

## Вклад легких дырок в эффект Холла для сложной валентной зоны германия и его зависимость от уровня легирования

© М.В. Алексеевко, А.Г. Забродский, Л.М. Штеренгас

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 15 декабря 1997 г. Принята к печати 20 января 1998 г.)

Предложен и реализован метод экспериментального выделения влияния легких дырок на классический эффект Холла для сложной валентной зоны *p*-Ge. Для этого их вклад последовательно исключался магнитным полем, калибровка же абсолютных значений дырочных концентраций осуществлялась с помощью нейтронного легирования специальным образом приготовленных пар образцов. На одном из образцов (репере) измерялось приращение электронной концентрации в результате нейтронного легирования, а на другом — дырочной. Получены калибровочные зависимости для эффективного холл-фактора в *p*-Ge, с помощью которых можно прецизионно измерять концентрацию дырок в нем во всем диапазоне уровней легирования. Применение их иллюстрируется на примерах изучения прыжкового переноса носителей заряда и исследования перехода металл-изолятор.

### 1. Введение

Известно, что особенности гальваномагнитных свойств *p*-Ge определяются его сложной зонной структурой (см., например, [1–3]): вырождением валентной зоны — наличием зон легких и тяжелых дырок, а также несферичностью последней. Имеющееся в *p*-Ge небольшое количество высокоподвижных легких дырок вносит невысокий вклад в электропроводность, однако в несильных магнитных полях они в значительной степени определяют измеряемую на опыте величину коэффициента Холла  $R$  и его магнитную зависимость. Известно, например, что при температуре  $T \approx 100$  К достаточно приложения к слаболегированному *p*-Ge магнитных полей порядка сотен Эрстед, чтобы началось уменьшение величины коэффициента Холла  $R$  вследствие исключения вклада в него легких дырок [4]. При сильных полях, когда влияние легких дырок исключено, магнитополевая зависимость коэффициента Холла для зоны тяжелых дырок усложняется появлением так называемой "тонкой структуры" (минимум с последующим максимумом).

Итак, магнитополевая зависимость коэффициента Холла  $R(H)$  в *p*-Ge определяется относительным вкладом легких и тяжелых дырок в области действия двухзонной модели и однозонным поведением в достаточно сильных полях. При этом существенными оказываются как особенности зонной структуры, так и механизм рассеяния носителей. Учет этих факторов в теории представляет большую сложность и, по-видимому, именно поэтому в общем виде не реализован, а сделанные в свое время теоретические расчеты [1–3] ограничивались лишь предельно слабым уровнем легирования. Для иллюстрации влияния двухзонности воспользуемся наглядной формулой для магнитополевой зависимости коэффициента Холла, не учитывающей эффектов анизотропии зоны тяжелых дырок и непараболичности зоны легких дырок, а также энергетической дисперсии времени жизни

носителей:<sup>1</sup>

$$R = \frac{1}{eH} \frac{Y}{(X^2 + Y^2)}, \quad (1)$$

где

$$X = \sigma_{xx}^{(1)}(H) + \sigma_{xx}^{(2)}(H) = e \left( \frac{p_1 \mu_1}{1 + \gamma_1^2} + \frac{p_2 \mu_2}{1 + \gamma_2^2} \right),$$

$$Y = \sigma_{xy}^{(1)}(H) + \sigma_{xy}^{(2)}(H) = e \left( \frac{\gamma_1 p_1 \mu_1}{1 + \gamma_1^2} + \frac{\gamma_2 p_2 \mu_2}{1 + \gamma_2^2} \right) \\ = \frac{eH}{c} \left( \frac{p_1 \mu_1^2}{1 + \gamma_1^2} + \frac{p_2 \mu_2^2}{1 + \gamma_2^2} \right),$$

индекс  $i = 1$  мы, для определенности, будем относить к легким дыркам, а  $i = 2$  — к тяжелым, коэффициент  $\gamma_i$  определяется произведением дрейфовой подвижности  $\mu_i$  и магнитного поля  $H$ :

$$\gamma_i = \frac{\mu_i H}{c}, \quad i = 1, 2, \quad (2)$$

$c$  — скорость света,  $|e|$  — модуль заряда электрона.

Чтобы применять формулу (1), надо знать концентрации  $p_i$  и подвижности  $\mu_i$  легких и тяжелых дырок. В ранних теоретических работах Виллардсона и др. [6], посвященных слабо легированному *p*-Ge, использовался более строгий подход и при сравнении с экспериментом брались отношения концентраций  $a = p_1/p_2 = 0.02$  и подвижностей  $b = \mu_1/\mu_2 = 8$  ( $T = 200 \div 300$  К). Позднее ими и другими авторами применялось большее значение  $a = 0.04$ . Отношение же подвижностей впоследствии также уточнялось и подвергалось переоценке. Можно, по-видимому, считать, что приведенные отношения  $a = 0.04$  и  $b = 8$  верны с точностью до множителя, равного 2. Для указанных отношений концентраций и подвижностей легких и тяжелых дырок формула (1) в пределе слабого поля  $H \rightarrow 0$  дает величину  $R$ , в 2 раза

<sup>1</sup> Вывод этой формулы можно найти, например, в книге Блатта [5].

большую по сравнению со случаем одной лишь зоны тяжелых дырок.<sup>2</sup>

При полях, удовлетворяющих условию  $H \gg H_1 = c/\mu_1$  (так называемый классический предел сильного поля для высокоподвижных дырок<sup>3</sup>), влияние легких дырок практически исключено и "работает" лишь зона тяжелых дырок, а для коэффициента Холла можно записать выражение

$$R(H) = \frac{r_2(H)}{p_2ec}, \quad (3)$$

где  $r_2(H)$  — холл-фактор для тяжелых дырок. При дальнейшем увеличении магнитного поля в области полей<sup>4</sup>  $H \gg H_2 = c/\mu_2$  выполняется соотношение [2]

$$R(H \rightarrow \infty) \equiv R_\infty \frac{1}{ec(p_1 + p_2)}. \quad (4)$$

Экспериментальная сторона дела заключается в разделении на опыте вкладов легких и тяжелых дырок в эффект Холла для  $p$ -Ge. Для этого достаточно измерить магнитопольную зависимость  $R(H)$ , что и было реализовано в цитированной уже работе [1] и других, однако лишь для случая слабого легирования.

Более сложная экспериментальная проблема касается использования холловских измерений для точной калибровки концентрации дырок в  $p$ -Ge.<sup>5</sup> Как правило, для этого используют предельную формулу (4). На практике, обыкновенно, для извлечения с помощью формулы (4) концентрации дырок<sup>6</sup> измеряют значение  $R$  в этих полях порядка 10 кЭ. Однако, как будет показано далее, холл-фактор  $r_p(H)$  здесь еще не достигает единицы, поскольку мы, во-первых, находимся на пределе применимости формулы (4), а во-вторых, по причине тонкой структуры в зависимости  $R(H)$ , существование которой не описывается формулой (1). В принципе величину холл-фактора можно также оценивать, измеряя отношение холловской подвижности к дрейфовой. Правда, погрешность определения последней обычно велика.

Таким образом, несмотря на давность, существуют проблемы точной характеристики дырочной концентрации в  $p$ -Ge из эффекта Холла во всем диапазоне уровней легирования и разделения вкладов легких и тяжелых дырок в эффект Холла (если уровень легирования не мал). Настоящая работа посвящена их экспериментальному решению. Наша идея состоит в магнитопольных исследованиях специальным образом (с помощью нейтронного

трансмутационного легирования) приготовленных пар образцов, на одном из которых (репере) измеряется приращение в ходе нейтронного легирования электронной концентрации, а на другом — дырочной.

