

уменьшить размер меток (в пределе — до размера молекул) сопровождается повышением требований к чувствительности прибора.

Способность БОМ регистрировать единичные молекулы флуорофоров была впервые продемонстрирована в [11] и затем подтверждена рядом других работ. Многократное сканирование поверхности позволяет следить за динамикой процессов, связанных с изменением положения молекул, их ориентацией, прочностью связи с окружающей матрицей и т.д., в том числе при импульсном облучении с нано- и пикосекундным разрешением во времени.

Методы БПО позволяют не только исследовать поверхность с высокой локальностью, но и модифицировать ее структуру. Характерный размер элементов рисунка, наносимого в БСОМ на различные образцы, составляет 50–70 нм, что намного меньше, чем в стандартных оптических установках. Возможность в несколько раз улучшить разрешение при фотолитографии, а также на порядок и более повысить плотность записи информации, например на магнитооптических средах, чрезвычайно заманчива и стимулирует большое число работ, направленных на решение этих задач. Однако переход от лабораторных исследований к разработке промышленных технологий сдерживается малой скоростью нанесения рисунка на поверхность при ее сканировании зондом. Требуемая скорость сканирования связана с мощностью излучения, которая ограничена термической устойчивостью зонда. Как уже отмечалось, в типичных условиях лишь часть (10^{-6} – 10^{-4}) светового потока попадает на образец, а основная часть поглощается металлическим покрытием зонда и нагревает его. В [12] показано, что распределение температуры в зонде существенно зависит от его микрогеометрии и структуры поля вблизи вершины. Возможны условия, при которых наиболее нагретая область находится на значительном удалении от вершины. Рассчитанное отношение максимального повышения температуры ΔT зонда к поглощенной мощности P при обычных углах раствора конуса составляет $\Delta T/P \approx 10^5$ К Вт $^{-1}$ и совпадает с результатами измерений. При $P \sim 10$ мВт или при мощности дошедшего до образца излучения $P_0 \sim 10$ нВт возможно разрушение зонда из-за плавления алюминиевого покрытия.

Существенное увеличение P_0 может быть достигнуто при замене стандартных кварцевых зондов с алюминиевым покрытием полностью металлическими. В [13] предложено использовать металлический стержневой зонд, подвод излучения к вершине которого осуществляется за счет возбуждения цилиндрической поверхностной электромагнитной волны (ПЭВ). При этом отпадают трудности, вызванные отсечкой поля в заостренном кварцевом волоконном зонде и, как следствие, большими потерями энергии. Анализ показывает, что поле ПЭВ у вершины зонда сконцентрировано в области, линейные размеры которой соизмеримы с диаметром вершины.

При рассмотрении взаимодействия света с веществом в области ближнепольного контакта (см. рис. 1) необходимо иметь в виду, что длина свободного пробега неравновесных носителей, возникших при поглощении света, и размер эффективной зоны воздействия могут существенно превосходить размер светового пятна. Эта зона формируется в результате развития каскада про-

цессов, в которых участвуют электронная и фононная подсистемы образца [14, 15]. В стационарном состоянии максимальное повышение температуры в этой зоне является функцией параметра $\zeta = R/\sqrt{D\tau}$, где R — радиус светового пятна, D , τ — коэффициент диффузии и время жизни неравновесных носителей.

Область применения БПО быстро расширяется. Ряд новых направлений находится на стадии формирования идеи или ее экспериментальной проверки. Одна из таких идей связана с возможностью использования методов БПО для контроля поверхности элементов силовой оптики [16]. Как правило, оптический пробой оптических материалов и элементов инициируется дефектами, природа которых не всегда известна. Наиболее естественный подход к обнаружению таких дефектов состоит в использовании для анализа поверхности и тонких слоев излучения с той же частотой, что и при силовом воздействии. Возможность визуализации малых оптических неоднородностей и проведения их спектрального анализа в БСОМ позволяет рассматривать его как эффективное средство решения этой задачи.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 96-02-16967а) и Министерства науки РФ (ГНТП "Фундаментальная метрология").

