

## ПРЫЖКОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ $K = 0.3$ -СЕРИИ ОБРАЗЦОВ Ge : Ga: ЭФФЕКТ НАСЫЩЕНИЯ, ПЕРЕСКОКИ ПО БЛИЖАЙШИМ СОСЕДЯМ И ПЕРЕХОД К ПРЫЖКАМ С ПЕРЕМЕННОЙ ДЛИНОЙ

Забродский А. Г., Андреев А. Г., Алексеенко М. В.

На серии образцов нейтронно легированного Ge : Ga с компенсацией  $K = 0.3$  и содержанием  $N$  основной примеси Ga от  $3.6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  до концентрации  $N_c = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , соответствующей переходу металл—изолятор, в области гелиевых температур описываются и изучаются: эффект насыщения прыжковой проводимости; закономерности режима перескоков по ближайшим состояниям и переход от него к режиму прыжков с переменной длиной, стимулируемый понижением температуры и увеличением уровня легирования. Область существования последнего из режимов оказывается существенно шире, чем считалось ранее, вплоть до границы слабого легирования  $N_l = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при гелиевых температурах. Находят свое объяснение известные аномалии поведения энергии активации прыжковой проводимости и ее предэкспоненциального множителя в исследуемом материале.

**Введение.** Как известно (см., например, [1]), в легированном полупроводниковом материале прыжковый электроперенос определяется концентрацией  $N$  основной примеси и степенью компенсации  $K$ . По этой причине при его исследовании предпочтительны  $N$ - или  $K$ -серии образцов с фиксированной концентрацией основной примеси или компенсации. К числу последних относятся образцы нейтронно легированного (НЛ) Ge, уровень легирования которого определяется флюенсом нейтронов, а относительное содержание трансмутационных примесей задается изотопным составом исходного материала. Для использующейся, как правило, природной смеси изотопов Ge основной трансмутационной примесью является мелкий акцептор — Ga, а компенсирующими — мелкие и глубокие доноры As и Se. При этом соотношение между донорными и акцепторными состояниями зависит от спектра нейтронов [2,3]. Так, для хорошо замедленных нейтронов, согласно специальным опытам [3,4], степень компенсации близка к 30%. Как объект исследования прыжковой проводимости НЛ Ge привлекает внимание также возможностью точного дозирования уровня легирования изменением флюенса нейтронов и однородностью пространственного распределения трансмутационных примесей.

В данной работе мы будем интересоваться прыжковой проводимостью по ближайшим локализованным состояниям мелких акцепторов Ga в НЛ Ge : Ga (так называемая  $\epsilon_3$ -проводимость или nearest neighbour hopping, NNH), а также ее трансформацией в режим перескоков с переменной длиной (variable range hopping, VRH) как при понижении температуры, так и при увеличении уровня легирования. До сих пор считалось [5], что для наблюдения режима VRH в данном материале необходимо иметь сверхнизкие температуры  $T < 1 \text{ K}$  и образцы, близкие к переходу металл—изолятор (МИ).

Что касается  $\epsilon_3$ -проводимости, то в числе двух механизмов активационного переноса в этом материале она была впервые описана в пионерской работе Фришце и Кэваса [6]. Согласно им, при понижении температуры  $\epsilon_1$ -проводимость свободных дырок, создаваемых термической ионизацией мелких акцепторов Ga, непосредственно переходит в прыжковую  $\epsilon_3$ -проводимость по ближайшим основным состояниям акцепторов. Поэтому активационная проводимость при низких температурах (до 1 K) не содержит члена, приписываемого при слабых компен-

сациях электропереносу свободных носителей заряда в верхней зоне Хаббарда ( $\epsilon_2$ -проводимость) и может быть представлена в виде суммы:

$$\sigma = \sigma_1 \exp(-\epsilon_1/kT) + \sigma_3 \exp(-\epsilon_3/kT). \quad (1)$$

Особенность второго «прыжкового» слагаемого заключается в том, что в нем предэкспоненциальный множитель  $\sigma_3$  в свою очередь является экспоненциальной функцией расстояния  $N^{-1/3}$  между ближайшими основными примесными состояниями. Она определяется главным образом интегралом перекрытия соответствующих локализованных волновых функций. Если последние можно охарактеризовать боровским радиусом  $a$ , то в области слабого перекрытия ( $N^{1/3}a \ll 1$ ), как известно,

$$\sigma_3^{-1} = \rho_3 = \rho_{03} \exp(\alpha/N^{1/3}a), \quad (2)$$

где  $\alpha$  — численный коэффициент, рассчитываемый с помощью теории протекания.

По-видимому, наиболее обоснованное вычисление коэффициента  $\alpha$  выполнено Нгуеном, Шкловским и Эфросом [7]. Согласно [7],

$$\alpha = \alpha(0) + \eta(K), \quad (3)$$

где  $\alpha(0) = 1.73 \pm 0.03$ , а функция  $\eta(K)$  слабо возрастает с компенсацией от значения  $\eta(0) = 0$ .

Появление поправочной зависимости  $\eta(K)$  в (3) связано с учетом дополнительного к туннельному фактору ( $2r/a$ , где  $r$  — длина перескоков) слабо зависящего от компенсации активационного слагаемого  $\epsilon_3/kT$  в величине порога протекания для  $\epsilon_3$ -проводимости [см. формулу (5) из [7]]. Вид же зависимости  $\eta(K)$  в значительной степени определяется тем, какие сопутствующие электрон-электронные корреляции принимаются теорией во внимание при анализе энергетических характеристик перескоков. В конечном счете корреляции несколько уменьшают коэффициент пропорциональности  $F$  в зависимости величины  $\epsilon_3$  от «кулоновского» разброса  $E_C = e^2 N^{1/3}/\kappa$  ( $e$  — заряд электрона,  $\kappa$  — статическая диэлектрическая проницаемость) энергий ближайших состояний в поле заряженных центров.<sup>1</sup>

Что же даст сравнение цитированной теории [7] с данными Фрицше и Кэваса? Прежде всего оказывается, что предсказываемую теорией пропорциональность значений энергии активации  $\epsilon_3$  и энергии  $E_C$  можно констатировать лишь для области  $N < N_I = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , называемой областью слабого легирования. При этом коэффициент пропорциональности  $F$  ниже его расчетного значения. С переходом в область  $N > N_I$  на опыте рост величины  $\epsilon_3$  с  $E_C$  замедляется, она достигает своих наибольших значений. Дальнейшее увеличение уровня легирования приводит к постепенному уменьшению наблюдаемых значений  $\epsilon_3$  и обращению их в нуль, по-видимому, вблизи точки  $N_c$  перехода металл—изолятор, отстоящей на 2 порядка величины от  $N_I$ . Известное объяснение качественного отклонения поведения величины  $\epsilon_3$  от предсказания теории  $\epsilon_3 \propto E_C$ , которая не учитывает взаимодействия между примесными состояниями, заключается в том, что подобное взаимодействие оказывается существенным уже при концентрации  $N \approx N_I$ . Не вполне ясно при этом, почему взаимодействие проявляется столь глубоко на изоляторной стороне перехода МИ ( $N_c/N_I \approx 10^2$ ).

Однако и для области  $N < N_I$ , помимо цитированного уже различия опытных и расчетных значений  $\epsilon_3$ , в литературе неоднократно отмечалось расхождение достаточно надежно вычисленных значений коэффициента  $\alpha$  из (3) и их экспериментальных величин, найденных с использованием формулы (2). Так, если отталкиваться от данных Фрицше и Кэваса [6] для зависимости  $\sigma_3(N)$  в области

<sup>1</sup> См. далее формулу (16).