## 2. Эффективный холл-фактор и способ его определения

При полном исключении вклада легких дырок концентрация тяжелых определяется из измерений коэффициента Холла в рамках простой однозонной модели с помощью формулы (3). Удобно использовать схожую запись и для случая, когда влияние зоны легких дырок не является пренебрежимо малым:

$$R(H) = \frac{r_p(H)}{epc}, \quad (5)$$

где  $r_p(H)$  — некий "эффективный холл-фактор" (ЭХФ), а  $p = p_1 + p_2$ . Поскольку в магнитном поле изменение полной концентрации дырок, дающих вклад в эффект Холла мало, то можно сказать, что  $r_p(H)$  определяет связь между измеренным коэффициентом Холла в данном магнитном поле и суммарной концентрацией дырок. Исследуя поведение коэффициента Холла в  $p$ -Ge в различных магнитных полях и при разных температурах, мы будем определять ЭХФ для  $p$ -Ge в широком интервале уровней легирования и магнитных полей.

Идея нашего подхода основывается на том, чтобы производить фиксируемые по холловским измерениям жестко связанные изменения концентрации основных носителей  $\Delta n$  и  $\Delta p$  в Ge  $n$ - и  $p$ -типа проводимости при близких уровнях легирования и невысоких компенсациях. Эти "согласованные изменения" могут быть реализованы путем нейтронного легирования пар образцов, в одном из которых регистрируется изменение концентрации электронов, а в другом — дырок. В результате облучения хорошо замедленными нейтронами германия с природным изотопным составом, как показано в [8], получается материал  $p$ -типа проводимости со степенью компенсации, близкой к 0.3.<sup>7</sup> Таким образом, исходно чистый Ge, на котором измеряется величина  $\Delta p$ , облучают совместно с  $n$ -Ge либо с германием, сильно обогащенным изотопом <sup>74</sup>Ge, где регистрируется изменение концентрации электронов  $\Delta n$ . Рассмотрим эти экспериментальные ситуации последовательно.

*Опыт 1.* Параллельное облучение образцов чистого Ge и Ge  $n$ -типа относительно малыми флюенсами тепловых нейтронов (во втором образце не просходит конверсии  $n \rightarrow p$  в результате нейтронного легирования и, более того, степень компенсации не является сильной). В Ge  $n$ -типа трансмутационное легирование уменьшает исходную концентрацию электронов на величину  $n_n - n_m$ ,

<sup>2</sup> Учет эффектов анизотропии увеличивает это отношение (см., например, [7]).

<sup>3</sup> Поле  $H_1$  при температуре жидкого азота и рассеянии на акустических фоновых составляющих составляет несколько сотен Эрстед.

<sup>4</sup> Для температуры жидкого азота значение поля  $H_2$  при фоновом рассеянии составляет несколько кЭ.

<sup>5</sup> Высокая точность нужна, например, при анализе прыжковой проводимости, экспоненциально зависящей от концентрации основных примесей, а также при исследовании перехода металл-изолятор как фазового перехода II-го рода.

<sup>6</sup> При этом слабо легированные образцы измеряют в жидком азоте, чтобы исключить влияние собственных носителей.

<sup>7</sup> Степень компенсации нейтронно легированного Ge слабо возрастает с ужесточением спектра реакторных нейтронов [9].

при этом

$$\frac{r_n}{eR_n c} - \frac{r_{nn}}{eR_{nn} c} = r_n n_n - r_{nn} n_{nn} = \bar{r}_n (n_n - n_{nn}). \quad (6)$$

Учитывая близость значений  $r_n$  и  $r_{nn}$ , здесь введена величина холл-фактора

$$\bar{r}_n = \frac{r_n n_n - r_{nn} n_{nn}}{n_n - n_{nn}}, \quad (7)$$

где  $n_n = (ecR_n)^{-1}$  и  $n_{nn} = (ecR_{nn})^{-1}$  — соответствующие холловские концентрации, индекс "n" соответствует n-Ge до нейтронного легирования, а "nn" — после.

В параллельно облучаемом контрольном образце исходно чистого Ge вводится концентрация дырок, равная

$$\frac{r_p}{eR_p c} = r_p p_p, \quad (8)$$

где  $p_p = (ecR_p)^{-1}$  — холловская концентрация. Из условия опыта следует, что причиной изменения концентрации основных носителей в обоих образцах является одно и то же количество нескомпенсированных трансмутационных примесей галлия. Эти изменения равны по величине и противоположны по знаку, т.е. уменьшение концентрации электронов равно увеличению концентрации дырок:

$$\frac{r_n}{|R_n|} - \frac{r_{nn}}{|R_{nn}|} = \frac{r_p}{|R_p|}. \quad (9)$$

Отсюда получаем, что

$$r_p = \bar{r}_n R_p \left( \frac{1}{R_n} - \frac{1}{R_{nn}} \right), \quad (10)$$

где  $\bar{r}_n$  определяется по формуле (7).

*Опыт 2.* Параллельное облучение чистого Ge и Ge n-типа большими флюенсами тепловых нейтронов, когда из n-Ge с концентрацией электронов  $r_n/ecR_n$  образуется материал p-типа с концентрацией дырок  $r_{np}/ecR_{np}$  и невысокой компенсацией. Это эквивалентно изменению концентрации носителей заряда в обоих образцах на величину

$$\bar{r}_p = \frac{1}{ec} \left( \frac{1}{R_{np}} - \frac{1}{R_p} \right) = \frac{r_n}{ecR_n}. \quad (11)$$

По аналогии с опытом 1, имея ввиду близость значений  $r_p$  и  $r_{np}$ , можно ввести в рассмотрение величину  $\bar{r}_p$ :

$$\bar{r}_p = \frac{r_n R_p R_{np}}{R_n (R_p - R_{np})}. \quad (12)$$

*Опыт 3.* Совместное облучение чистого Ge и германия, сильно обогащенного изотопом  $^{74}\text{Ge}$ . Стационарная концентрация свободных дырок в области полной ионизации акцепторов в нейтронно легированном (НЛ) исходно чистом Ge p-типа

$$p_p = \frac{r_p}{eR_p c} = N p_{^{74}\text{Ge}} \sigma_{^{74}\text{Ge}} F (1 - K) \quad (13)$$

и электронов в моноизотопном  $^{74}\text{Ge}$ , подвергнутом нейтронному легированию,

$$n_{on} = \frac{r_{on}}{eR_{on} c} = N p_{^{74}\text{Ge}} \sigma_{^{74}\text{Ge}} F (1 - K'), \quad (14)$$

где  $N = 4.42 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-1}$  — концентрация атомов Ge,  $R_{on}$  — коэффициент Холла в слабом поле для исходно чистого облученного моноизотопного n-Ge,  $r_{on}$  — соответствующий холл-фактор,  $p_{^{74}\text{Ge}}$  — содержание изотопа  $^{70}\text{Ge}$  в природной смеси;  $p_{^{74}\text{Ge}}$  — содержание изотопа  $^{74}\text{Ge}$  в обогащенной смеси;  $\sigma_{^{70}\text{Ge}}$  и  $\sigma_{^{74}\text{Ge}}$  — среднее сечение захвата изотопами  $^{70}\text{Ge}$  и  $^{74}\text{Ge}$  в реальном спектре;  $K$  — компенсация НЛ исходно чистого Ge,  $K'$  — компенсация НЛ моноизотопного  $^{74}\text{Ge}$ ,  $F$  — флюенс нейтронов. Используя (13) и (14), получаем, что

$$r_p = r_{on} \frac{R_p p_{^{70}\text{Ge}} \sigma_{^{70}\text{Ge}} (1 - K)}{R_{on} p_{^{74}\text{Ge}} \sigma_{^{74}\text{Ge}} (1 - K')} \equiv A r_{on} \frac{R_p}{R_{on}}, \quad (15)$$

где  $A = \sigma_{^{70}\text{Ge}} p_{^{70}\text{Ge}} (1 - K) / \sigma_{^{74}\text{Ge}} p_{^{74}\text{Ge}} (1 - K')$ .