Список литературы

1. Syngé E H *Phil. Mag.* **6** 356 (1928)
2. Ash E A, Nichols G *Nature* (London) **238** 510 (1972)
3. Pohl D W, Denk W, Lanz M *Appl. Phys. Lett.* **44** 651 (1984)
4. Cline J A, Isaacson M *Appl. Opt.* **34** 4869 (1995)
5. Betzig E, Finn P L, Weiner J S *Appl. Phys. Lett.* **60** 2484 (1992)
6. Betzig E et al. *Science* **251** 1468 (1991)
7. Zenhausern F, Martin Y, Wickramasinghe H K *Science* **269** 1083 (1995)
8. Bethe H A *Phys. Rev.* **66** 163 (1944)
9. Novotny L, Pohl D W, Regli R J. *Opt. Soc. Am. A* **11** 1768 (1994)
10. Hess H F et al. *Science* **264** 1740 (1994)
11. Betzig E, Chichester R J *Science* **262** 1422 (1993)
12. Kurpas V, Libenson M, Martsinovsky G *Ultramicroscopy* **61** 187 (1995)
13. Gurevich V, Libenson M *Ultramicroscopy* **57** 277 (1995)
14. Libenson M N, Martsinovsky G A *Proc. SPIE* **2714** 305 (1995)
15. Гузовский Ю Г, Либенсон М Н, Марциновский Г А *Изв. РАН. Сер. Физ.* **61** 1301 (1997)
16. Грузлев В Е, Либенсон М Н, Марциновский Г А *Поверхность* **2** 32 (1998)

PACS number: 71.30.+h

Кулоновская щель и фазовый переход металл–изолятор в легированных полупроводниках

А.Г. Забродский

1. Бесщелевые модели локализации и прыжкового транспорта

Легированные полупроводники относятся к неупорядоченным системам, которые широко используются в мире для исследования проблем перехода металл–изолятор (МИ) и низкотемпературного электронного транспорта. С одной стороны, при некотором критическом значении N_c концентрации основных примесей в них происходит

"металлизация" примесных состояний на уровне Ферми. С другой стороны, при $N > N_c$ можно осуществить обратный переход МИ введением компенсирующей примеси, захватывающей основные носители заряда. Компенсация уменьшает энергию Ферми и вносит в систему так называемый вертикальный беспорядок в дополнение к горизонтальному, обусловленному случайным расположением примесей.

Для описания подобного перехода МИ с начала 70-х годов привлекают одноэлектронную модель Андерсона, в которой случайное поле приводит к локализации состояний на уровне Ферми [1] при его совмещении с порогом подвижности. Она, в частности, позволила объяснить, почему компенсированный полупроводник с частично заполненной зоной основных состояний примесей не обладает металлической проводимостью со сколь угодно малой их концентрацией N . Для дальнейшего важно, что в модели Андерсона плотность состояний $g(E)$ не имеет особенности и остается конечной на уровне Ферми. В этом смысле модель можно условно называть "бесщелевой": в ней изоляторному состоянию соответствует не щель в плотности состояний на уровне Ферми, а так называемая щель подвижности между уровнем Ферми и порогом подвижности.

Согласно Мотту [2] в изоляторном состоянии при конечной плотности состояний на уровне Ферми E_F низкотемпературный электронный транспорт осуществляется путем туннельных перескоков в его окрестности с переменными энергией активации и длиной (variable range hopping, VRH)¹ с испусканием или поглощением фононов, что в случае 3d дает его известный закон $T^{-1/4}$ для удельного сопротивления:

$$\rho \propto \exp\left(\frac{T_0}{T}\right)^x, \quad (1)$$

где величина $x = 1/4$, параметр $T_0 \propto [a^3 g(E_F)]^{-1}$, a — радиус локализации.

В 70-е годы появляются также теоретические работы [3–5], в которых показано, что учет кулоновского взаимодействия прыгающего электрона и возникающей на его месте дырки должен приводить к усилению локализации и формированию щели или квазищели на уровне Ферми и, таким образом, к увеличению показателя x в формуле (1) вплоть до единицы. Тем не менее к середине 70-х годов именно одноэлектронная модель Андерсона (без кулоновского взаимодействия) и соответствующий ей закон Мотта были подтверждены на многих неупорядоченных системах². Казалось, что последний можно наблюдать на любом "грязном" объекте с достаточно высокой величиной $g(E_F)$.