$N < N_f$  и использовать значение боровского радиуса легкой дырки  $a = 90 \text{ \AA}$ , с хорошей точностью определяющее асимптотику волновых функций мелких акцепторов в Ge на больших расстояниях [1], то мы приходим к экспериментальному значению  $\alpha_c = 2.11 \pm 0.10$ .<sup>2</sup> Это примерно на четверть выше значений, предсказываемых формулой (3).

Указанные расхождения с опытом вызывают озабоченность теоретиков, стимулируя их на учет все более тонких эффектов, уменьшающих эти различия (выше упоминалось, например, об идее электронных корреляций, уменьшающих энергию перескоков, а также об учете активационного слагаемого в величине порога протекания, увеличивающем значение  $\alpha$ ). Тем не менее, как видим, полностью избавиться от расхождений с опытом путем усовершенствования теории не удастся. В данной работе мы подходим к проблеме с другой стороны: пытаемся на базе новых экспериментальных данных переформулировать и обосновать эмпирические закономерности прыжковой проводимости НЛ Ge : Ga в области гелиевых температур  $T > 1 \text{ К}$ .

## 1. Методические вопросы и результаты измерений

Исходным материалом для нейтронного легирования служил монокристаллический Ge такой степени чистоты, чтобы фактор легирования превышал 2 порядка и таким образом исключалось бы влияние нетрансмутационных примесей. Облучение замедленными нейтронами велось в каналах реактора ВВР-М ЛИЯФ им. Б. П. Константинова. Использованные флюенсы позволили после стандартной процедуры отжига сопутствующих радиационных дефектов [2] получить серию образцов НЛ Ge : Ga в диапазоне уровней легирования  $N = (3.7 \cdot 10^{14} - 2.5 \cdot 10^{17}) \text{ см}^{-3}$ . Нижняя граница этого диапазона задается предельной возможностью измерений высокоомных образцов при гелиевых температурах, а верхняя лежит уже на металлической стороне перехода МИ, т. е. слегка превышает значение  $N_c$ .

При определении концентрации  $N$  основной примеси Ga не использовались вычисленное в [6] по имевшимся в то время ядерно-физическим данным значение компенсации  $K = 0.4$  для НЛ Ge, а также принятое в [6] приближение холл-фактора  $r_p = 1$  в поле  $H = 5 - 10 \text{ кЭ}$ :  $N_a - N_d = r_p / qR$ ,  $q = |e|$ ,  $R$  — коэффициент Холла. В части компенсации НЛ Ge мы опирались на данные [3,4], согласно которым при хорошем замедлении нейтронов (отношение потоков тепловых нейтронов к быстрым 30—50) величина степени компенсации всего лишь примерно на 0.5% превышает свое предельное для тепловых нейтронов значение  $K = 29.4\%$ . Наши данные показывают, что для обычно используемых при нейтронном легировании отношений потоков тепловых нейтронов к быстрым  $> 10$  с точностью до величины порядка процента можно использовать значение  $K = 30\%$ . Коснемся теперь вопроса о холл-факторе  $r_p$  в  $p$ -Ge, расчеты которого затруднены в силу сложности валентной зоны германия. Концентрационные зависимости  $r_p(N)$  в таком материале были экспериментально определены в работе [8] (см. рис. 2 из [8]). Из использованных там магнитных полей (примерно 30 и 5 кЭ, а также предел  $H \rightarrow 0$ ) оптимальным для цели калибровки параметров образцов является невысокое легкодоступное поле  $H = 5 \text{ кЭ}$ , тем не менее практически подавляющее при слабом легировании вклад легких дырок в измеряемую величину коэффициента Холла. Соответствующие кривые из [8] для  $T = 77.4$  и  $293 \text{ К}$  воспроизведены с минимальными уточнениями на рис. 1 данной работы. По оси  $x$  здесь отложена полная холловская концентрация трансмутационных примесей  $N_t = N_a + N_d = (1 + K) / qR (1 - K)$  при  $H = 5 \text{ кЭ}$  в приближении  $r_p = 1$ . Как видно, при  $N_t < 1.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  более близкими к единице значениями  $r_p$  обладают данные при азотной температуре, а при  $N > 1.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  — при комнатной. Соответственно параметры первой группы образцов измерялись при 77.4, а второй — при

<sup>2</sup> Оно превышает величину  $\alpha_c = 1.90$ , найденную в [1] также по данным [6], но для более широкого диапазона уровней легирования  $N \gg N_f$ .

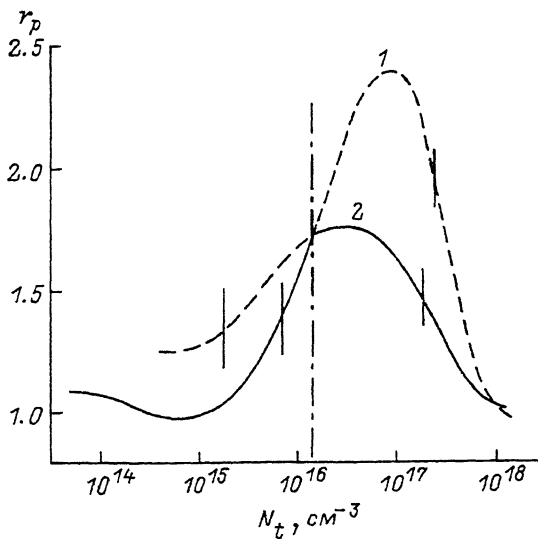


Рис. 1. Холл-фактор в НЛ  $p$ -Ge в поле 5.2 кЭ по данным [8].  
 $T, K: 1 - 77.4, 2 - 293.$

293 К с использованием рис. 1 для нахождения искомого значения  $r_p$ . Результаты измеренной таким образом концентрации Ga в исследованной серии образцов НЛ Ge приведены в табл. 1. Здесь же указаны основные параметры прыжковой проводимости (см. далее по тексту).

Результаты наших измерений температурной зависимости удельного сопротивления типичных образцов НЛ Ge : Ga приведены на рис. 2. От кривых, приведенных в [6], они «на глаз» отличаются наличием четко выраженной области насыщения прыжковой проводимости, где перескоки между локализованными состояниями приобретают почти безактивационный характер. Более отчетливо это видно из рис. 3, где по сравнению с рис. 2 «разжат» масштаб прыжковых проводимостей, для чего, правда, пришлось от шкалы абсолютных значений  $\lg \rho$  перейти к их относительным величинам.