Таким образом, во всех трех экспериментах по прошествии реакций радиоактивного распада стационарная величина холл-фактора в p-Ge может быть выражена через величину холл-фактора в Ge n-типа по формулам (10), (12) и (15). Последняя в свою очередь рассчитывается в рамках теории анизотропного рассеяния [10].

### 3. Получение пар образцов нейтронно легированных Ge : Ga и Ge : As с согласованным изменением концентрации основных носителей. Магнитополевая зависимость коэффициента Холла в нейтронно легированном Ge : Ga

В соответствии с разд. 2 было поставлено три разновидности опытов по совместному нейтронному легированию пар образцов Ge, вырезанных в плоскости (111), перпендикулярной оси роста<sup>8</sup>. Во всех опытах один из облучаемых образцов представлял собой Ge такой степени чистоты, чтобы можно было пренебречь концентрацией исходных примесей по сравнению с введенными трансмутацией.

*Опыт 1.* Исходный материал — специально не компенсированный n-Ge : As. Флюенс облучающих нейтронов выбирается таким, чтобы в результате получить умеренно компенсированный n-Ge : As (см. рис. 1, a). Использовались образцы с разным уровнем исходного легирования мышьяком.

*Опыт 2.* Исходный материал тот же, что и в опыте 1, но флюенс нейтронов существенно больше, так что после облучения получается умеренно компенсированный материал p-типа (см. рис. 1, b).

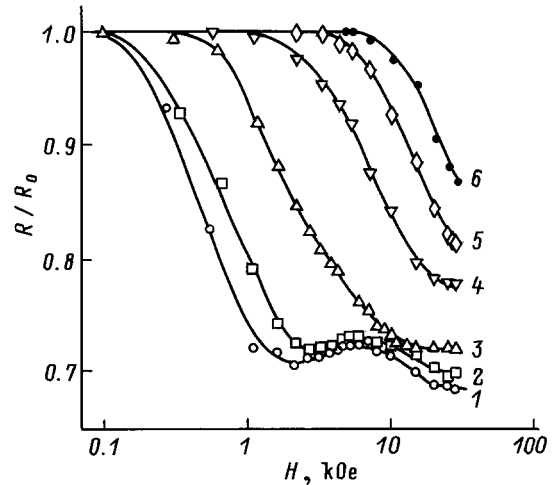
<sup>8</sup> Некоторые предварительные результаты кратко сообщались в работе [11].

**Опыт 3.** Исходный материал — сильно обогащенный изотопом  $^{74}\text{Ge}$  ( $p_{^{74}\text{Ge}} = 0.988$ ) с исходной концентрацией "фоновых" примесей, пренебрежимо малой по сравнению с концентрацией трансмутационных примесей. Соотношение же между легирующими изотопами таково, что степень компенсации НЛ моноизотопного Ge  $K' \approx 2\%$  (рис. 1, с).

Облучение производилось в каналах В15 и В1 реактора ВВР-М (г. Гатчина) с отношением потоков тепловых и быстрых нейтронов  $30 \div 50$  и  $8 \div 10$  соответственно. По общей концентрации трансмутационных примесей в НЛ Ge перекрывался диапазон  $10^{14} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Отжиг сопутствующих радиационных дефектов делался стандартным образом. Технология нанесения контактов несколько отличалась в зависимости от типа проводимости.

Представлялось интересным выяснить прежде всего, в какой степени НЛ Ge:Ga ( $K \approx 0.3$ ) демонстрирует особенности поведения коэффициента Холла в магнитном поле, описанные во Введении для слабо компенсированного  $p$ -Ge, полученного металлургическим путем. Дело в том, что работа Фрицше и Кэваса [12], где изучались магнитополевые зависимости коэффициента Холла в НЛ Ge, не содержала данных как по очень слабым, так и по сильным магнитным полям. Нас интересовало наличие тонкой структуры коэффициента Холла, а также плато в области небольших полей, характерное для специально не компенсированного слабо легированного  $p$ -Ge [1,6,13].

Магнитополевые зависимости коэффициента Холла снимались в полях до  $H \approx 28 \text{ кЭ}$  при комнатной и азотной температурах. Полученные экспериментальные значения  $R(H)$ , отнесенные к  $R(H \rightarrow 0)$ , приведены на рис. 2. Отчетливо видна область "двухзонного" насыщения  $R(H)$  в слабых полях и выход на "однозонное" насыщение при невысоких уровнях легирования в сильных полях. Кроме того, в случае слабо легированных



**Рис. 2.** Магнитополевые зависимости отношения коэффициентов Холла  $R/R_0$  ( $R_0 \equiv R(H \rightarrow 0)$ ) в нейтронно легированном Ge:Ga при  $T = 77.4 \text{ К}$ . Холловская концентрация дырок  $1/ecR_0, \text{ см}^{-3}$ : 1 —  $2.27 \cdot 10^{13}$ , 2 —  $1.80 \cdot 10^{14}$ , 3 —  $1.45 \cdot 10^{15}$ , 4 —  $1.09 \cdot 10^{16}$ , 5 —  $5.51 \cdot 10^{16}$ , 6 —  $6.91 \cdot 10^{17}$ .

образцов можно видеть тонкую структуру коэффициента Холла.

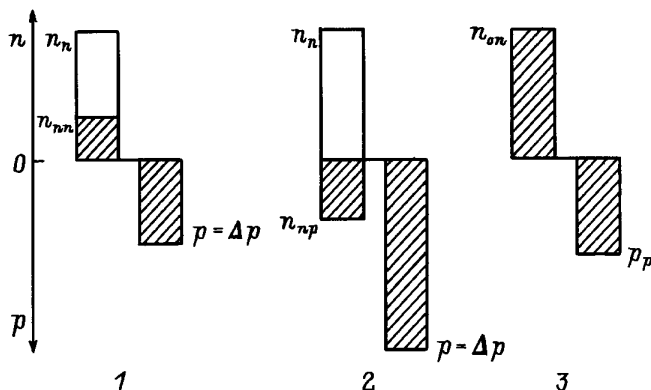
Таким образом, магнитополевые зависимости коэффициента Холла в  $p$ -Ge с  $K \approx 0$  [4] и НЛ Ge с  $K \approx 0.3$  качественно идентичны, т.е. при невысокой степени компенсации не зависят от ее величины.

#### 4. Экспериментальное выделение вклада легких дырок в эффект Холла для сложной валентной зоны германия

Перейдем к проблеме выделения вклада легких дырок в эффект Холла в германии  $p$ -типа. Как видно из предыдущего, ее можно свести к изучению поведения эффективного холл-фактора в  $p$ -Ge.

