

# Модель прыжковой и зонной фотопроводимости на постоянном токе в легированных кристаллах

© Н.А. Поклонский, С.Ю. Лопатин

Белорусский государственный университет,  
220050 Минск, Белоруссия

E-mail: Poklonski@phys.bsu.unibel.by

(Поступила в Редакцию 18 марта 1999 г.)

В окончательной редакции 6 июля 1999 г.)

Впервые получены выражения для длин экранирования и амбиполярной диффузии при сосуществовании прыжковой и зонной проводимостей в полупроводниках с водородоподобными примесями. Предложен метод нахождения коэффициента диффузии прыгающих по примесям электронов (дырок) из эффекта Холла при равенстве прыжковой и зонной проводимостей. Дана интерпретация известных результатов исследований прыжковой фотопроводимости по акцепторам (Ga) и донорам (As) в трансмутационно легированном *p*-Ge при  $T = 4.2$  К. Показано, что измерение зависимости прыжковой фотопроводимости от интенсивности межзонной подсветки позволяет определить соотношение между подвижностями прыгающих по донорам электронов и прыгающих по акцепторам дырок.

1. В рамках традиционных подходов к описанию фотоэлектрических явлений в кристаллах [1–3] прыжковый механизм переноса электронов не учитывается. В то же время при низких температурах, когда концентрация электронов в *c*-зоне и дырок в *v*-зоне пренебрежимо мала, перенос зарядов определяют именно прыжки электронов (дырок) по примесным атомам.

С момента открытия [4,5] прыжковая фотопроводимость активно изучается [6,7]. В основном исследуются слабо компенсированные кристаллические полупроводники, в которых при примесной подсветке доминирует электропроводность по  $A^+(D^-)$ -зоне — прыжковое движение дырок (электронов) по нейтральным акцепторам (донорам) [7,8]. При интерпретации фотоэлектрических явлений в таких полупроводниках исходят из того, что водородоподобные примеси одного сорта могут находиться в трех зарядовых состояниях  $(-1, 0, +1)$ . Например, считается [7,8], что энергетические уровни атомов бора образуют две энергетические полосы<sup>1</sup>  $A^0$  и  $A^+$  в запрещенной зоне Si. Развита в [9] модель, в частности, объясняет уменьшение прыжковой фотопроводимости Si:В при увеличении интенсивности подсветки, приводящей к полной ионизации  $A^0$ -центров (нейтральных атомов В) и образованию  $A^+$ -центров (положительно заряженных атомов бора) [8].

В то же время результаты эксперимента [5] по прыжковой фотопроводимости в *p*-Ge с промежуточной степенью компенсации, когда  $A^+(D^-)$ -центры при подсветке низкой интенсивности в области фундаментального поглощения Ge не проявляются, остаются понятыми лишь на качественном уровне.

Цель работы — описание экранирования внешнего электростатического поля и диффузии электронов (дырок) с учетом их прыжков по неподвижным атомам

<sup>1</sup> В сильнолегированных слабо компенсированных полупроводниках одновременно проявляются как  $A^+(D^-)$ , так и долгоживущие возбужденные состояния водородоподобных акцепторов (доноров) [6].

водородоподобной примеси в фотовозбужденных ковалентных кристаллах.

Вначале рассмотрим линейный отклик полупроводника *n*-типа на электрическое поле в условиях сосуществования зонного и прыжкового переносов электронов. Затем определим изменения длин экранирования и диффузии при примесной подсветке, вызывающей переходы электронов с донорного уровня в *c*-зону. Наконец, опишем прыжковую фотопроводимость на постоянном токе в *p*-Ge при одновременном переносе дырок с нейтральных на отрицательно заряженные акцепторы (Ga) и электронов с нейтральных на положительно заряженные доноры (As). Будем считать, что при внешних воздействиях изменяется концентрация носителей заряда, а не их подвижность.

2. Рассмотрим кристаллический полупроводник, содержащий электроны в *c*-зоне с равновесной концентрацией  $n$ , доноры  $N = N_0 + N_+$  и акцепторы  $KN$ , где  $K$  — степень компенсации доноров акцепторами;  $n + KN = N_+$  — уравнение электронейтральности. Здесь и далее  $N$  обозначает концентрацию основной легирующей примеси. Полагаем, что обмен электронами между донорами в зарядовых состояниях (0) и (+1) осуществляется как через *c*-зону, так и посредством термически активированного туннелирования (прыжковым образом).