Согласно рис. 3, мы приходим к одному качественному выводу о том, что выход за указанный выше предел слабого легирования ( $N > N_j$ ) сопровождается

Таблица 1

№ образца	$N_{Ga}, 10^{15} \text{ см}^{-3}$	$\lg \rho_m$	$\lg \rho_s$	$\epsilon_m, \text{ мЭВ}$
1	0.357	10.40	10.99	0.29
2	0.617	8.70	9.23	0.31
3	0.629	8.28	—	—
4	0.759	7.56	8.22	0.40
5	1.21	6.18	—	—
6	1.34	6.00	—	—
7	1.51	5.93	6.64	0.51
8	2.82	4.61	5.30	0.58
9	3.10	4.21	4.81	0.58
10	3.59	3.83	—	—
11	5.30	3.26	—	—
12	5.48	3.38	3.99	0.62
13	6.25	3.21	3.88	0.62
14	8.10	2.77	—	—
15	11.3	2.36	—	—
16	14.9	2.13	2.62	0.60
17	24.8	1.85	2.28	0.58

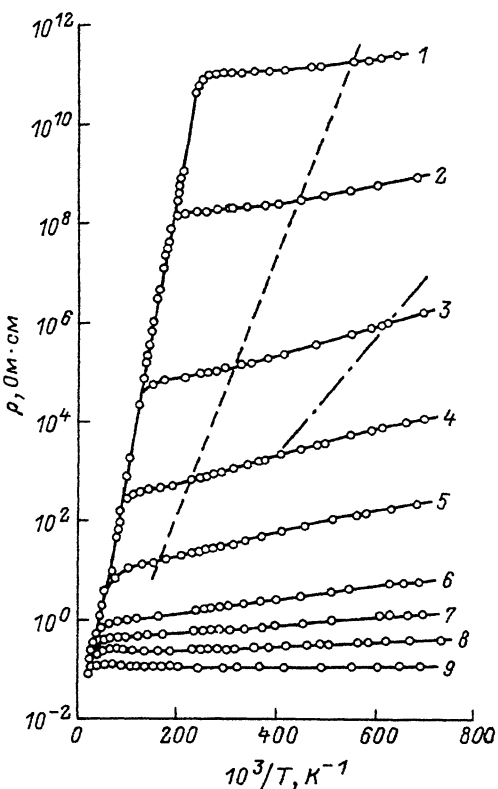


Рис. 2. Удельное сопротивление НЛ Ge : Ga. Концентрация  $N$ ,  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ : 1—0.357, 2—0.759, 3—3.10, 4—14.9, 5—47.4, 6—96.2, 7—128, 8—168, 9—251. Штриховая линия —  $T_S$ , штрихпунктирная —  $T_I$ .

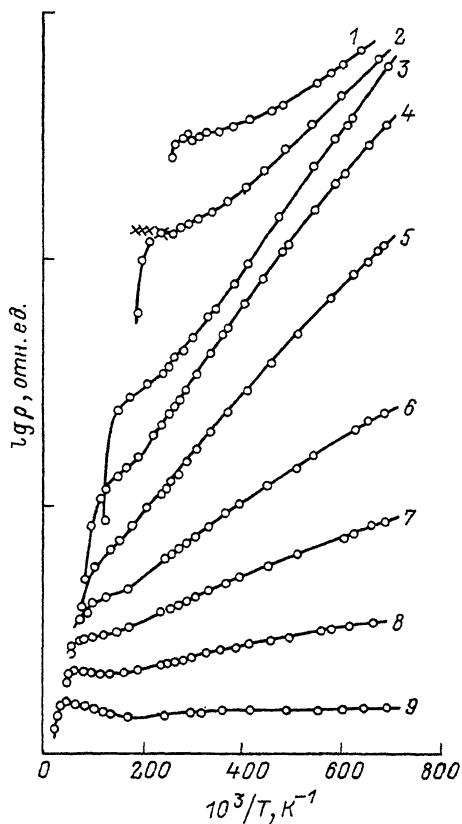


Рис. 3. Удельное сопротивление НЛ Ge : Ga в области прыжкового транспорта.

Расстояние между штрихами оси  $y$  соответствует изменению  $\rho$  на порядок. Обозначение образцов, как на рис. 2. Крестики у кривой 2 показывают истинную (за вычетом  $\epsilon_1$ -проводимости) область насыщения прыжковой проводимости.

уже при гелиевых температурах ( $T \gg 1 \text{ K}$ ) уменьшением энергии активации перескоков со стороны низких температур. Так, на рис. 3 этот эффект совершенно ясно прослеживается начиная с кривой 4, однако внимательное рассмотрение позволяет зафиксировать его и на низкотемпературном участке кривой 3 ( $N = 1.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ).

## 2. Область насыщения прыжковой проводимости

При анализе данных прежде всего исключим из экспериментальных значений проводимости вклад от свободных дырок ( $\epsilon_1$ -проводимости), оцененный из измерений менее легированных образцов. При этом оказывается (рис. 3, кривая 2), что сама по себе прыжковая проводимость в области насыщения принимает практически не зависящие от температуры (а точнее слабо убывающие с ее возрастанием) значения:

$$\sigma_s = \rho_s = \text{const.} \quad (4)$$

Соответственно в области насыщения в формуле (1) следует заменить активационный прыжковый член на постоянную  $\sigma_s$ .

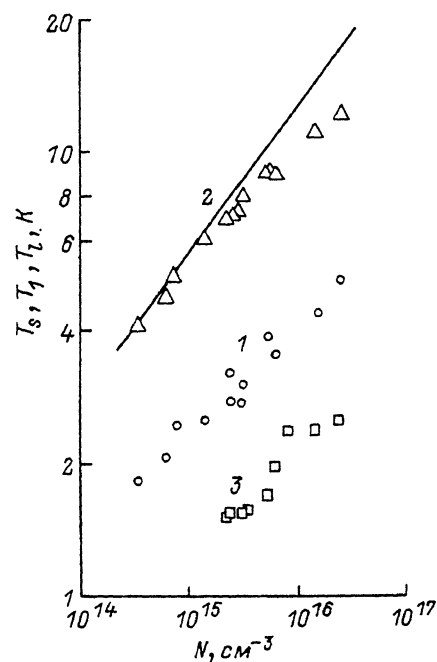


рис. 2. Как видно, с увеличением уровня легирования температура  $T_s$  монотонно возрастает.

Качественно такое поведение понятно. Действительно, чем выше концентрация  $N$  примеси Ga, тем больше ширина  $W$  соответствующей примесной зоны основных состояний. Тем большая тепловая энергия требуется, чтобы обеспечить характерную для области насыщения независимость степени заполнения электронных локализованных состояний примесной зоны от температуры. Таким образом, температуру  $T_s$  мы можем с точностью до коэффициента пропорциональности  $\beta$  определить следующим образом:

$$kT_s = \beta W. \quad (6)$$

Для невысоких уровней легирования, когда квантовые эффекты перекрытия волновых функций слабо уширяют примесную зону,<sup>4</sup> величина  $W \propto E_C$  и, следовательно,

$$kT_s \approx \beta E_C = \beta e^2 N^{1/3} / \chi. \quad (7)$$

На рис. 4 построена в двойном логарифмическом масштабе зависимость экспериментальных значений  $T_s$  от концентрации Ga. Как видно, она в самом деле неплохо аппроксимируется прямой с угловым коэффициентом 1/3, соответствующим формуле (7) со значением  $\beta = 0.2$ . Причем указанная аппроксимация работает практически на всей изоляторной стороне перехода МИ.<sup>5</sup> Это наводит на мысль о том, что квантовое уширение примесной зоны, при отсутствии

рис. 4. Поведение найденных из опыта граничных для изучаемой прыжковой проводимости НЛ Ge : Ga температур.

$T_s - 1, T_l - 2, T_l - 3$ , а также рассчитанных по (9) значений  $T_l$  (показано прямой).