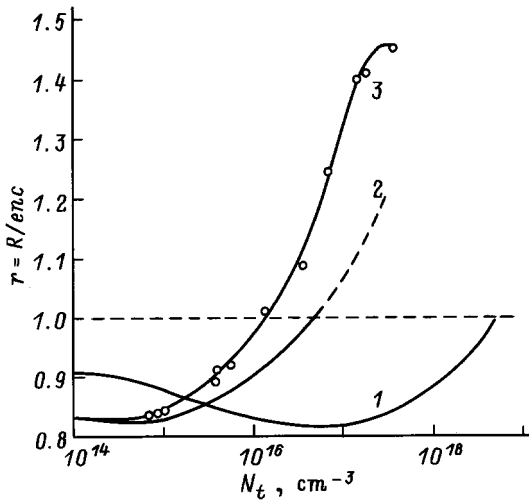
Определимся сначала с величиной холл-фактора  $r_n$  для  $n$ -Ge. За основу мы брали значения  $r_n$ , рассчитанные в рамках теории анизотропного рассеяния [10] при  $T = 300 \text{ К}$  в приближении  $H \rightarrow 0$  (рис. 3, кривая 1).<sup>9</sup>

Корректное использование этих данных кончается при концентрации порядка  $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  в силу влияния примесной зоны при больших концентрациях. При азотной температуре это влияние начинается уже при концентрациях порядка  $10^{16} \text{ см}^{-3}$  (рис. 3, кривая 2). Однако наш эксперимент (рис. 3, кривая 3) показывает, что влияние примесной зоны начинается при концентрации, большей примерно на порядок (наблюдается особенность в поведении холл-фактора). Поэтому можно предположить, что и расчетные данные при комнатной температуре

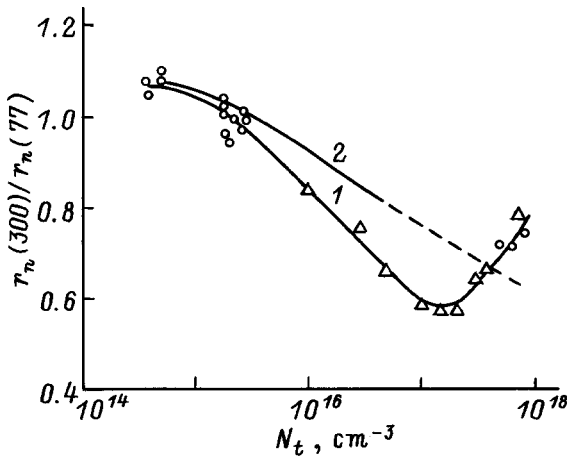


**Рис. 1.** Схема изменения концентраций носителей заряда для пар образцов, подвергнутых нейтронному легированию в ходе опытов 1–3 для определения эффективного холл-фактора в  $p$ -Ge. В каждой паре справа показан исходно чистый образец Ge с природным изотопным составом. Обозначения концентраций приведены в тексте. Темным фоном отмечены концентрации после нейтронного легирования.

<sup>9</sup> На рис. 3 и последующих полная концентрация ионизованных примесей  $N_i = N(1+K)$ , где  $K$  — степень компенсации,  $N = n/(1-K)$  или  $p/(1-K)$  в материале  $n$ - или  $p$ -типа соответственно.



**Рис. 3.** Зависимости холл-фактора  $r_n = 1/\epsilon c R_0$  в  $n$ -Ge от концентрации ионизованных примесей  $N_t$ .  $T, K$ : 1 — 300, 2, 3 — 77.4. 1, 2 — расчет [10], 3 — наши данные, полученные делением расчетной величины  $r_n$  при  $T = 300$  К (кривая 1) на экспериментальные значения  $r_n(300)/r_n(77)$ .



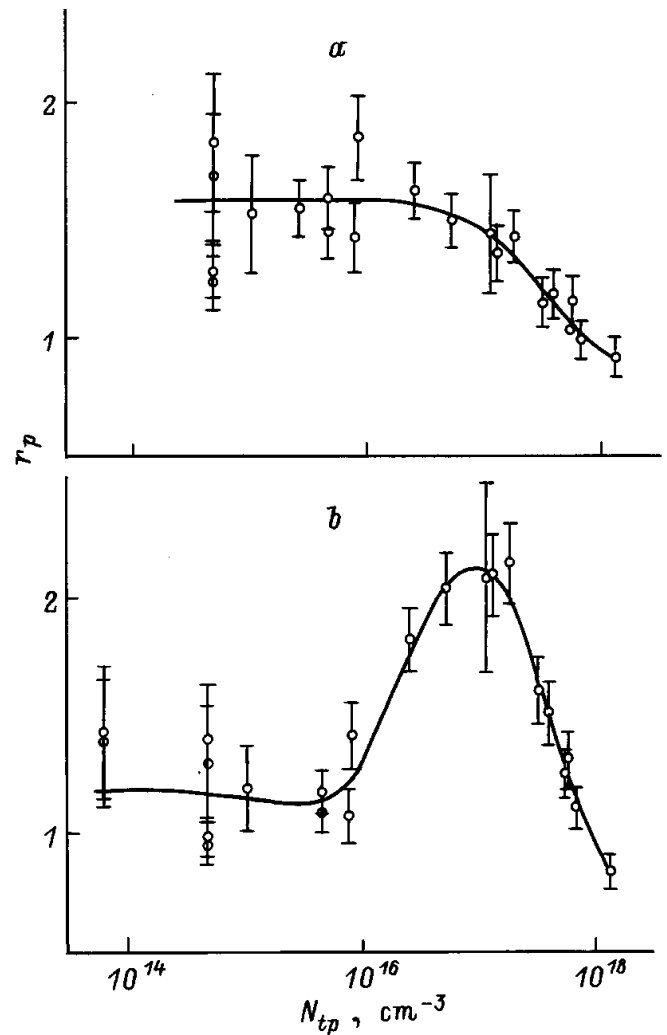
**Рис. 4.** Отношение холл-факторов в  $n$ -Ge  $r_n(300)/r_n(77)$  для  $T = 300$  и  $77.4$  К в пределе  $H \rightarrow 0$  в зависимости от концентрации ионизованных примесей  $N_t$ ; 1 — эксперимент, 2 — расчет по теории [10].

тоже справедливы для более высоких, чем в работе [10], концентраций. Величина  $r_n$  при  $77.4$  К (далее  $r_n(77)$ ) находилась с помощью расчетных данных для  $T = 300$  К и экспериментально измеренного нами в пределе  $H \rightarrow 0$  отношения  $r_n(300)/r_n(77)$ . На рис. 4 сравниваются экспериментальное и расчетное (по теории [10]) отношения  $r_n(300)/r_n(77)$ . Видно, что они хорошо совпадают только при малых уровнях легирования. Для сильного легирования вообще отсутствуют расчетные данные по  $r_n(77)$ . Однако даже при наличии едва ли было бы возможно ими воспользоваться, так как в этих условиях уже существенную роль играет проводимость по примесной зоне и для интерпретации холловских данных по сильно легированному  $n$ -Ge при  $T = 77$  К следовало

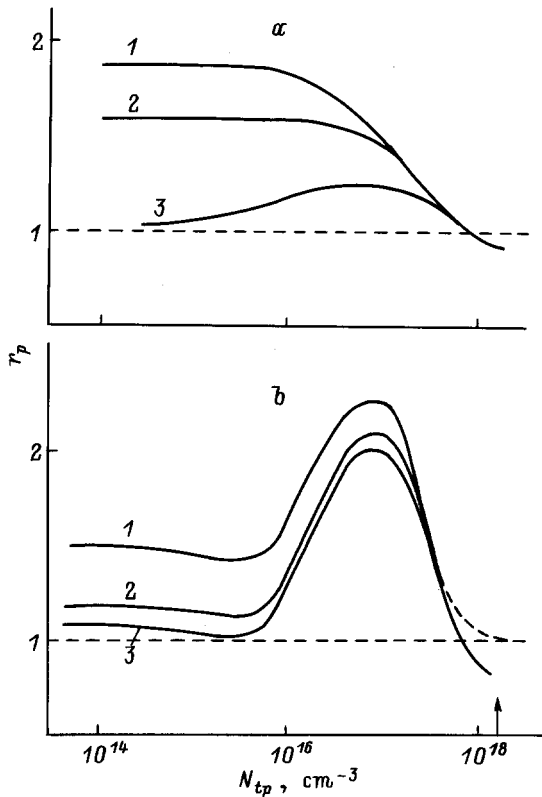
бы использовать двузонную модель. Это привело бы к резкому росту погрешности и к тому, что  $n$ -Ge перестал бы играть в наших опытах роль репера. Именно поэтому при анализе мы используем экспериментально измеренное отношение  $r_n(300)/r_n(77)$  (см. рис. 4, кривая 1).