2. Эмпирический закон $T^{-1/2}$ и квазищель на уровне Ферми

Примерно в то же время автор публикует работу [6], где устанавливает, что наблюдаемая низкотемпературная проводимость с переменной энергией активации различ-

ных сильно легированных компенсированных полупроводников описывается формулой (1) со значением $x = 1/2$, а вовсе не $1/4$. Там же было показано, что эмпирический закон $T^{-1/2}$ можно интерпретировать как 3d-VRH в параболической квазищели на уровне Ферми:

$$g = g_0(E - E_F)^2, \quad T_0 = \frac{A}{g_0^{1/3} a}, \quad (2)$$

где g_0 и A — постоянные.

Качественно это соответствовало предсказанию одноэлектронной модели Эфроса–Шкловского [5] для кулоновской щели. Чтобы удостовериться в этом, следовало научиться экспериментально определять коэффициент g_0 в формуле (2).

3. Одноэлектронная кулоновская щель

Это было сделано в серии работ [7] на основе идеи о пропорциональной связи наблюдаемой высокотемпературной границы режима VRH и ширины щели Δ . Далее по ширине щели и оцененной плотности состояний в примесной зоне на ее границах вычислялся коэффициент g_0 . В пределе сильной компенсации (далеко от перехода МИ) на N -серии образцов сильно легированного компенсированного Ge с постоянной концентрацией N основной примеси и различной степенью компенсации K этот коэффициент в самом деле оказался близким к предсказанному одноэлектронной моделью Эфроса–Шкловского [8] для кулоновской щели

$$(g_0)_{\text{SECG}} = \frac{\kappa^3}{e^6}, \quad (3)$$

где κ — диэлектрическая проницаемость, e — заряд электрона.

По этой причине обнаруженная в [6] квазищель была идентифицирована в [7] с одноэлектронной кулоновской щелью, что явилось экспериментальным подтверждением последней. Затем в наших работах с К.Н. Зиновьевой [9] щель была исследована до малых окрестностей энергии Ферми при сверхнизких температурах (методика также опиралась на изучение чувствительного к спектру локализованных состояний режима VRH и получила название "VRH-спектроскопия").

Концепция кулоновской щели весьма популярна ныне в физике неупорядоченных систем, хотя ее путь к признанию был не прост. Для начала, вдогонку теоретической заметке Эфроса и Шкловского [5], тот же журнал публикует возражения сэра Н. Мотта [10], подготавливая почву для последующего неприятия экспериментальных результатов по ее обнаружению. Конечно, были и объективные препятствия для корректной интерпретации имевшихся в мире опытных данных. Это прежде всего традиционно использовавшийся грубый метод анализа проводимости с переменной энергией активации путем ее "спрямления" в масштабе, соответствующем априорно выбранному значению показателя x в формуле (1). Вместо этого следовало напрямую решать задачи определения области ее существования с фиксированным значением x и самого этого значения. Для этой цели, начиная с работ [6–8], мы перешли к дифференциальной методике исследования температурной зависи-

¹ Русский перевод "прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка" не отражает того, что она идентифицируется по уменьшающейся с понижением температуры энергии активации перескоков.

² В 1977 г. их авторы были удостоены Нобелевской премии по физике.

мости приведенной энергии активации проводимости

$$w = \frac{\varepsilon}{kT} = - \frac{d \log \rho}{d \log T}. \quad (4)$$

Немало неприятностей доставили и макронеоднородности объемных образцов, выращенных из расплава, особенно в случае сильного легирования и высокой компенсации. Два основных проявления неоднородностей при низких температурах неоднократно фиксировались в наших опытах: уменьшение эффективного проводящего сечения и проводящие "шунты", ориентированные преимущественно вдоль дислокаций. Последние, как оказалось, способны до "неузнаваемости" ослабить температурную зависимость сопротивления: могут, например, трансформировать закон $T^{-1/2}$ в $T^{-1/4}$, или в степенной закон, или даже в аномально малую проводимость металлического типа³. Чтобы решить проблему, в работах [7, 9] использовался метод однородной компенсации выращенного из расплава n-Ge путем нейтронного легирования. Напомним, что при нейтронном легировании Ge вводится, в основном, акцепторная примесь Ga, а также донорные примеси: As и небольшое количество Se. Этим способом были получены N-серии образцов компенсированных n- или p-Ge при относительно малых и высоких флюенсах нейтронов соответственно [7], на которых в пределе сильной компенсации и удалось впервые идентифицировать обнаруженную в [6] квазищель с одноэлектронной кулоновской щелью. Тем самым было доказано, что для слабо заполненной примесной зоны компенсированного полупроводника вклад кулоновских корреляций, возникающих при прыжковом движении локализованного электрона, в энергию активации перескоков в режиме VRH преобладает над вкладом от случайного поля заряженных примесей (последний проявился бы в виде закона $T^{-1/4}$). Однако точку, как оказалось, ставить рано: выяснилось, что кулоновская щель имеет простую одноэлектронную природу лишь в крайних случаях почти пустой или заполненной примесной зоны, при умеренном же заполнении реализуется режим многоэлектронных перескоков или многоэлектронных корреляций при перескоках.