Согласно [9,10], концентрация прыгающих по донорам электронов есть  $N_h = N_0 N_+ / N$ . По [11] величина  $N_h$  равна концентрации взаимно ближайших по расстоянию<sup>2</sup> доноров в зарядовых состояниях (0) и (+1). Прыжковая подвижность электронов  $M_h$  экспоненциально растет при уменьшении среднего расстояния между донорами и определяет температурную зависимость электропроводности  $\sigma_h = q N_h M_h$ , где  $q$  — модуль заряда электрона.

<sup>2</sup> Две частицы (не обязательно различные [12]) из совокупности при хаотическом (пуассоновском) распределении по кристаллу являются взаимно ближайшими соседями, если они являются ближайшими по расстоянию друг к другу.

В гидродинамическом приближении стационарные процессы зонного [1–3] и прыжкового [9,10] переносов зарядов, а также их генерации и рекомбинации в полупроводнике описываются системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{d(\delta n)}{dx} &= -\frac{\mu_n}{D_n}(n + \delta n)E + \frac{j_n}{qD_n}, \\ \frac{d(\delta N_+)}{dx} &= \frac{M_h}{D_h} \frac{(N_0 + \delta N_0)(N_+ + \delta N_+)}{N} E - \frac{J_h}{qD_h}, \\ \frac{dE}{dx} &= \frac{q}{\varepsilon}(\delta N_+ - \delta n), \\ \frac{dj_n}{dx} &= q\alpha(n + \delta n)(N_+ + \delta N_+) - q\beta(N_0 + \delta N_0), \\ \frac{dJ_h}{dx} &= -\frac{dJ_n}{dx}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\delta n$ ,  $\delta N_0$  и  $\delta N_+ = -\delta N_0$  — изменения концентраций в неравновесных условиях;  $E$  — напряженность внешнего электрического поля в кристалле;  $x$  — координата;  $j_n$  — плотность тока электронов  $c$ -зоны [1–3] с подвижностью  $\mu_n$  и коэффициентом диффузии  $D_n$ ;  $J_h$  — плотность тока прыгающих по донорам электронов [9,10] с подвижностью  $M_h$  и коэффициентом диффузии  $D_h$ ;  $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$  — статическая диэлектрическая проницаемость кристаллической решетки ( $\varepsilon_r = 15.4$  для Ge);  $\alpha$  — коэффициент захвата электрона  $c$ -зоны на донор в зарядовом состоянии (+1);  $\beta = \alpha n N_+ / N_0$  — коэффициент выброса электрона с нейтрального донора в  $c$ -зону под действием тепловых колебаний атомов и равновесного фонового излучения [1–3].

По [1,10] отношение коэффициента диффузии электронов к их подвижности есть  $D_n / \mu_n = D_h / M_h = \xi k_B T / q$ , где  $k_B T$  — тепловая энергия. Параметр  $\xi \geq 1$  характеризует влияние флуктуаций электростатического потенциала в кристалле на электронные состояния;  $\xi = 1$  для невырожденного газа электронов  $c$ -зоны [13] и при ширине донорной зоны меньше или порядка тепловой энергии [14].

При малом отклонении от равновесия ( $\delta n / n \ll 1$ ,  $\delta N_+ / N_+ \ll 1$ ) система уравнений (1) линеаризуется, и ее решение по [15] имеет вид

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \delta n \\ \delta N_+ \\ E \\ j_n \\ J_h \end{pmatrix} &= C_1 \begin{pmatrix} -1 \\ N_h / N_+ \\ \lambda_1 \xi k_B T / (qn) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \exp(\lambda_1 x) \\ &+ C_2 \begin{pmatrix} -1 \\ -N_h / N_+ \\ \lambda_1 \xi k_B T / (qn) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \exp(-\lambda_1 x) + C_3 \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \\ A_4 \\ A_5 \end{pmatrix} \exp(\lambda_3 x) \\ &+ C_4 \begin{pmatrix} -A_1 \\ -A_2 \\ A_3 \\ A_4 \\ A_5 \end{pmatrix} \exp(-\lambda_3 x) + C_5 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \xi k_B T / q^2 \\ n D_n \\ N_h D_h \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (2)$$

где коэффициенты  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $C_3$ ,  $C_4$  и  $C_5$  определяются из граничных условий