Искомые же величины  $r_p(300)$  и  $r_p(77)$  определялись следующим образом. В опытах 1 и 2 величина  $r_p(300)$  была получена по формулам (10) и (12) соответственно. При этом использовались расчетные значения  $r_n(300)$  и  $r_{nn}(300)$  из работы [10]. Величина  $r_n(77)$  определялась из экспериментального отношения  $r_n(300)/r_n(77) = R_n(300)/R_n(77)$ . Далее находилась величина  $r_p(77)$  по тем же формулам, что и  $r_p(300)$ .

В опыте 3 вначале определялось отношение  $r_p/r_n \equiv r_p/r_{on}$  из (15) для  $T = 300$  и  $77$  К. При расчете фигурирующей в этой формуле константы  $A$  использовались следующие значения параметров из работы [8]:  $\sigma_{70Ge} p_{70Ge} / \sigma_{74Ge} p_{74Ge} = 1.31$  и  $K = 0.31$  (канал В15),  $K = 0.35$  (канал В1). В результате вычисленные для каналов В15 и В1 значения  $A$  составляют 0.921 и



**Рис. 5.** Зависимости эффективного холл-фактора в  $p$ -Ge при  $H = 5.2$  кЭ от концентрации ионизованных примесей  $N_{tp}$ .  $T, K$ : а — 300, б — 77.4.



**Рис. 6.** Зависимости эффективного холл-фактора от концентрации ионизированных примесей  $N_{tp}$  в  $p$ -Ge при  $H \rightarrow 0$  (1),  $H = 5.2$  (2) и  $H = 28.6$  кЭ (3) при  $T$ , К:  $a$  — 300,  $b$  — 77.4.

0.868 соответственно. Затем по теории [10] находились значения  $r_p(300)$ , а величина  $r_p(77)$  определялась с использованием полученного нами экспериментального отношения  $r_n(300)/r_n(77)$ , как и в случае опытов 1 и 2.

Результаты экспериментального определения величины холл-фактора в  $p$ -Ge для  $T = 300$  и 77 К в поле  $H = 5.2$  кЭ показаны на рис. 5, плавная кривая через совокупность полученных экспериментальных точек проводилась с учетом весов, соответствующих погрешности измерения. Кривые (для большей наглядности уже без экспериментальных точек) для трех магнитных полей  $H \rightarrow 0$ ,  $H = 5.2$  кЭ и  $H = 28.6$  кЭ показаны на рис. 6. Приближение слабого поля  $H \rightarrow 0$  было выбрано в связи с тем, что для него максимален эффект влияния легких дырок. Заметим, что для такого же поля рассчитывался холл-фактор в  $n$ -Ge. Выбор умеренного магнитного поля  $H = 5.2$  кЭ связан с тем, что оно наиболее удобно для практического определения концентрации по результатам стандартных лабораторных холловских измерений, поскольку, с одной стороны, в таких полях уже значительно подавляется вклад легких дырок, а с другой — они легко технически реализуемы. Предел сильного поля  $H = 28.6$  кЭ выбран для того, чтобы попытаться практически полностью исключить влияние легких дырок на величину холл-фактора в  $p$ -Ge и перейти к однозонной (тяжелые дырки) модели.

Обратимся к концентрационным зависимостям холл-фактора  $r_p$  для разных магнитных полей на рис. 6. Поскольку измеряемый коэффициент Холла пропорционален величине  $r_p(H)$ , качественное представление о вкладе легких дырок в эффект Холла дает величина вертикального смещения кривых 2 и 3 относительно кривой 1 (предел нулевого поля). Как видно, этот вклад максимален при слабых уровнях легирования  $N_t \leq N_1 = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . При  $N_t \geq N_1$  он монотонно уменьшается с ростом  $N_t$  и при концентрации  $N_t \geq N_2 = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  становится неизмеримо малым. Количественную сторону вопроса о роли легких дырок и абсолютной величине холл-фактора мы обсудим в следующих разделах.

## 5. Влияние зоны легких дырок на эффект Холла в $p$ -Ge

Определенные выше значения холл-фактора и экспериментальные значения коэффициента Холла в пределе слабого поля позволяют описать магнитопольевые зависимости  $R(H)$  с помощью формулы (1), учитывающей лишь двухзонность. При этом удобно выделить два множителя, один из которых есть коэффициент Холла для зоны тяжелых дырок в сильном поле  $R_2 = (ecp_2)^{-1}$ , а другой  $f(H)$  — описывает функцию влияния легких дырок на коэффициент Холла:

$$R = \frac{f(H)}{ecp_2}, \quad (16)$$

$$f(H) = \frac{A}{B^2 + C^2}, \quad (17)$$

где

$$A = \frac{ab^2}{1 + \gamma_1^2} + \frac{1}{1 + \gamma_2^2},$$

$$B = \frac{ab}{1 + \gamma_1^2} + \frac{1}{1 + \gamma_2^2},$$

$$C = \frac{ab\gamma_1}{1 + \gamma_1^2} + \frac{\gamma_2}{1 + \gamma_2^2}.$$

Введенная таким образом функции  $f(H)$  монотонно убывает с полем от своего наибольшего значения  $f(0)$ .

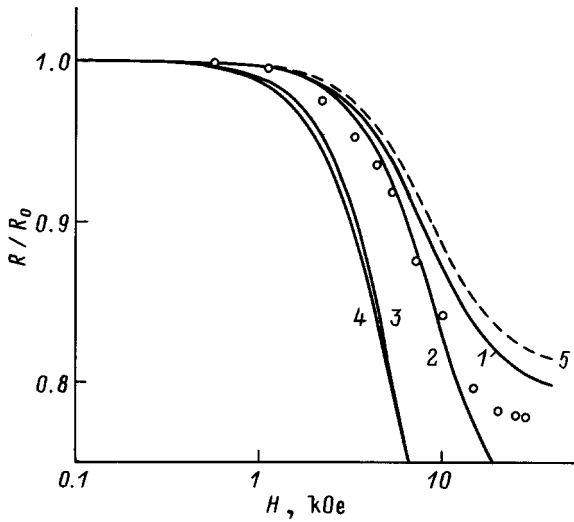
Поскольку формулы (1), (16), (17) не учитывают влияния зависимостей  $\tau(\varepsilon)$ , то для корректного сравнения соответствующей им упрощенной модели с экспериментом с целью выделения вклада зоны легких дырок мы будем рассматривать магнитопольевые изменения коэффициента Холла по отношению к его наибольшему значению в пределе слабого поля:

$$\frac{R(H)}{R(0)} = \frac{f(H)}{f(0)}, \quad (18)$$

где

$$f(0) = \frac{ab^2 + 1}{(ab + 1)^2}. \quad (19)$$

Для построения зависимостей  $R(H)/R(0)$  от магнитного поля необходимо знать отношения  $a$ ,  $b$  и одну из величин  $\mu_1$  или  $\mu_2$ . В качестве первого приближения зададимся



**Рис. 7.** Магнитополевые зависимости отношения  $R(H)/R_0$  при  $T = 77.4\text{ K}$  для образца с  $1/ecR_0 = 1.09 \cdot 10^{16}\text{ см}^{-3}$ ; точки — эксперимент (рис. 2, кривая 4); зависимости 1–4 — расчет по формулам (16)–(18) для значений параметров  $a$  и  $b$  соответственно: 1 — 0.02 и 5, 2 — 0.04 и 5, 3 — 0.04 и 8, 4 — 0.02 и 8. 5 — расчет по формуле (22) с параметрами, указанными для кривой 1.