4. Многоэлектронная кулоновская щель

Идея о том, что многоэлектронные перескоки электронов могут доминировать над одноэлектронными, была наиболее продвинута в работах Поллака с соавторами (см., например, [11]). Она иллюстрируется на рис. 1 для наполовину заполненной примесной зоны (два электрона на четыре места), где показано основное состояние системы. Пусть переход $1 \rightarrow 2$ принадлежит бесконечному кластеру и определяет проводимость, а энергия активации одноэлектронного перескока $E_{1e} = E_{2,3} - E_{1,3}$. В случае двухэлектронного перехода, включающего также "ассистирующий" перескок $3 \rightarrow 4$, энергия активации может оказаться меньше: $E_{2e} = E_{2,4} - E_{1,3} < E_{1e}$. Приведенный пример показывает, как участие нескольких электронов способно уменьшить кулоновский барьер для перескоков и сделать их

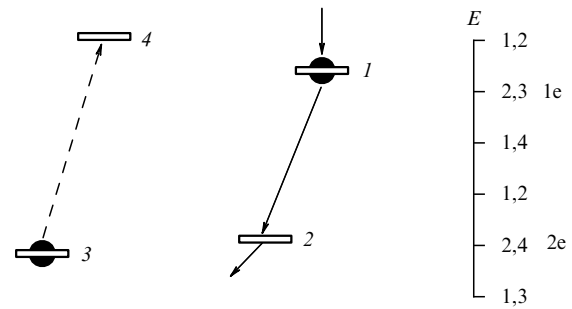


Рис. 1.

более вероятными по сравнению с одноэлектронными. Недавние результаты компьютерного моделирования [12] дают для соответствующего сопротивления закон $T^{-1/2}$, но с параметром T_0 примерно на порядок ниже, чем в случае одноэлектронной кулоновской щели. Заметим, однако, что существование щели вовсе не следует из [12].

Мы же с А.Г. Андреевым в работах [13, 14] обратили внимание на то, что если многоэлектронные корреляции снижают энергетический барьер для перескоков, который имеет кулоновскую природу, то это должно сузить кулоновскую щель по сравнению с одноэлектронной. Была предложена модель аномально узкой многоэлектронной кулоновской щели, что, собственно, и следовало проверять на опыте. В силу "нормального" сужения любой кулоновской щели из-за расходимости диэлектрической проницаемости ε на переходе МИ это надо было делать вдали от перехода на его изоляторной стороне. Кроме этого, представлялось, что для наблюдения многоэлектронных корреляций оптимально умеренное заполнение примесной зоны (компенсация), в то время как случаи $1 - K \gg 1$ и $K \ll 1$ неблагоприятны. Для экспериментов [13, 14] была выбрана однородная $K = 0,35$ -серия образцов Ge:Ga, получающаяся при нейтронном легировании чистого Ge⁴. Анализ низкотемпературных кривых удельного сопротивления образцов показал, что закон $T^{-1/2}$ в них реализуется при температурах существенно более низких, чем в случае сильной компенсации (раздел 3), качественно свидетельствуя о сужении щели. К сожалению, на НЛ Ge:Ga высокотемпературная граница закона $T^{-1/2}$ фиксируется недостаточно точно, чтобы можно было по аналогии с [7, 8] оценить из нее ширину квазищели и далее коэффициент g_0 в (2).

