**, 113 (2004).
4. S. V. Kravchenko, W. E. Mason, G. E. Bowker et al., Phys. Rev. B **51**, 7038 (1995).
5. Y. Meir, Phys. Rev. Lett. **83**, 3506 (1999); Phys. Rev. B **61**, 16470 (2000); Phys. Rev. B **63**, 073108-1 (2001).
6. E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello, and T. V. Ramakrishnan, Phys. Rev. Lett. **42**, 673 (1979).
7. А. Л. Эфрос, *Физика и геометрия беспорядка*, Наука, Москва (1982).
8. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, Наука, Москва (1979).
9. S. Kirkpatrick, Phys. Rev. Lett. **27**, 1722 (1971).
10. D. Simonian, S. V. Kravchenko, and M. P. Sarachik, Phys. Rev. B **55**, R13421 (1997).
11. S. V. Kravchenko, W. E. Mason, G. E. Bowker, J. E. Furneaux, V. M. Pudalov, and M. D'Iorio, Phys. Rev. B **51**, 7038 (1995).
12. Y. Hanein, U. Meirav, D. Shahar et al., Phys. Rev. Lett. **80**, 1288 (1998).
13. A. Punnoose and A. M. Finkel'stein, Science **310**, 289 (2005).