известными из литературы интервалами значений этих отношений:  $a \in [0.02; 0.04]$  и  $b \in [5, 8]$ . Величину  $\mu_2$  далее вычислим, используя экспериментально измеренную нами проводимость  $\sigma$  исследованных образцов<sup>10</sup>:

$$\mu_2 = \frac{\sigma}{ep_2(ab + 1)}. \quad (20)$$

Фигурирующая в (20) концентрация тяжелых дырок  $p_2$  находилась, исходя из экспериментальных значений коэффициента Холла в пределе слабого поля  $R_{\text{exp}}(0)$  и определенного для этих же полей холл-фактора для  $p$ -Ge

$$p_2 = \frac{r_p(0)}{ecR_{\text{exp}}(0)(1 + a)}. \quad (21)$$

На рис. 7 изображены рассчитанные по формулам (17), (18) магнитополевые зависимости коэффициента Холла для образца с холловской концентрацией  $1.09 \cdot 10^{16}\text{ см}^{-3}$  (см. рис. 2, кривая 4) при некоторых значениях параметров  $a$  и  $b$  вместе с нашими экспериментальными данными.

Следует отметить, что формула (17), строго говоря, пригодна для описания приведенной магнитополевой зависимости коэффициента Холла (18) лишь в ограниченном интервале магнитных полей. Это связано с двумя обстоятельствами. Во-первых, с изменением влияния рассеяния дырок на коэффициент Холла с ростом поля.<sup>11</sup>

<sup>10</sup> Измерения проводимости проводились одновременно с холловскими.

<sup>11</sup> В однозонной модели, например, соответствующее изменение холл-фактора в области полей от слабых до сильных может достигать порядка 2 раз при рассеянии на ионизованных примесях. В двузонной модели этот эффект ослабевает, но не исчезает полностью.

Во-вторых, как уже отмечалось, формулы (1), (17), (18) не описывают наблюдаемую на слабо легированных образцах (рис. 2) тонкую структуру эффекта Холла в сильных магнитных полях и потому соответствующая область полей должна быть исключена из анализа. Исходя из сказанного выше при сравнении эксперимента с расчетом ограничимся областью полей, соответствующих неравенству  $\gamma \leq 1$ . Эта граница располагается примерно на середине области спада коэффициента Холла на рис. 2, обусловленного исключением влияния легких дырок. Путем несложных преобразований, учитывающих, что для этой области полей произведение  $ab \ll 1$ , а  $\gamma_2 \ll \gamma_1$ , получаем асимптотическое выражение для функции влияния  $f(H)$  в несильных для легких дырок полях:

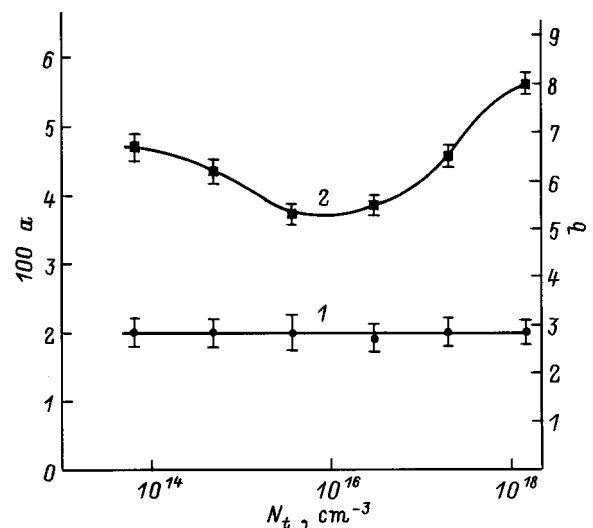
$$f(H) = \frac{a_{\text{eff}}b^2 + 1}{(a_{\text{eff}} + 1)^2}, \quad (22)$$

где  $a_{\text{eff}} = a/(1 + \gamma_1^2)$  — эффективное отношение концентраций легких и тяжелых дырок в магнитном поле. Формула (22) наглядно показывает эффект исключения легких дырок. В частности, при граничном значении  $\gamma_1 = 1$  фактор их влияния уменьшается в 2 раза. Как видно из рис. 7 (кривые 2 и 5), в интересующей нас с точки зрения подгонки области магнитного поля асимптотическая формула (22) хорошо соответствует исходной для ее получения более сложной зависимости (17).

Перейдем теперь к процедуре подгонки рассчитываемых по формулам (17) и (18) отношений  $R(H)/R(0)$  к соответствующим экспериментальным зависимостям. Найденные из этой процедуры значения  $a$  и  $b$  для исследованных образцов  $p$ -Ge приведены на рис. 8. При этом оказывается, что отношение концентраций легких и тяжелых дырок с хорошей точностью постоянно:

$$a = 0.02 \pm 0.003. \quad (23)$$

Отношение же подвижностей  $b = \mu_1/\mu_2$  равно 6 в пределе слабого легирования (фононное рассеяние), затем



**Рис. 8.** Зависимости найденных параметров  $a$  (1) и  $b$  (2) при  $T = 77\text{ K}$  от концентрации ионизованных примесей  $N_t$ .

уменьшается примерно до 5 в области промежуточного легирования (смешанное рассеяние), после чего возрастает до 8 при переходе к высоким уровням легирования (рассеяние на ионизованных примесях и переход к вырождению). В случае слабых уровней легирования значение  $b \approx 6$  согласуется с расчетом, учитывающим анизотропию зоны тяжелых дырок [1,14].

## 6. Влияние уровня легирования на эффективный холл-фактор в $p$ -Ge

Рассмотрим концентрационную зависимость эффективного холл-фактора в  $p$ -Ge  $r_p(N_{ip})$  в пределе  $H \rightarrow 0$  при азотной температуре (рис. 6,  $b$ , кривая 1). Здесь по мере увеличения уровня легирования наблюдается постепенный переход от предела чисто решеточного рассеяния (акустические фононы) к рассеянию на ионизованных примесях, а затем к случаю вырождения. При этом в области смешанного рассеяния имеет место равенство скоростей релаксации для обоих механизмов, что реализуется при концентрации  $N_{ip} = 4.4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Экспериментальное значение ЭХФ при этом равно  $r_p = 1.4 \pm 0.1$ . Известно (см., например, [1–4]), что это случай минимального значения холл-фактора для рассеяния с участием фононов и примесей. В области плато решеточного рассеяния на акустических фононах устреднение по массиву, ограниченному концентрацией  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ , дает значение  $r_p = 1.5 \pm 0.3$ . В области максимума кривой  $r_p(N_{ip})$ , соответствующего рассеянию на ионизованных примесях  $r_p = 2.3 \pm 0.2$ . Наконец, в случае вырождения дырок в  $p$ -Ge (при азотной температуре ему соответствует концентрация акцепторов  $N_{deg} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , а для НЛ Ge:Ga с  $K = 0.3$  полная концентрация ионизованных примесей  $N_{ip} \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) величина  $r_p$  должна стремиться к 1. В нашем же случае и при  $N \approx N_{ip}$  значение  $r_p$  еще продолжает уменьшаться. Сравнительный анализ температурных зависимостей коэффициента Холла и удельного сопротивления показал, что это связано с неправомерностью использования однопозонной модели для проводимости по валентной зоне, так как при этих концентрациях уже сильно влияние проводимости по примесной зоне. Откорректированные с учетом этого факта значения ЭХФ показаны на рис. 6,  $b$  пунктиром.