Поэтому мы использовали другую разновидность VRH-спектроскопии плотности состояний в квазищели, основанную на идее Шкловского о предварительном определении радиуса локализации дырок на уровне Ферми из исследования положительного магнитосопротивления в режиме VRH, вызванного сужением дырочной волновой функции в плоскости, перпендикулярной полю. Найденный таким образом в [13, 14] радиус локализации a расходится в точке перехода N_c . При уменьшении же концентрации Ga он выходит на "изоля-

³ Похожий эффект имеет место в неомическом режиме или при перегреве образца, если приложенное поле или рассеиваемая в образце мощность недостаточно малы.

⁴ Параллельно были поставлены опыты, имевшие целью точно характеризовать электрофизические параметры материала [15]. Они показали, в частности, что компенсация НЛ Ge:Ga зависит от "жесткости" спектра нейтронов.

торный" предел $a = 90 \text{ \AA}$, равный боровскому радиусу легкой дырки в Ge. Это соответствует как теоретическим представлениям, согласно которым асимптотика дырочной волновой функции на больших расстояниях определяется массой легкой дырки, так и данным исследований прыжковой проводимости по ближайшим соседям в НЛ Ge:Ga [16]. Кроме того, наблюдаемый параметр T_0 VRH растет с удалением от перехода МИ, достигая наибольших значений $(T_0)_{\max} = 7,5 \text{ мЭВ}$. Это позволяет из выражения для T_0 в (1) с учетом асимптотического значения a извлечь оценку параметра g_0 , а затем и ширины квазищели Δ в "изоляторном" пределе:

$$(g_0)_{\text{exper}} \cong M(g_0)_{\text{SECG}}, \quad \Delta_{\text{exper}} \cong \frac{\Delta_{\text{SECG}}}{M^{1/2}}, \quad M \cong 60. \quad (5)$$

На рисунке 2 сравниваются наблюдаемые в легированном Ge вдали от перехода кулоновские щели одно- и многоэлектронной природы в случае сильной и умеренной компенсации (данные из [9] и [13]) с предсказанными одноэлектронной модели Эфроса – Шкловского [8] (кривые 1–3 соответственно). Для полной проверки нашей модели аномального сужения кулоновской щели при многоэлектронных корреляциях следовало бы также удостовериться в отсутствии эффекта сужения при малых компенсациях. Подходящие данные были недавно опубликованы группой Халлера [17] и относятся к $K = 0$ -серии НЛ Ge, обогащенного изотопом ^{70}Ge (в процессе трансмутации он превращается в Ga). К сожалению, авторы [17] лишь констатируют закон $T^{-1/2}$ и его связь с кулоновской щелью, не определяя при этом ее параметров. Тем не менее мы в [18] смогли сделать необходимые заключения путем сравнения поведения их параметра T_0 в "изоляторном" пределе (показано символами \square на рис. 3) с нашими данными [13, 14] для многоэлектронной щели (символы \bullet на рис. 3). Видно, что последние примерно в 4 раза меньше. Поскольку в обоих случаях речь идет о p-Ge с одинаковым значением радиуса локализации вдали от перехода МИ

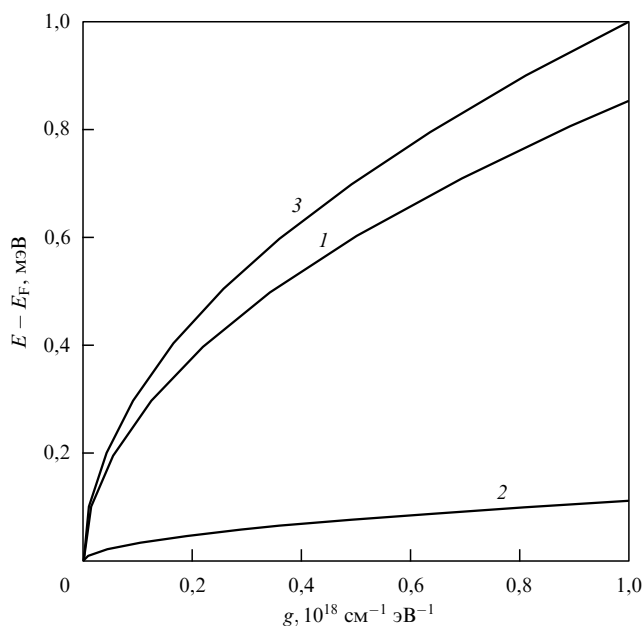


Рис. 2.