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{D_h \lambda_3 (\alpha \varepsilon \xi k_B T N_+ - q^2 D_n N_h)}{q \xi k_B T \alpha N_+}, \\ A_2 &= \frac{D_n \lambda_3 (\alpha \varepsilon \xi k_B T N_+ - q^2 D_h N_h)}{q \xi k_B T \alpha N_+}, \\ A_3 &= q(D_n - D_h), \quad A_4 = -A_5 = \varepsilon q D_n D_h (\lambda_3^2 - \lambda_1^2). \end{aligned}$$

Отличные от нуля характеристические числа  $\lambda_1 = -\lambda_2$  и  $\lambda_3 = -\lambda_4$  — действительные, так что решения исходной (1) и линеаризованной систем дифференциальных уравнений в окрестности точки равновесия совпадают.

При  $j_n = J_h = 0$  (т.е. когда  $C_3 = C_4 = C_5 = 0$ ), но  $E \neq 0$  из (2) находим длину экранирования  $L_s$  (глубину проникновения электростатического поля в полупроводник)

$$L_s = \lambda_1^{-1} = \left[ \frac{\varepsilon \xi k_B T}{q^2 (n + N_h)} \right]^{1/2}. \quad (3)$$

Когда концентрация электронов в  $c$ -зоне много меньше прыгающих по донорам ( $n \ll N_h \approx K(1-K)N$ ) и ширина донорной зоны много меньше тепловой энергии ( $\xi = 1$ ), из (3) и уравнения электронейтральности  $N_+ = n + KN \approx KN$  следует [16,17]:  $L_s^2 = \varepsilon k_B T / (q^2 (1-K)KN)$ .

Характеристическое число  $\lambda_3$  в решении (2) определяет длину амбиполярной диффузии электронов  $c$ -зоны и электронов, прыгающих между донорами в зарядовых состояниях (0) и (+1) (при  $j_n \neq 0$ ,  $J_h \neq 0$ )

$$L_d = \lambda_3^{-1} = \left[ \frac{N_0 D_n D_h}{\alpha N (n D_n + N_h D_h)} \right]^{1/2}. \quad (4)$$

Сосуществование в полупроводнике токов  $j_n$  и  $J_h$  приводит к общему коэффициенту амбиполярной диффузии зарядов (по аналогии с одновременным переносом электронов в  $c$ -зоне и дырок в  $v$ -зоне [1])

$$D = \frac{D_n D_h (n + N_h)}{n D_n + N_h D_h}. \quad (5)$$

Из (4) с учетом (5) определяем время амбиполярной рекомбинации электронов  $c$ -зоны с положительно заряженными донорами

$$\tau_d = \frac{L_d^2}{D} = \frac{N_h}{\alpha N_+ (n + N_h)}. \quad (6)$$

Время амбиполярной диэлектрической релаксации есть  $\tau_s = L_s^2 / D$ . Тогда по (3)–(6) отношение  $\tau_d / \tau_s$  определяет характер реакции полупроводника на внешнее электрическое поле [18]: релаксационный (при  $\tau_s > \tau_d$ ) или рекомбинационный (при  $\tau_d > \tau_s$ ).

Из (6) видно, что прыжковый перенос электронов по донорам уменьшает время  $\tau_d$  амбиполярной рекомбинации (генерации). Это обусловлено миграцией по

кристаллу как электронов  $c$ -зоны, так и положительно заряженных состояний неподвижных доноров. В частности, при  $n \ll N_h$  из (6) следует известное [1–3] выражение для времени жизни электрона  $c$ -зоны по отношению к захвату на положительно заряженный донор:  $\tau_d \rightarrow 1/\alpha N_+$ . При  $n \gg N_h$  из (6) следует:  $\tau_d \rightarrow N_h/\alpha N_+ n$ , что для  $N_h \approx N_0$  можно трактовать как время жизни донора в зарядовом состоянии (0) по отношению к выбросу с него электрона в  $c$ -зону. Действительно, при  $n \gg N_h \approx N_0$  имеем  $\tau_d \rightarrow 1/\beta$ .

3. Рассмотрим теперь особенности эффекта Холла в условиях сосуществования прыжковой и зонной электропроводностей. Экспериментальные данные и расчеты, касающиеся этого вопроса, во многом противоречивы [19]. Общее наблюдение состоит в том, что эффект Холла проявляется значительно меньше при прыжковой проводимости, чем при зонной.