Обсудим теперь зависимость  $r_p(N_{ip})$  при  $T = 300 \text{ К}$ . Как и в случае азотной температуры, определимся с характерными точками: той, где решеточное рассеяние сравнивается с примесным (смешанное рассеяние), и той, где наступает вырождение. При этом для смешанного рассеяния здесь следует учесть и рассеяние на оптических колебаниях (см., например, [15]). Соответствующие концентрации  $N_{ip}$  составляют  $1.4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и  $1.6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Как видим, в наш массив данных попадает лишь первая из них. Таким образом, все наши образцы при  $T = 300 \text{ К}$  далеки от вырождения. Плато в области концентраций до  $10^{16} \text{ см}^{-3}$  по аналогии с  $T = 77 \text{ К}$  соответствует чисто решеточному рассеянию

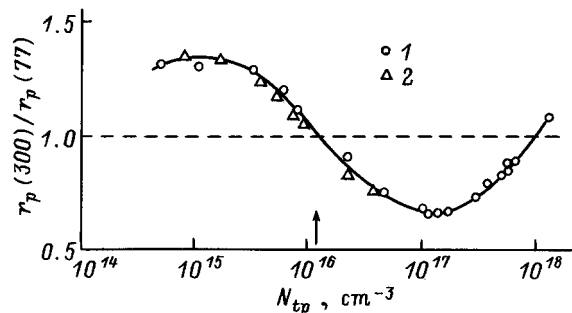


Рис. 9. Зависимость экспериментального отношения холл-факторов в  $p$ -Ge при  $T = 300$  и  $77.4 \text{ К}$  в поле  $H = 5.2 \text{ кЭ}$  от концентрации ионизованных примесей  $N_{ip}$ : 1 — данные настоящей работы, 2 — скорректированные нами по величине  $K$  данные [12].

(“акустика” + “оптика”) [2,6]; здесь  $r_p = 1.9 \pm 0.2$ . При дальнейшем увеличении концентрации примесей и усилении примесного рассеяния величина холл-фактора падает до значений, близких к 1 для предельно легированных образцов. Однако, хотя  $r_p$  достигает значений несколько меньших 1, природа этой аномалии состоит именно в смешанном рассеянии (см. [15]) и не совпадает с природой аномального уменьшения величины  $r_p$  при тех же концентрациях при  $77 \text{ К}$ , где она, как было указано выше, обусловлена двухзонностью проводимости.

Аналогично объясняются зависимости  $r_p(N_{ip})$  для  $H = 5.2$  и  $28.6 \text{ кЭ}$  (см. рис. 6). Для них, однако, характерно некоторое уменьшение величины  $r_p$  с ростом магнитного поля для  $N_{ip} \leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . При этом эффект наиболее силен для решеточного рассеяния в случае слабого легирования. Так, при  $77.4 \text{ К}$  в пределе слабого легирования величина  $r_p$  составляет  $1.2 \pm 0.2$  ( $H = 5.2 \text{ кЭ}$ ) и  $1.1 \pm 0.2$  ( $H = 28.6 \text{ кЭ}$ ). При  $T = 300 \text{ К}$ , в пределе рассеяния только на колебаниях решетки, величина  $r_p$  составляет  $1.6 \pm 0.2$  при  $5.2 \text{ кЭ}$  и  $1.0 \pm 0.2$  при  $28.6 \text{ кЭ}$ .

В заключение приведем концентрационную зависимость полученного нами отношения  $r_p(300)/r_p(77)$  для поля  $H = 5.2 \text{ кЭ}$  (рис. 9). На нем приведены также данные, извлеченные нами из работы Фрицше и Кэваса [12] и скорректированные по компенсации. Видно, что они хорошо согласуются с нашими. Из рис. 9 мы получаем важное в метрологическом отношении граничное значение концентрации ионизованных примесей в  $p$ -Ge, равное  $1.3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ : ниже его для прецизионных измерений дырочной концентрации в  $p$ -Ge следует использовать данные холловских измерений при  $77.4 \text{ К}$ , а выше — при  $300 \text{ К}$ .

## 7. Некоторые применения полученных результатов

Важным следствием полученных результатов является понимание того факта, что предельное значение холл-фактора  $r_p = 1$  в  $p$ -Ge практически не достигается. При



этом возникающая в приближении  $r_p = 1$  погрешность в определении концентрации дырок может быть весьма существенной. Рассмотрим кратко в качестве примера применение полученных результатов к исследованию прыжковой проводимости и фазового перехода металл-изолятор (МИ) в НЛ  $p$ -Ge. Как известно, предэкспоненциальный множитель  $\sigma_3$  прыжковой проводимости по ближайшим соседям является экспоненциальной функцией расстояния  $N^{-1/3}$  между примесями и определяется интегралом перекрытия соответствующих локализованных волновых функций ближайших состояний. Если последние можно охарактеризовать боровским радиусом  $a$ , то в области слабого перекрытия ( $N^{1/3}a \ll 1$ ), как известно,

$$\sigma_3^{-1} \propto \exp[\alpha/(N^{1/3}a)], \quad (24)$$

где  $\alpha$  — численный коэффициент, слабо зависящий от компенсации и рассчитываемый с помощью теории протекания [16].

Для НЛ Ge:Ga со степенью компенсации  $K \approx 0.3$  рассчитанное в теории значение  $\alpha = 1.79 \pm 0.03$ . Экспериментальные же данные Фришце и Кэваса [12] приводили к существенно иной величине  $\alpha = 2.11 \pm 0.10$ . Это расхождение эксперимента и теории стимулировало попытки учета в теории все более тонких эффектов, что, однако, не привело к удовлетворительному согласию. Как оказалось [17], при правильной характеристике образцов НЛ Ge:Ga с учетом определенного ЭХФ и степени компенсации эксперимент совпадает с теорией в пределах погрешности и дает

$$\alpha = 1.81 \pm 0.11. \quad (25)$$

При исследовании перехода МИ первая задача заключается в точном определении критической точки перехода МИ (в случае "K-серии" образцов Ge:Ga — концентрации основных примесей  $N_c$ ). С этой целью мы предлагаем фиксировать точку перехода с обеих сторон перехода МИ с последующим усреднением результатов, после чего применить самосогласованную процедуру уточнения критической точки, исходя из симметрии перехода МИ с обеих его сторон. При определении  $N_c$  со стороны изолятора использовалось приблизительно линейное по концентрации  $N$  обращение в 0 параметра  $T_0^{1/2}$  для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка в кулоновской щели

$$\sigma(T) \propto \exp(T_0/T)^{1/2},$$

а с металлической — "зануление" низкотемпературной металлической проводимости  $\sigma(0)$ . В обоих случаях осуществлялась линейная аппроксимация с применением метода наименьших квадратов. Определение критической точки с обеих сторон перехода дает близкие результаты со средним значением  $N_c = (1.81 \pm 0.04) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  для реальных значений  $r_p$ . Используя предполагаемую в скейлинговой модели степенную зависимость радиуса локализации  $a$  и величины  $\sigma(0)$  от корреляционной

длины  $\xi \propto (1 - N/N_c)^\nu$  и найденное выше значение  $N_c$ , определяются величины критических индексов:  $\nu_c = -0.85$ ,  $\nu_\sigma = 0.97$ .