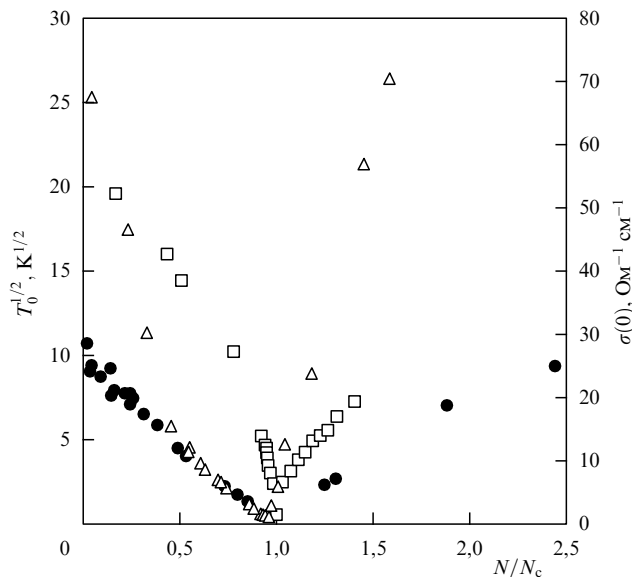


Рис. 3.

(боровского радиуса легкой дырки), то все различие согласно формуле (2) связано с коэффициентами g_0 : для данных [17] он оказывается в $4^3 \cong M$ раз меньше, в точности соответствуя отличию одно- и многоэлектронной кулоновской щели согласно формуле (5). Таким образом, мы приходим к выводу, что данные группы Халлера, как и следовало ожидать, относятся к одноэлектронной кулоновской щели. Обратим внимание на то, что отличие параметров $(T_0)^{1/2}$ на рис. 3 соответствует различию реально наблюдаемых энергий активации⁵ и в рамках модели VRH в параболической квазищели не может быть объяснено иначе как различием коэффициентов g_0 .

Итак, в [13, 14] удалось подтвердить модель аномального сужения кулоновской щели вследствие многоэлектронных корреляций при перескоках или, другим словами, доказать существование многоэлектронной кулоновской щели⁶. При этом опыт ставился таким образом, чтобы можно было не учитывать сужение, обусловленное возрастанием диэлектрической проницаемости из-за близости перехода МИ. Именно этот эффект оказывается ответственным за сужение другого сорта — схлопывание кулоновской щели в точке перехода МИ.

5. Кулоновская щель и переход металл–изолятор

Рисунок 4, построенный по данным [18], иллюстрирует эффект схлопывания кулоновской щели в НЛ Ge:Ga по мере приближения к переходу МИ. Важно заметить, что определяемое схлопыванием щели (обращением параметра g_0 в бесконечность) и расходимостью радиуса локализации a зануление параметра T_0 на рис. 3 (показано поведение величины $T_0^{1/2}$, пропорциональной

⁵ Символами Δ показаны данные для N-серии Ge:As [9], где вдали от перехода МИ кулоновская щель имеет одноэлектронную природу.

⁶ В литературе появились подтверждения этого факта на других объектах и отличными методиками.