Установим способ нахождения с помощью эффекта Холла концентрации и/или коэффициента диффузии прыгающих дырок в кристаллах германия  $p$ -типа, трансмутационно легированного атомами Ga и компенсированного атомами As (и в незначительной степени Se) [20]. Уравнение электронейтральности  $p$ -Ge есть  $N_- = p + KN$ , где  $p$ -концентрация дырок в  $v$ -зоне,  $N = N_- + N_0$  — концентрация атомов Ga,  $K$  — степень компенсации (отношение концентраций доноров и акцепторов). Отметим, что формулы (3)–(6) применимы для полупроводника  $p$ -типа после замен  $n \rightarrow p$ ;  $N_+ \rightarrow N_-$ .

Из экспериментальных данных для Ge:Ga [21,22] можно определить температуру  $T_h$ , при которой проводимость  $\sigma_p$  дырок  $v$ -зоны равна проводимости  $\sigma_h$  дырок, прыгающих по атомам Ga. В области концентраций  $3 \cdot 10^{14} < N < 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  при  $K \approx 0.35$  для  $T_h$  и средней энергии  $\varepsilon_1$  ионизации атомов Ga в Ge имеем

$$T_h \approx 5.3 \cdot 10^{-4} N^{0.27}; \quad \varepsilon_1 \approx 11.3 \text{ meV} - 7.7 \cdot 10^{-6} N^{0.35}, \quad (7)$$

где  $[T_h] = \text{K}$ ,  $[N] = \text{cm}^{-3}$ ,  $[\varepsilon_1] = \text{meV}$ .

Если представления зонной проводимости в виде  $\sigma_p = qp\mu_p$  и прыжковой проводимости в виде  $\sigma_h = qN_h M_h = qM_h N_0 N_- / N$  справедливы, то равенство  $\sigma_p = \sigma_h$  при  $T = T_h$  принимает вид  $pD_p = N_h D_h$ , где  $D_p/\mu_p = D_h/M_h = \xi k_B T_h / q$ . Полагаем, что  $\xi \approx 1$  при температуре  $T_h$ .

Концентрация дырок  $p(T_h)$  в  $v$ -зоне  $p$ -Ge при температуре  $T_h$  определяется из уравнения электронейтральности  $p + KN = N_-$ . Для  $p(T_h) \ll K(1-K)N$  при  $k_B T_h \ll \varepsilon_1$  имеем [1–3]

$$p = \frac{(1-K)N_v}{K\beta_a} \exp(-\varepsilon_1/k_B T_h), \quad (8)$$

где  $N_v(T_h) = 4.831 \cdot 10^{15} (m_p/m_0)^{3/2} T_h^{3/2} \text{ cm}^{-3}$ ;  $m_p = 0.384m_0$  — масса плотности состояний дырки в  $v$ -зоне;  $\beta_a = 4$  — фактор вырождения уровня энергии водородоподобного акцептора в кристаллическом Ge.

При температуре  $T_h$ , когда  $\sigma_p = \sigma_h$ , экспериментальное значение постоянной Холла  $R_H$  в  $p$ -Ge есть (см., например, [1–3,21,22])

$$R_H = (R_v \sigma_p^2 + R_a \sigma_h^2) / (\sigma_p + \sigma_h)^2 \approx \frac{R_v}{4} = \frac{r_p}{4qp},$$

где постоянная Холла  $R_a$  прыгающих по акцепторам дырок много меньше, чем  $R_v$  в  $v$ -зоне;  $p(T_h) = r_p/4qR_H$  — концентрация дырок в  $v$ -зоне с учетом особенностей холл-фактора  $r_p$  для  $p$ -Ge [23].

Определяя  $p(T_h)$  и  $D_p(T_h) = \sigma_p k_B T_h / qp$  по измерениям эффекта Холла  $R_H(T_h)$  и проводимости  $\sigma_p + \sigma_h = 2\sigma_p$  при  $T = T_h$ , из (8) находим коэффициент диффузии прыгающих по атомам Ga дырок

$$D_h = \frac{D_p N_v}{\beta_a K^2 N} \exp(-\varepsilon_1/k_B T_h). \quad (9)$$

С ростом концентрации атомов Ga в  $p$ -Ge от  $N = 3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  до  $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  при  $K \approx 0.35$  отношение коэффициентов диффузии прыгающих дырок  $D_h$  и дырок  $v$ -зоны  $D_p$  по (9) с учетом (7) увеличивается от  $D_h/D_p \approx 4 \cdot 10^{-11}$  до  $8 \cdot 10^{-3}$ .