Следующий наш шаг заключается в уточнении найденных индексов из симметрии перехода МИ в скейлинговой теории:

$$\nu_\sigma = |\nu_a| = \nu. \quad (26)$$

Процедура сводится к слабому варьированию значения  $N_c$  до ее величины  $(N_c)_{\text{корр}}$ , при которой точно выполняется равенство (26):

$$(N_c)_{\text{корр}} = (1.85 \pm 0.04) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}. \quad (27)$$

При этом критический индекс корреляционной длины

$$\nu = |\nu_a| = \nu_\sigma = 0.93 \pm 0.04. \quad (28)$$

Заметим, что если использовать грубое приближение  $r_p = 1$ , то получается заниженное примерно на 30% значение  $N_c$ . Индексы в этом случае менее заметно отличаются от истинных в силу относительно слабой концентрационной зависимости холл-фактора в критической области перехода.

## 8. Заключение

Предложена и осуществлена во всем диапазоне уровней легирования идея экспериментального решения проблемы выделения вклада легких дырок в эффект Холла в  $p$ -Ge. Она основывается на том, чтобы производить фиксируемые по холловским измерениям жестко связанные изменения концентрации свободных носителей  $\Delta p$  и  $\Delta n$  в германии  $p$ - и  $n$ -типа проводимости. Эти "связанные изменения" были реализованы путем нейтронного легирования пар образцов, в одном из которых регистрировалось изменение электронной концентрации (реперный образец), а в другом — дырочной. Определяемая схемами трех типов опытов однозначная связь изменения концентрации носителей заряда в исследуемом и реперном образцах позволила выразить эффективный холл-фактор в  $p$ -Ge через холл-фактор для  $n$ -Ge, рассчитываемый в рамках теории анизотропного рассеяния [10]. Исследование влияния легких дырок производилось путем исключения его с помощью магнитного поля. Введение понятия "эффективного" холл-фактора  $r_p(H)$  в  $p$ -Ge (ЭХВ) позволяет установить простую связь между измеряемым коэффициентом Холла и суммарной концентрацией дырок в однозонном приближении. Выделение вклада легких дырок в эффект Холла для  $p$ -Ge в таком случае сводится к изучению поведения его ЭХФ в магнитном поле.

С ростом магнитного поля вклад легких дырок в эффект Холла постепенно исключается, при этом величина коэффициента Холла падает при приближении циклотронной частоты легких дырок к частоте столкновений, определяемой механизмом их рассеяния.

Оптимальное подгоночное для магнитолевых зависимостей коэффициента Холла отношение концентраций

легких и тяжелых дырок оказывается равным 0.02. Отношение же их подвижностей в пределе слабого уровня легирования приблизительно равно 6, что согласуется с расчетом для случая фононного рассеяния. С ростом уровня легирования анизотропия зоны тяжелых дырок становится менее существенной ввиду перехода к примесному рассеянию и последнее отношение приближается к расчетному значению для случая изотропных зон, равному 8. Получены концентрационные зависимости ЭХФ для трех магнитных полей  $H \rightarrow 0$ ,  $H \simeq 5$ ,  $H = 30$  кЭ, показывающие, что вклад легких дырок в эффект Холла максимален в случае слабых уровней легирования (область фононного рассеяния) и слабых полей. Он падает с ростом магнитного поля и обращается в 0 с приближением к критерию сильного поля для высокоподвижных дырок. Определение зависимости ЭХФ для  $p$ -Ge решает проблему точной характеристики концентрации дырок в  $p$ -Ge из холловских измерений во всем диапазоне уровней легирования.

В результате применения полученных результатов для прецизионного определения дырочной концентрации и степени компенсации преодолевается долго существовавшее расхождение между теорией и экспериментом на НЛ Ge:Ga при описании концентрационной зависимости предэкспоненциального множителя прыжковой проводимости по ближайшим соседям. Оказывается также возможным существенно более корректное исследование фазового перехода металл-изолятор в НЛ Ge:Ga.

Авторы благодарят В.А. Евсеева за содействие в облучении, а также участников семинара лаборатории "Неравновесных процессов в полупроводниках" ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН за обсуждение результатов.

Работа была частично поддержана РФФИ (грант 96-02-17936).

## Список литературы

- [1] A.C. Beer, R.K. Willardson. Phys. Rev., **110**, 1286 (1958).
- [2] A.C. Beer. *Galvanomagnetic effects in semiconductors* (N.Y.–London, Academic Press, 1963).
- [3] Г.Л. Бир, Э. Нормантас, Г.Е. Пикус. ФТП, **4**, 1180 (1962).
- [4] A.C. Beer. J. Phys. Chem. Sol., **8**, 507 (1959).
- [5] Ф. Блатт. *Физика электронной проводимости в твердых телах* (М., Мир, 1971).
- [6] R.K. Willardson, T.C. Harman, A.C. Beer. Phys. Rev., **96**, 1512 (1954).
- [7] P. Lawaetz. Phys. Rev., **174**, 867 (1968).
- [8] А.Г. Забродский, М.В. Алексеенко. ФТП, **27**, 2030 (1993).
- [9] А.Г. Забродский, М.В. Алексеенко. ФТП, **28**, 168 (1994).
- [10] П.И. Баранский, И.С. Буда, И.В. Даховский, В.В. Коломоец. *Электрические и гальваномагнитные явления в полупроводниках* (Киев, Наук. думка, 1977).
- [11] М.В. Алексеенко, А.Г. Андреев, А.Г. Забродский, В.В. Попов. ФТП, **22**, 140 (1988).
- [12] H. Fritzsche, M. Cuevas. Phys. Rev., **119**, 1238 (1960).
- [13] П.И. Баранский, Р.М. Винецкий. ФТТ, **4**, 289 (1962).
- [14] M. Tiersten. J. Phys. Chem. Sol., **25**, 1151 (1964).
- [15] J.S. Johannessen. Phys. St. Sol. (a), **12**, 251 (1972).
- [16] Н. Лиен, Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. ФТП, **13**, 2192 (1979).
- [17] А.Г. Забродский, А.Г. Андреев, М.В. Алексеенко. ФТП, **26**, 431 (1992).

Редактор Т.А. Полянская

## The contribution of light holes in Hall effect for a complex $p$ -Ge valence band and its dependence on the doping

M.V. Alekseenko, A.G. Zabrodskii, L.M. Shterengas

Physicotechnical A.F. Ioffe Institute  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St.Petersburg, Russia

**Abstract** An experimental method of assessing light hole contribution to the classical Hall effect for a complex  $p$ -Ge valence band is proposed and employed. The contribution was found by successive appliances of magnetic field. The calibration of absolute values of hole densities being carried out by neutron doping couples of samples after their special preparation. Samples were used for measuring both the electron and hole concentration increments due to neutron doping. The calibration curves for an effective Hall-factor in  $p$ -Ge were obtained, which makes it possible to measure the hole concentration in the material over the whole range of doping. Application of the results is given in the case of the hopping transport and insulator–metal transition.