На рис. 3 показано также, что проявление насыщения прыжковой проводимости со стороны высоких температур при  $T > T_s$  и наблюдаемое уменьшение энергии активации перескоков при низких температурах  $T < T_l$  (см. далее) ограничивают на опыте интервал температур  $\{T_s, T_l\}$  наибольших значений энергии активации перескоков  $\varepsilon_m$ , где

$$\rho(T) = \rho_m \exp(\varepsilon_m / kT). \quad (5)$$

В качестве низкотемпературной границы  $T_s$  проявления насыщения условно примем температуру, при которой в эксперименте достоверно фиксируется некоторое минимальное отклонение  $\rho(T)$  от линейной аппроксимации  $\lg \rho - T^{-1}$ , соответствующей формуле (5).<sup>3</sup> Определенная таким образом граница  $T_s$  показана штриховой линией на

<sup>3</sup> Величина такого отклонения в наших измерениях составляла 2%.

<sup>4</sup> В общем случае следовало бы еще потребовать и ограничения по компенсации, которое для изучаемой системы с  $K = 0.30$  излишне.

<sup>5</sup> Одна из причин отклонений для наименее легированных образцов может состоять в возрастании для них погрешности найденных значений  $T_s$  вследствие сокращения базового интервала температур, где работает формула (5).

которого и работает формула (7), несущественно по сравнению с кулоновским вплоть до значительных уровней легирования, по порядку соответствующих переходу МИ.

Имеет смысл заметить, что доказанный выше факт применимости формулы (7), а следовательно, и исходной для нее формулы (6) дает способ практической оценки ширины  $W$  примесной зоны из измерений низкотемпературной границы области насыщения (рис. 4).

Со стороны высоких температур область насыщения прыжковой проводимости ограничена температурой  $T_1$  достаточно резкого перехода к  $\epsilon_1$ -проводимости. Из рис. 2 нетрудно заметить, что температуры  $T_1$  примерно пропорциональны значениям  $T_s$  для несильно легированных образцов, где величины  $T_s$  достоверно определяются и примерно вдвое их превышают. На первый взгляд, такое соответствие вызывает удивление, ибо величина  $T_s$ , как показано выше, определяется характерной энергией кулоновского взаимодействия в примесной зоне (7). Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Условие перехода от  $\epsilon_1$  к  $\epsilon_3$  прыжковой проводимости при наличии области насыщения последней:

$$\exp(\epsilon_1/kT) = \rho_s/\rho_1. \quad (8)$$

Как мы увидим далее, в области невысоких уровней легирования  $N \leq 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  поведение величины  $\rho_s$  определяется формулой (22), входящая в которую величина  $\alpha_s$  примерно на 4% меньше, чем  $\alpha$ . Будем пренебрегать при логарифмировании (8) этим фактом, а также величиной  $\lg(\rho_{03}/\rho_1)$ .<sup>6</sup> Заменяем термическую энергию ионизации в области слабого легирования  $\epsilon_1 = \epsilon_1(0) - \Delta\epsilon_1(N)$ , где  $\epsilon_1(0) = 11.3 \text{ мэВ}$ , а поправка  $\Delta\epsilon_1$  порядка 1 мэВ, постоянной  $e^2/\chi\alpha \equiv 10 \text{ мэВ}$ . После простых преобразований получаем, что

$$kT_1 = e^2 N^{1/3} / \chi\alpha S \simeq E_C/\alpha. \quad (9)$$

Таким образом, температура перехода  $T_1$  от  $\epsilon_1$  к  $\epsilon_3$  прыжковой проводимости, ограничивающая область насыщения со стороны высоких температур, как и низкотемпературная граница  $T_s$  проявления насыщения, пропорциональна характерной кулоновской энергии  $E_C$ . При этом роль численного коэффициента  $\beta$  в (7) здесь играет величина  $1/\alpha_s$ , которая в 2.5 раза больше. Поведение параметра  $T_1$ , как и  $T_s$ , показано на рис. 4. Здесь же прямой линией показаны значения  $T_1$ , рассчитанные по (9). Как видим, имеет место хорошее их согласие с опытом.<sup>7</sup>

Обсуждая наступление эффекта насыщения, мы отождествляли его с переходом к не зависящему от температуры распределению ответственных за прыжковый транспорт электрон-фононных возбуждений в примесной зоне. Заметим при этом, что в случае существования при низких температурах кулоновской щели (подробнее этот вопрос затрагивается в следующем разделе) следует поинтересоваться, связано ли ее тепловое замытие с областью насыщения или, другими словами, в какой степени наступление области насыщения связано с изменением самой структуры примесной зоны.

Поясним, о чем идет речь. На рис. 5 для примесной зоны полупроводника со степенью компенсации  $K = 0.3$  воспроизведен ход плотности локализованных состояний  $g(E)$  при  $T = 0$ , как это следует из численного моделирования Шкловского и Эфроса [9]. Эффект теплового замытия щели заключается в том, что под действием тепловых возбуждений она превращается в псевдощель с ненулевой плотностью состояний в минимуме. При достаточной температуре кулоновская особенность вблизи энергии Ферми исчезает вовсе. На опыте эффект теплового

<sup>6</sup> Необходимые оценки получаются на основании рис. 2 и 9.

<sup>7</sup> В принципе это может рассматриваться и как эмпирическое обоснование отсутствия  $\epsilon_2$ -проводимости.

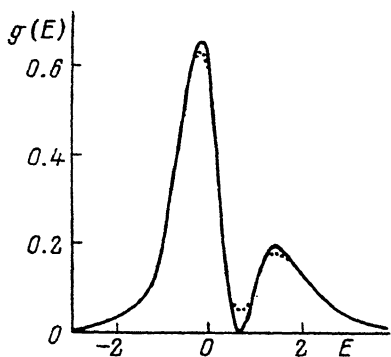


Рис. 5. Кулоновская щель в примесной зоне при  $K = 0.3$ .

Сплошная кривая — расчет [9] для  $T = 0$ , пунктир — предполагаемая картина для конечной температуры ( $kT \ll W$ ). Энергия  $E$  отсчитывается от уровня изолированной примеси в единицах  $E_C$ ,  $g(E)$  — плотность состояний в единицах  $N/E_C$ .

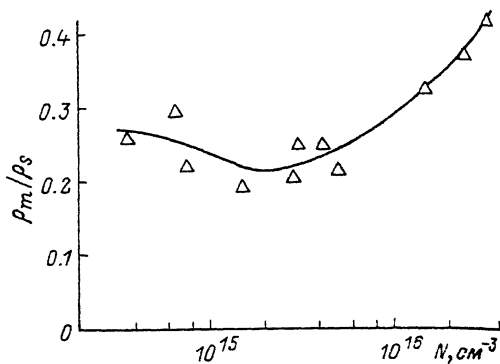


Рис. 6. Отношение  $\rho_m/\rho_s$  для слабо легированного Ge : Ga.

замытия кулоновской щели впервые изучался в [10, 11] в связи с проблемой VRH в такой щели.

Нетрудно сообразить, что замытие щели шириной  $\Delta$  тепловыми возбуждениями происходит при достижении температуры  $T_\Delta$ , пропорциональной величине  $\Delta$ :

$$kT_\Delta = \gamma\Delta. \quad (10)$$

Согласно численному моделированию Девиса, Ли и Райса [12], в случае половинного заполнения двумерной примесной зоны ( $K = 0.5$ ) постоянная  $\gamma = 1/3$ . Близкий результат можно вывести и из данных [13, 14] для трехмерных систем.