Итак, из измерений при  $T = T_h$  постоянной Холла  $R_H$  и электропроводности находятся величины  $p(T_h)$  и  $D_p(T_h)$ . Тогда с учетом  $N_h(T_h) \approx K(1-K)N$  можно рассчитать по (4) длину амбиполярной диффузии  $L_d$  и сравнить ее с экспериментальным значением при  $\sigma_p = \sigma_h$ .

4. Равномерное по объему облучение кристалла светом, вызывающим ионизацию доноров, изменяет концентрации как прыгающих электронов, так и электронов в  $c$ -зоне. Считаем, что внешняя подсветка не вызывает разогрев кристалла, т. е. не увеличивает коэффициент тепловой ионизации нейтральных доноров  $\beta = \alpha n N_+ / N_0$ . Тогда в схеме решения системы (1) равновесные значения концентраций  $n$ ,  $N_0$  и  $N_h$  достаточно заменить на  $n(\gamma)$ ,  $N_0(\gamma) = N - N_+(\gamma)$  и  $N_h(\gamma)$ , определяемые из соотношений

$$n(\gamma) + KN = N_+(\gamma); \quad \alpha \frac{n N_+}{N_0} + \gamma = \alpha \frac{n(\gamma) N_+(\gamma)}{N_0(\gamma)}, \quad (10)$$

где  $\gamma$  равно произведению сечения фотоионизации донора на интенсивность стационарной подсветки, приводящей к переходу электрона с донорного уровня энергии в  $c$ -зону. Здесь отметим, что как  $\gamma$ , так и  $\alpha$  [24] зависят от температуры  $T$ , концентрации легирующей примеси  $N$  и степени компенсации  $K$ .

Таким образом, для нахождения длин экранирования  $L_s(\gamma)$  и диффузии  $L_d(\gamma)$  в условиях фотоионизации доноров в выражениях (3) и (4) необходимо провести по (10) замены:  $n \rightarrow n(\gamma)$ ,  $N_0 \rightarrow N_0(\gamma)$ ,  $N_h \rightarrow N_h(\gamma)$ .

При  $\gamma/\beta \ll 1$  (интенсивность фотогенерации мала по сравнению с тепловой генерацией) из (3) и (4) с учетом (10) следует, что  $L_s(\gamma) < L_s$ ,  $L_d(\gamma) < L_d$ . Для низких температур, когда в отсутствие подсветки  $n \ll N_h \approx K(1-K)N$  и  $N_+ \approx KN$ , из (6) получаем  $\tau_d(\gamma) = \tau_d - (2-K)\gamma/(\alpha^2 N^2 K^3)$ . Видно, что время жизни

электрона *s*-зоны по отношению к захвату на положительно заряженный донор при подсветке уменьшается.

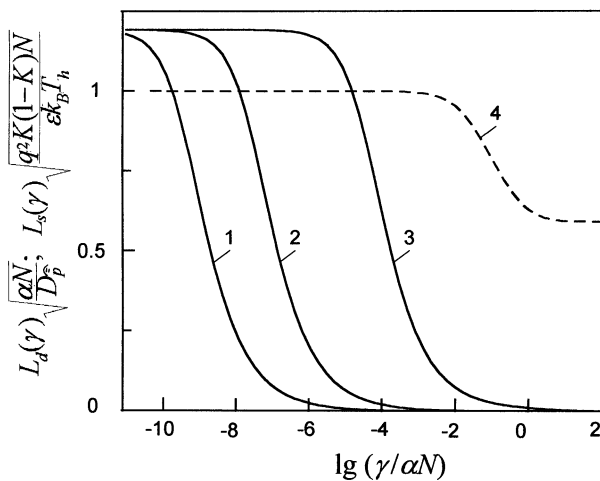
При  $\gamma/\beta \gg 1$  (большая интенсивности внешнего фотовозбуждения) из (10) следует  $n(\gamma) \rightarrow (1 - K)N$ ;  $N_h(\gamma) \propto 1/\gamma$ . Тогда из (3)–(5) при  $n(\gamma) \gg N_h(\gamma)$  имеем  $L_s^2(\gamma) \rightarrow \varepsilon \xi k_B T / (q^2(1 - K)N)$ ;  $L_d^2(\gamma) \propto 1/\gamma$ ;  $D(\gamma) \rightarrow D_h$ . При  $\gamma \geq 10\alpha N$  для  $0 < K < 1$  из (6) получаем время жизни донора в зарядовом состоянии (0) по отношению к выбросу с него электрона в *s*-зону за счет подсветки:  $\tau_d(\gamma) \approx 1/\gamma$ .