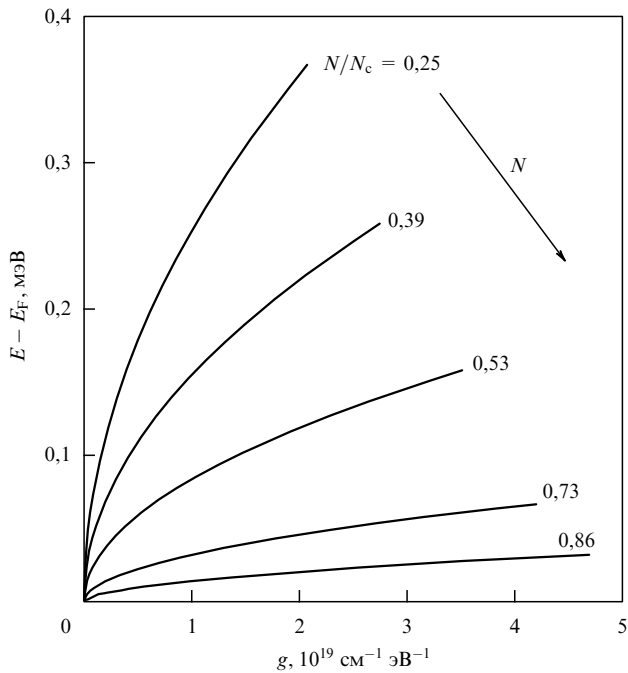


Рис. 4

наблюдаемой энергии активации VRH) в точке N_{CI} практически совпадает с критической точкой N_{CM} перехода МИ, традиционно определяемой по обращению в нуль температурно независимого члена $\sigma(0)$ в выражении для металлической проводимости: $\sigma(T) = \sigma(0) + \Delta\sigma(T)$. Это означает, что наряду с андерсоновским определением критической точки перехода МИ из исчезновения металлического состояния с равным успехом можно пользоваться ее определением, основанным на исчезновении изоляторного состояния при схлопывании кулоновской щели. При этом представляется, что с приближением к переходу облегчаются условия проявления многоэлектронных корреляций.

Отвечая на вопрос о характере перехода в НЛ Ge:Ga [18] и легированных полупроводниках вообще, отметим, что он непрерывен (в отличие от державшихся долгое время представлений Мотта о том, что переход происходит скачком), характеризуется определенной симметрией с обеих сторон и может рассматриваться как фазовый переход второго рода. Как видно из рис. 3, переход становится более резким (индекс корреляционной длины уменьшается) при компенсации $K \rightarrow 0$.

6. Заключение

Как показывает опыт, изоляторное состояние легированных полупроводников при низких температурах формируется с участием кулоновского взаимодействия одно- и многоэлектронной природы, приводящего к образованию соответствующей кулоновской щели на уровне Ферми. Фазовый переход из изоляторного состояния в металлическое в таких системах можно рассматривать как явление схлопывания кулоновской щели. Таким образом, мы приходим к пониманию того, что в низкотемпературных свойствах изоляторного состояния легированных полупроводников кулоновское взаимодействие и многоэлектронные корреляции играют роль не менее важную, чем беспорядок.

Автор признателен коллегам, участвовавшим в работах, а также Российскому фонду фундаментальных исследований и ИНТАС за поддержку.

Список литературы

1. Мотт Н Ф *Переходы металл-изолятор* (М.: Наука, 1979)
2. Mott N F *Phil. Mag.* **19** 835 (1969)
3. Srinivasan G *Phys. Rev. B* **4** 2581 (1971)
4. Pollak M A *J. Non-Cryst. Solids* **11** 1 (1972)
5. Efros A L, Shklovskii B I *J. Phys. C* **8** L49 (1975)
6. Забродский А Г *ФТП* **11** 595 (1977)
7. Забродский А Г *ФТП* **14** 1130, 1324, 1492 (1980)
8. Шкловский Б И, Эфрос А Л *Электронные свойства легированных полупроводников* (М.: Наука, 1979)
9. Забродский А Г, Зиновьева К Н *Письма в ЖЭТФ* **37** 369 (1983); *ЖЭТФ* **86** 727 (1984)
10. Mott N F *J. Phys. C* **8** L239 (1975)
11. Pollak M, Ortuno M, in *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 10, Eds A L Efros, M Pollak) (Amsterdam, New York: North-Holland, 1985) p. 287
12. Ortuno M et al., in *Proc. 22nd Int. Conf. Phys. Semicond.* (Vancouver, 1994) p. 41
13. Забродский А Г, Андреев А Г *Письма в ЖЭТФ* **58** 809 (1993)
14. Zabrodskii A G, Andreev A G, in *Proc. 22nd Int. Conf. Phys. Semicond.* (Vancouver, 1994) p. 2681
15. Забродский А Г, Алексеенко М В *ФТП* **27** 2033 (1993); **28** 168 (1994)
16. Забродский А Г, Андреев А Г, Алексеенко М В *ФТП* **26** 431 (1992)
17. Itoh K M et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 4058 (1996)
18. Zabrodskii A G, Andreev A G, Egorov S V *Phys. Status Solidi B* **205** 381 (1998)