Учтем теперь, что для нашего случая умеренных компенсаций и удаленных от перехода МИ образцов ширина щели  $\Delta$  не сильно отличается от ширины примесной зоны  $W$ .<sup>8</sup> Кроме этого, интересующая нас здесь начальная фаза замытия, очевидно, имеет место при температурах, в несколько раз меньших тех значений  $T_\Delta$ , что даются формулой (10) с постоянной  $\gamma$ . Тогда мы приходим к выводу, что температура, при которой начинается замытие щели, имеет приблизительно то же значение, что и даваемая соотношением (6) температура  $T_s$  начала области насыщения. Это означает, что вдали от перехода МИ насыщению прыжковой проводимости сопутствует также и тепловое замытие кулоновской щели, т. е. перестройка структуры примесной зоны.

В силу сказанного возникает надежда на то, что для описания опытных данных подойдут единственные известные нам численные результаты Шкловского и Янчева [15], описывающие процесс насыщения прыжковой  $\epsilon_3$ -проводимости без учета существования кулоновской щели. Согласия, однако, не получается. Быть может, дело в том, что подход [15] обоснован для предельно малых компенсаций, или в том, что в нем не учтена понятая позднее зависимость порога протекания для прыжковой  $\epsilon_3$ -проводимости от температуры, или, наконец, в том, что уже на начальном этапе насыщения существенна перестройка спектра локализованных состояний. Обратим тем не менее внимание на один достаточно общий результат работы [15]. Он состоит в том, что отношение обратной предэкспоненты  $\sigma_s \equiv \rho_3$  в формуле (1) к удельному сопротивлению  $\rho_s$  при насыщении должно задаваться величиной степени компенсации:

<sup>8</sup> В критической области перехода МИ имеет место описанное в [10, 11] схлопывание кулоновской щели.



$$\rho_3/\rho_s = K. \quad (11)$$

Поведение соответствующего соотношения  $\rho_m/\rho_s$  для несильно легированного НЛ Ge : Ga показано на рис. 6. Из него видно, что в области слабого легирования  $N \ll N_j$ , где, как увидим далее,  $\rho_m = \rho_3$  величину  $\rho_m/\rho_s$  в некотором приближении можно считать постоянной. Она, однако, оказывается несколько меньше степени компенсации НЛ Ge : Ga. Именно с такой точностью выполняется для НЛ Ge : Ga соотношение (11). При  $N \gg N_j$  наблюдается возрастание отношения  $\rho_m/\rho_s$ , которое мы связываем с аномальным уменьшением  $\varepsilon_m$  и соответствующим возрастанием  $\rho_m$  (см. далее).

### 3. Энергия активации прыжковой $\varepsilon_3$ -проводимости

Уже качественное рассмотрение измеренных температурных зависимостей удельного сопротивления НЛ Ge : Ga в разделе 1 не укладывается в рамки распространенных представлений о том, что при не очень низких температурах  $T \gg 1$  К прыжковая проводимость в режиме перескоков по ближайшим состояниям в отличие от режима прыжков с переменной длиной характеризуется постоянной энергией активации

$$\varepsilon = d \ln \rho / d (1/kT). \quad (12)$$

Как мы видели, при невысоких уровнях легирования значения энергии активации в области насыщения вблизи перехода к  $\varepsilon_1$ -проводимости оказываются исчезающе малыми. При понижении температуры (рис. 1, 2) величина  $\varepsilon$  растет и за пределами области насыщения при  $T \ll T_s$  выходит на свое максимальное значение  $\varepsilon_m$ . Наконец, в случае  $N \gg N_j$  при еще более низких температурах  $T \ll T_j$  энергия активации  $\varepsilon$  начинает уменьшаться (низкотемпературная граница  $T_j$  наибольших значений  $\varepsilon = \varepsilon_m$  показана на рис. 1 штрихпунктиром).

Более строгий анализ температурных зависимостей проводимости делается с помощью исследования приведенной энергии активации<sup>9</sup>

$$w = \varepsilon/kT = T^{-1} d \ln \rho / d (T^{-1}) \equiv d \ln \rho / d \ln T. \quad (13)$$

Найденные графическим дифференцированием зависимости  $w(T)$  для несильно легированных образцов, приведенные на рис. 7, подтверждают нарисованную выше качественную картину динамики энергии активации прыжковой проводимости при понижении температуры. Они также позволяют понять причину уменьшения значений энергии активации от величины  $\varepsilon_m$  с уменьшением температуры ниже  $T_j$ . Так, уже для образца 3 с  $N = 3.1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  у границы  $N_j$  слабого легирования со стороны низких температур заметно уменьшение энергии активации. Пример же образца 4 с  $N = 1.49 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  показывает, что это уменьшение связано с переходом от NНН к режиму VRN в кулоновской щели, где  $\ln \rho \propto T^{-1/2}$  и  $w \propto T^{-1/2}$ . Для этого образца, равно как и для более легированных, интервал  $(T_j^{-1} - T_s^{-1})$  настолько мал, что правильнее в отличие от слабо легированных образцов в области  $N \ll N_j$  говорить не о постоянном, а лишь о наибольшем значении энергии активации  $\varepsilon_m$ . Концентрационная зависимость  $\varepsilon_m(N)$  приведена на рис. 8. Она имеет вид кривой с максимумом, левая часть которой соответствует области слабого легирования  $N \ll N_j$ . Прежде чем комментировать ее, коснемся предсказаний теории на этот счет.

В соответствии с результатами численного моделирования [7], полученными, правда, без учета эффекта насыщения, энергия активации прыжковой  $\varepsilon_3$ -проводимости слабо легированных полупроводников должна уменьшаться с температурой и затем при температурах

<sup>9</sup> Подробное описание этой методики см., например, в [11, 16].

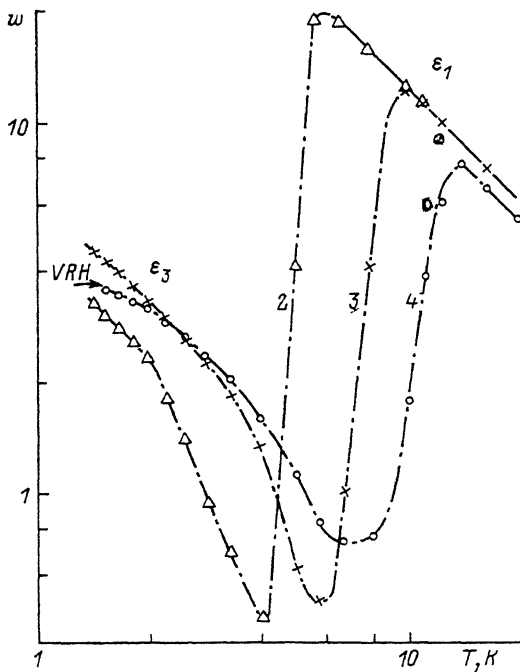


Рис. 7. Приведенная энергия активации проводимости трех образцов НЛ Ge : Ga.

Концентрации  $N$  соответствуют приведенным на рис. 2. Сплошными линиями показаны области постоянных значений  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_3$ . Пунктир при низких температурах для образцов 3 и 4 соответствует переходу к VRH и началу VRH (4).

$$T \ll 7e^2 a N^{2/3} / 2k\kappa \quad (14)$$

выходить на свое постоянное значение  $\epsilon_3$ <sup>10</sup>

$$\epsilon_3 = F(K) e^2 N^{1/3} / \kappa, \quad (15)$$

где  $F(K)$  — некоторая универсальная функция компенсации, остальные обозначения общепринятые.