Отметим, что предел  $L_d(\gamma) \rightarrow 0$  при большой интенсивности подсветки соответствует по (2) исчезновению прыжкового тока ( $J_h \rightarrow 0$ ) и диффузионной компоненты тока электронов *s*-зоны ( $j_n \rightarrow qn\mu_n E$ ) для не зависящей от координаты *x* напряженности электрического поля *E*.

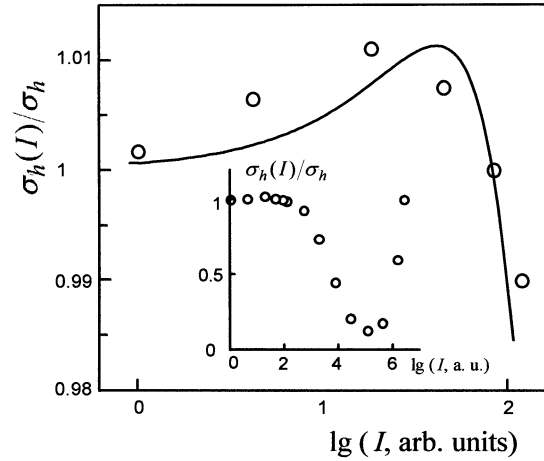
Конкретизируем полученные выше выражения на примере *p*-Ge, легированного атомами Ga, и компенсированного As селена для  $K \approx 0.35$  при фотоионизации Ga.

На рис. 1 показаны изменения длины диффузии  $L_d(\gamma)$  в единицах  $\sqrt{D_p/\alpha N}$  и длины экранирования  $L_s(\gamma)$  в единицах  $\sqrt{\varepsilon k_B T_h / (q^2 K(1 - K)N)}$  для  $T = T_h$  с ростом примесного фотовозбуждения  $\gamma$ . Расчет  $L_s(\gamma)$  и  $L_d(\gamma)$  проведен по формулам (3), (4) с учетом (10); отношение коэффициентов диффузии  $D_h/D_p$  находилось из (9). В пределе низкого уровня подсветки ( $\gamma \rightarrow 0$ ) при  $\sigma_p = \sigma_h$  и  $p(T_h) \ll N_h \approx K(1 - K)N$  длина диффузии  $L_d(\gamma)\sqrt{\alpha N/D_p} \rightarrow 1/\sqrt{2K}$ . Для высокого уровня подсветки ( $\gamma \gg \alpha N$ ) длина экранирования  $L_s(\gamma)\sqrt{q^2 K(1 - K)N / (\varepsilon k_B T_h)} \rightarrow \sqrt{K}$ .

Отметим, что коэффициенты  $\alpha$  и  $\gamma$  на рис. 1 определяются при температуре  $T = T_h$ . Здесь  $\gamma$  равно произведению сечения фотоионизации нейтральных атомов Ga на



**Рис. 1.** Расчетные длины амбиполярной диффузии  $L_d(\gamma)$  дырок (*v*-зоны и прыгающих по атомам Ga) в *p*-Ge при  $K = 0.35$  и  $T = T_h$  в зависимости от интенсивности подсветки  $\gamma$ , вызывающей ионизацию атомов галлия (кривые 1–3): 1) —  $N = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ; 2) —  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ ; 3) —  $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Кривая 4 — длина экранирования электростатического поля  $L_s(\gamma)$  при температуре  $T_h(N)$ . Расчет по (3) и (4) с учетом (10) и (9).



**Рис. 2.** Зависимость нормированной прыжковой электропроводности *p*-Ge на постоянном токе при  $T = 4.2 \text{ К}$  от интенсивности межзонной подсветки *I*; кружки — экспериментальные значения [5] для  $N = 3.4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и  $K \approx 0.40$ ; сплошная линия — расчет по формуле (14) при  $b_h = 0.34$ . На вставке — полная люксаметрическая характеристика образца.