Естественно, что по причине эффекта насыщения, «занимающего» энергию активации, на опыте не наблюдается предсказываемого в [7] возрастания величины энергии активации прыжковой проводимости при достаточно высоких температурах, когда неравенство (14) меняется на обратное. В настоящей работе область постоянных значений энергии активации  $\epsilon = \epsilon_m$ , наблюдаемых при  $N \ll N_i$  в интервале обратных температур  $T_s^{-1} \ll T^{-1} \ll T_i^{-1}$ , соответствует условию (14), при котором такое постоянство предсказывается теорией. Поэтому в области слабого легирования  $N \ll N_i$  мы идентифицировали экспериментальные значения  $\epsilon_m$  в НЛ Ge : Ga при  $N \ll N_i$  с энергией  $\epsilon_3$ , даваемой формулой (15). Важным аргументом в пользу такой идентификации является и предсказываемое формулой (15) возрастание величины  $\epsilon_3 \propto N^{1/3}$  при  $N \ll N_i$ . Найденное согласно (15) для области  $N \ll N_i$  эмпирическое значение функции  $F$  равно  $F_{\text{exper}}(0.3) = 0.43$ . Его следует сравнивать с теоретической оценкой  $F_{\text{теор}}(0.3) = 0.7$  по [7], которая, как видно, оказывается несколько завышенной.

При дальнейшем увеличении уровня легирования величина  $\epsilon_m$  выходит на свое максимальное значение, равное 0.65 эВ, после чего начинает уменьшаться.

<sup>10</sup> В [7] используется обозначение  $\epsilon_{\text{ш}}$ .

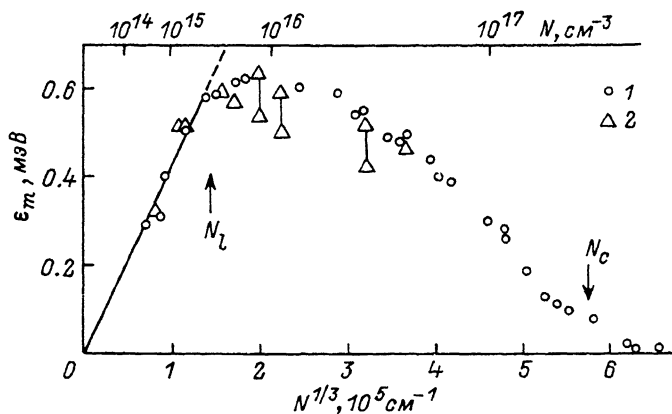


Рис. 8. Наибольшие энергии активации прыжковой проводимости НЛ Ge : Ga.

1 — данные настоящей работы, 2 — скорректированные по  $N$  данные [6] (вертикальные штрихи здесь соответствуют показанной на рис. 4 из [6] неопределенности энергии активации из-за ее непостоянства).

Вершина и правая часть графика на рис. 8 относятся уже лишь к наибольшим значениям  $\varepsilon_m$  энергии активации прыжковой проводимости. Здесь в отличие от левой части графика, где они постоянны на значительном интервале ( $T_l^{-1} - T_s^{-1}$ ) и равны величине  $\varepsilon_3$ , область определения значений  $\varepsilon_m$  постепенно стягивается «точку». Заметим, что определяемый согласно формуле (12) «хвост» значений энергии активации заходит на металлическую сторону перехода МИ. Это объясняется тем обстоятельством, что формальное определение (12) дает ненулевые значения энергии активации для степенных температурных зависимостей проводимости, характерных для критической области перехода МИ (см., например, [10, 11]).

Данные настоящего раздела позволяют нам предложить свое объяснение аномального отклонения от предсказания формулы (15)  $\varepsilon_3 \propto N^{1/3}$  при  $N \gg N_l$ , т. е. новую интерпретацию границы  $N_l$  слабого легирования. Суть ее в том, что при  $N \gg N_l$  максимальные наблюдаемые значения энергии активации прыжковой проводимости  $\varepsilon_m$  уменьшаются из-за постепенного перехода от режима NNN прыжков по ближайшим соседям к режиму VRH перескоков с переменной длиной. Качественное представление об этом дает рис. 7. Количественную оценку мы приведем в следующем разделе.

Поскольку в режиме VRH активационный фактор  $\varepsilon/kT$  сравним по величине с туннельным  $\alpha/N^{1/3}a$ , на низкотемпературной границе  $T_l$  области прыжков по ближайшим состояниям этот фактор должен составлять уже некую заметную часть от туннельного:

$$\varepsilon/kT_l = \gamma (\alpha/N^{1/3}a), \quad (16)$$

где  $\gamma < 1$ .

Из (16) следует, что низкотемпературная граница  $T_l$  режима перескоков по ближайшим соседям определяется следующим выражением:

$$kT_l = (\varepsilon/\gamma) (N^{1/3}a/\alpha). \quad (17)$$

На опыте величины  $T_l$  фиксировались, как и значения  $T_s$ , по отклонениям  $\rho(T)$  от закона Аррениуса (5). Найденная таким образом зависимость  $T_l(N)$  показана на рис. 4 вместе с двумя другими граничными температурами  $T_s$  и  $T_1$ . Видим, что в интересующей нас области гелиевых температур ( $T > 1$  K) значения  $T_l$  начинают фиксироваться с границы  $N_l$  слабого легирования и до

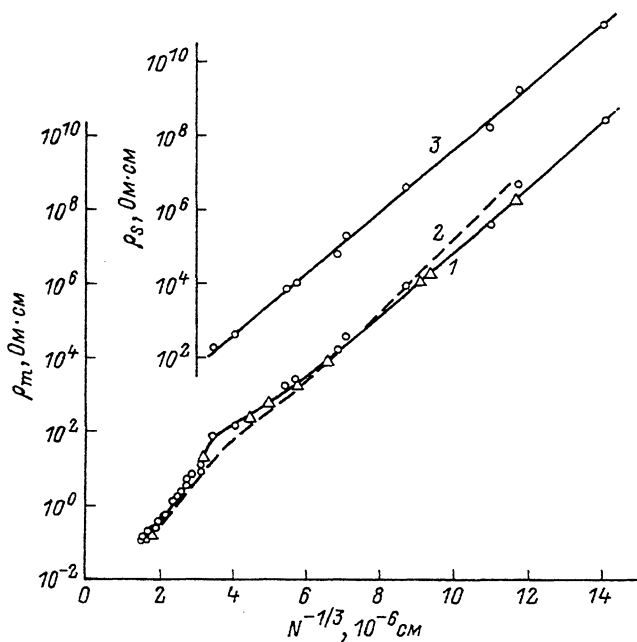


Рис. 9. Предэкспоненциальный множитель  $\rho_m$  прыжкового удельного сопротивления (1 — по данным настоящей работы, 2 — по данным [6]) и удельное сопротивление насыщения  $\rho_s$  (3) НЛ Ge : Ga. Скорректированные по  $N$  данные [6] на кривой 1 показаны треугольниками.

концентраций  $N \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$  величина  $T_1$  оказывается, как  $T_s$  и  $T_1$ , пропорциональной обратному расстоянию между примесями  $N^{1/3}$ . Происходит это вследствие того, что здесь величины  $\epsilon_m$  практически не зависят от уровня легирования и близки к своему максимальному значению (рис. 8). Найденная из данных, приведенных на рис. 4, величина коэффициента  $\gamma = 0.35$ , что представляется вполне разумным.

Наше объяснение физического смысла границы  $T_1$  слабого легирования имеет следствием предсказание соответствующей особенности в поведении предэкспоненциального множителя  $\rho_m$ , даваемого формулой (5). Она должна проявляться в соответствующем завышении значений  $\rho_m(N)$  по сравнению с теми, которые получались бы экстраполяцией из области слабого легирования  $N < N_1$ , где  $\rho_m = \rho_s$  и работает формула (2). В следующем разделе мы увидим, что это в самом деле имеет место.

#### 4. Поведение предэкспоненциальных множителей $\rho_m$ и $\rho_s$ , а также удельного сопротивления насыщения $\rho_s$

Обратимся к изучению предэкспоненциального множителя  $\rho_s$  в выражении (5), описывающем температурную зависимость  $\epsilon_3$ , — прыжковой проводимости НЛ Ge : Ga при температурах  $T_1 < T < T_s$ , где наблюдаются энергии активации  $\epsilon \equiv \epsilon_m$ . Значения  $\rho_m$  определялись одновременно с величинами  $\epsilon_m$  с помощью аппроксимации экспериментальных данных по  $\rho(T)$  при температурах  $T_1 < T < T_s$  в аррениусовском масштабе с последующей экстраполяцией к пределу  $T^{-1} \rightarrow 0$ . Полученная зависимость логарифма множителя  $\rho_m$  от характерного расстояния между примесями  $N^{-1/3}$  показана кривой 1 на рис. 9. Сюда включены также скорректированные нами по концентрации  $N$  данные Фрицше и Кэваса [6]. Нескорректированные данные [6] показаны кривой 2.

Качественное отличие кривой 1 заключается в развитии слабо заметного на кривой 2 характерного горба, центрированного при концентрациях галлия  $N_i \approx$

$\approx 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Этот горб отделяет область промежуточного легирования  $N_i \ll N_c \ll N_j$  от области, непосредственно прилегающей к переходу МИ. Поскольку прыжковый характер электропереноса предположительно сохраняется и при  $N > N_j$ , сохраняется и роль основного его параметра  $N^{1/3}a$ . Таким образом, объяснение описанной особенности при  $N \approx N_j$  следует искать в изменении величины  $\alpha$  или, другими словами, асимптотики волновых функций на сравнительно малых расстояниях  $N_i^{-1/3} \approx 400 \text{ \AA}$ . Речь может идти о переходе при  $N \approx N_j$  от асимптотики легкой дырки к асимптотике тяжелой с примерно вдвое меньшим боровским радиусом. Как видно из рис. 9, это, действительно, соответствует отношению наклонов кривой  $\lg \rho_m - N^{-1/3}$  при  $N < N_j$  и  $N_j > N_j$ . С другой стороны, мы можем оценить величину боровского радиуса при  $N > N_j$  из известного соотношения Мотта  $N_c^{-1/3} (1-K)^{1/3} a = 0.25$ , связывающего его с критической для перехода МИ концентрацией  $N_c$ . Это приводит к значению  $a \approx 50 \text{ \AA}$ , что практически совпадает с результатом, найденным из углового коэффициента  $\lg \rho_m - N^{-1/3}$  при  $N > N_j$  с помощью соотношения (5).

Немаловажное количественное отличие состоит в том, что кривая  $l$  в области слабого легирования  $N \ll N_j$ , которую мы идентифицировали в разделе 3 с режимом NNH (2), обладает меньшим угловым коэффициентом

$$C = d \lg \rho_3 / d(N^{-1/3}) \quad (18)$$

по сравнению с кривой 2. В соответствии с формулой (2), описывающей анализируемую часть концентрационной зависимости  $\rho_3(N^{-1/3})$ , это означает меньшее для нашего случая значение коэффициента

$$\alpha = Ca \ln 10, \quad (19)$$

где  $\ln 10 = 2.303$  — модуль перехода от используемых на рис. 9 десятичных логарифмов к натуральным.

Попробуем теперь наиболее точным образом найти экспериментальное значение коэффициента  $\alpha$ . В соответствии с (19) для этого прежде всего следует с минимальной погрешностью определить из опытных данных величину коэффициента  $C$ . Для этого экспериментальная зависимость  $\rho_3(N^{-1/3})$  в области слабого легирования аппроксимировалась по методу наименьших квадратов с помощью линейной по  $N^{-1/3}$  функции

$$\lg \rho_3 = CN^{-1/3} + B, \quad (20)$$

где  $B = \lg \rho_{03}$  — численный коэффициент.

Для аппроксимации использовались только слабо легированные образцы НЛ Ge с концентрациями Ga меньше, чем  $N_j$ , поскольку, как видно из рис. 9, опытные данные для  $N > N_j$  отклоняются от линейной аппроксимации (20). Значение коэффициента  $C$ , полученное при этих условиях, равно  $(8.7 \pm \pm 0.4) \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ .

В качестве входящей в формулу (19) величины боровского радиуса будем использовать значение  $a = 90 \text{ \AA}$ , даваемое сферической моделью, пренебрегающей небольшой гофрировкой изонергетических поверхностей. Оно определяет асимптотику волновых функций на больших расстояниях, характерных для прыжковой проводимости слабо легированного p-Ge [1]. Основная погрешность используемой величины  $a$  связана с пренебрежением слабой гофрировкой (по-видимому,  $\sim 2\%$ ).

Таким образом, суммарная погрешность коэффициента  $\alpha$  оказывается  $\sim 8\%$ , а экспериментально найденная величина его

$$\alpha_{\text{exper}} = 1.81 \pm 0.11. \quad (21)$$

Заметим теперь, что погрешность теоретической оценки величины коэффициента  $\alpha_{\text{theor}}(0.3) = 1.79$  из формулы (2) при компенсации  $K = 0.3$  во всяком случае не меньше, чем погрешность величины  $\alpha_{\text{theor}}(0)$ , равная 0.03. Таким образом, соответствие предсказания теории (2) и экспериментального результата (21) для НЛ Ge : Ga вполне удовлетворительно. С учетом (21) экстраполяция (22) к  $N \rightarrow \infty$  дает величину  $\rho_{03} = 1.38 \cdot 10^{-2}$  Ом·см.

Покажем, что отклонения в поведении предэкспоненциального множителя  $\rho_m (N^{-1/3})$  от (2) при  $N \gg N_j$  (рис. 9) связаны с соответствующей аномалией в концентрационной зависимости энергии активации прыжковой проводимости (рис. 8). Для этого сравним две величины:  $\Delta \varepsilon_{3m}/kT_m$  и  $2\Delta r/a$ . Здесь  $\Delta \varepsilon_{3m}$  есть разность между экстраполяцией значений  $\varepsilon_3 \propto N^{1/3}$  из области  $N \ll N_j$  и опытными значениями  $\varepsilon_m$  (рис. 8),  $T_m = (T_j^{-1} - T_s^{-1})/2$ ,  $2\Delta r/a = \ln \rho_m - \ln \rho_3$ , т. е. определяется разностью логарифмов измеренных значений  $\rho_m$  и полученных экстраполяций из области  $N \ll N_j$ . Результаты приведены в табл. 2. Видно, что уменьшение приведенной энергии активации  $\Delta \varepsilon_{3m}/kT_m$  при увеличении легирования почти полностью компенсируется увеличением туннельного фактора, т. е. имеется связь между  $\Delta \varepsilon_{3m}$  и  $\Delta r$ , характерная для VRH. Таким образом, отклонения от законов (15) и (20), характерных для  $N \ll N_j$  на рис. 8 и 9, обусловлены переходом от NНН к режиму VRH.

Таблица 2

$N$	$\Delta \varepsilon_{3m}$ , мэВ	$\Delta r$ , А	$\Delta \varepsilon_{3m}$ , $kT_m$	$2\Delta r/a$
9	0.037	9.60	0.215	0.213
12	0.126	32.8	0.658	0.728
13	0.159	37.7	0.738	0.836
16	0.442	50.9	1.670	1.131
17	0.654	81.9	2.280	1.810

Можно, однако, думать, что аномалия, присутствующая в зависимости  $\rho_m (N^{-1/3})$ , будет отсутствовать в поведении удельного сопротивления насыщения  $\rho_s (N^{-1/3})$ , ибо величина последнего определяется совершенно независимо от энергии активации  $\varepsilon_m$ . Кривая 3 на рис. 9 показывает, что это в самом деле так: во всей области не только слабого, но и промежуточного легирования  $N \ll N_j = 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, где туннелирование определяется асимптотикой, связанной с легкой дыркой, не наблюдается отклонений от экспоненциальной зависимости:

$$\rho_s = \rho_{s0} \exp(\alpha_s/N^{1/3}a) \quad (22)$$

с коэффициентами

$$\rho_{s0} = 0.22 \text{ Ом} \cdot \text{см}, \quad \alpha_s = 1.72 \pm 0.04. \quad (23)$$

Разумеется, то, что соответствующий коэффициент  $\alpha_s$  для  $\rho_s$  оказывается несколько меньше величины  $\alpha$  для  $\rho_3$ , можно усмотреть также из поведения их отношения на рис. 6. Разница между величинами  $\alpha_s$  и  $\alpha$  примерно соответствует определяемому формулой (3) вкладу в величину  $\alpha$  поправки  $\eta(K)$ , связанной с учетом дополнительно к туннельному активационного слагаемого  $\varepsilon/kT$  в величине порога протекания.

## 5. Основные результаты

Прыжковая проводимость НЛ Ge : Ga с компенсацией  $K = 0.3$  на изоляторной стороне перехода МИ обладает четко выраженной областью насыщения, где она практически не зависит от температуры. При  $N \ll N_j = 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> удельное сопротивление насыщения  $\rho_s = \rho_{s0} \exp(\alpha_s/N^{1/3}a)$ , где

$\alpha_s = 1.72 \pm 0.04$ . Область насыщения ограничена со стороны высоких температур переходом при  $T = T_1$  к  $\epsilon_1$ -проводимости свободных дырок, созданных термической ионизацией основной примеси Ga, а со стороны низких — температурой  $T_s$  выхода на закон Аррениуса  $\rho = \rho_m \exp(\epsilon_m/kT)$ , соответствующий наибольшим наблюдаемым значениям энергии активации прыжковой проводимости  $\epsilon_m$ . При  $N < N_i$  граничные температуры  $T_1$  и  $T_s$  пропорциональны энергии  $E_C = e^2 N^{1/3}/\kappa$  кулоновского разброса ближайших основных состояний, определяющей ширину примесной зоны и являющейся характерным энергетическим масштабом. Особенности структуры примесной зоны, именуемая «кулоновской щелью» и характерная для низких температур  $T < T_s$ , в области насыщения оказывается замкнутой тепловыми возбуждениями.

Режим NNN — прыжковой  $\epsilon_3$ -проводимости по ближайшим соседям можно наблюдать только в области слабого легирования  $N < N_i = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . В этом случае значения  $\epsilon_m \equiv \epsilon_3$ . Они постоянны на значительном интервале обратных температур и пропорциональны характерной кулоновской энергии  $E_C$ , как и предсказывает теория для NNN. Коэффициент пропорциональности, однако, оказывается равным 0.43, что ниже теоретической оценки, равной 0.7 [7]. При  $N > N_i$  указанная пропорциональность нарушается, а область постоянных значений  $\epsilon_m$  стягивается в «точку» в аррениусовском масштабе. Эта аномалия объясняется здесь переходом при  $N > N_i$  от NNN к режиму VRH — перескоков с переменной длиной, большей, чем в случае NNN, но с меньшей энергией активации. Таким образом, при  $N > N_i$  возможно лишь формальное определение наибольших значений энергии активации  $\epsilon_m$ . Максимальное значение этой величины, достигаемое в области промежуточного легирования  $N_i > N > N_i$ , составляет 0.65 мэВ. По мере приближения к переходу МИ величина  $\epsilon_m$  довольно быстро убывает.

В области слабого легирования  $N < N_i$  предэкспоненциальный множитель прыжковой проводимости  $\rho_m \equiv \rho_3 = \rho_{30} \exp(\alpha/N^{1/3}a)$ , где  $\alpha = 1.81 \pm 0.11$ , что близко к теоретическому значению 1.79. За пределами слабого легирования при  $N_i > N > N_i$  зависимость  $\rho_m (N^{-1/3})$  ослабляется по сравнению с приведенной выше для  $N < N_i$  по причине нарушения пропорциональности между энергией активации  $\epsilon_m$  и кулоновской энергией  $E_C$  из-за перехода к режиму VRH. При  $N \approx N_i$  наблюдается излом в концентрационной зависимости  $\rho_m (N^{-1/3})$ . В рамках прыжкового движения он объясняется уменьшением с 90 до 50 Å характерного боровского радиуса дырки из-за изменения асимптотики волновых функций дырок на достаточно малых расстояниях  $N_i^{-1/3} \approx 400 \text{ Å}$ .

В целом же даже при относительно невысоких уровнях легирования  $N < N_i$  прыжковый электроперенос в НЛ Ge : Ga при гелиевых температурах ( $T > 1 \text{ К}$ ) носит несравненно более сложный характер по сравнению с распространенным представлением о режиме NNN с постоянной энергией активации  $\epsilon_3$ . Более того, сама область существования этого режима оказывается существенно уже, а область VRH соответственно шире, чем это считалось ранее: их разделяет граница слабого легирования  $N_i$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.
- [2] Забродский А. Г. // X Школа ФТИ по физике полупроводников. Л., 1981. С. 185—214.
- [3] Алексеенко М. В., Андреев А. Г., Забродский А. Г. // Письма ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 21. С. 1295—1297.
- [4] Забродский А. Г. // Письма ЖЭТФ. 1981. Т. 33. В. 5. С. 258—261.
- [5] Шлимак И. С., Никулин Е. И. // Письма ЖЭТФ. 1972. Т. 15. В. 1. С. 30.
- [6] Fritzsche H., Cuevas M. // Phys. Rev. 1960. V. 119. N 4. P. 1238—1245.
- [7] Нгуен Ван Лиен, Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 11. С. 2192—2209.
- [8] Алексеенко М. В., Андреев А. Г., Забродский А. Г., Попов В. В. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 1. С. 140—143.
- [9] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 5. С. 825—858.
- [10] Забродский А. Г., Зиновьева К. Н. // Письма ЖЭТФ. 1983. Т. 37. В. 8. С. 369—372.

- [11] Забродский А. Г., Зиновьева К. Н. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. В. 2. С. 727—742.  
[12] Davies J. H., Lee P. A., Rice T. M. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. N 10. P. 758—761.  
[13] Левин Е. И., Нгуен Ван Лиен, Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. В. 4. С. 1499—1511.  
[14] Могиланский А. А., Райх М. Э. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. В. 5. С. 1870—1879.  
[15] Шкловский Б. И., Янчев И. Я. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 8. С. 1616—1619.  
[16] Забродский А. Г. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 6. С. 1130—1139.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе РАН  
Санкт-Петербург

Получена 1.10.1991  
Принята к печати 3.10.1991

---