интенсивность подсветки. Считается, что при подсветке изменяются только концентрации дырок (в *v*-зоне и прыгающих между атомами Ga в зарядовых состояниях (0) и (−1)).

5. Используем представление электропроводности в виде  $\sigma_h = qN_h M_h$  для описания исследования прыжковой фотопроводимости [5] в трансмутационно легированных<sup>3</sup> атомами Ga и As кристаллах *p*-Ge (рис. 2). Измерения проводились на серии образцов *p*-Ge с концентрацией Ga в пределах  $N = N_0 + N_- \approx 4 \cdot 10^{14} - 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  при  $K \approx 0.40$ . Образцы погружались в жидкий гелий и их разогрев при межзонной фотогенерации электронно-дырочных пар исключался.

В темноте при температуре  $T = 4.2 \text{ К}$  дырками в *v*-зоне и электронами на донорах (отношение концентраций атомов As и Ga равно  $K = 0.4$ ) можно пренебречь. Перенос дырок осуществляется лишь между атомами Ga в зарядовых состояниях (0) и (−1). Например, для  $N = 3.4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при  $T = 4.2 \text{ К}$  прыжковая проводимость дырок доминирует ( $\sigma_h \gg \sigma_p$ ); по (7) равенство  $\sigma_h = \sigma_p$  имеет место при  $T_h \approx 8.3 \text{ К}$ . Поэтому темновая стационарная прыжковая электропроводность есть [9,10]

$$\sigma_{h1} = qN_{h1}M_{h1} = q(1 - K)KNM_{h1}, \quad (11)$$

где  $N_{h1} = N_0N_-/N$  — концентрация прыгающих с подвижностью  $M_{h1}$  по атомам Ga дырок.

При генерации электронно-дырочных пар светом из области фундаментального поглощения электроны захватываются на положительно заряженные доноры (As), а дырки на отрицательно заряженные акцепторы (Ga).

<sup>3</sup> Степень компенсации Ge зависит от жесткости спектра реакторных нейтронов [20].

При  $K = 0.4$  захватом дырок на нейтральные атомы Ga можно пренебречь [5,25]. В результате в образце изменяется концентрация прыгающих по атомам Ga дырок и появляется прыжковая проводимость электронов по атомам As. Стационарное состояние при подсветке достигается благодаря донорно-акцепторной рекомбинации.

В общем случае концентрация отрицательно заряженных атомов галлия  $N_-(I) = [1 - F(I)]KN$ , где  $1 \geq F(I) \geq 0$  — функция интенсивности межзонной подсветки  $I$ . При малом отклонении  $N_-(I) = N - N_0(I)$  от темнового значения  $KN \geq N_-(I)$  справедлива аппроксимация  $F(I) = cI$ , где  $c$  — коэффициент пропорциональности. Тогда концентрация прыгающих по атомам Ga дырок есть

$$N_{h1}(I) = (1 - K + cIK)(1 - cI)KN; \quad (12)$$

прыжковая фотопроводимость  $\sigma_{h1}(I) = qN_{h1}(I)M_{h1}$ .

В результате межзонной подсветки концентрация нейтральных атомов As возрастает как  $cIKN$ , а положительно заряженных — уменьшается как  $(1 - cI)KN$ . Поэтому концентрация прыгающих по атомам As электронов с подвижностью  $M_{h2}$  есть

$$N_{h2}(I) = cI(1 - cI)KN; \quad (13)$$

прыжковая фотопроводимость  $\sigma_{h2}(I) = qN_{h2}(I)M_{h2}$ .

Отношение прыжковой электропроводности при подсветке  $\sigma_h(I) = \sigma_{h1}(I) + \sigma_{h2}(I)$  к темновому значению  $\sigma_h = \sigma_{h1}$ , с учетом (11)–(13), есть

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_h(I)}{\sigma_h} &= \frac{N_{h1}(I) + b_h N_{h2}(I)}{N_{h1}} \\ &= \frac{(1 - cI)(1 - K + cIK + cIb_h)}{(1 - K)}, \end{aligned} \quad (14)$$

где  $b_h = M_{h2}/M_{h1}$  — отношение подвижности электронов, прыгающих между атомами As в зарядовых состояниях (0) и (+1), к подвижности дырок, прыгающих между атомами Ga в зарядовых состояниях (0) и (−1).

Из (14) следует, что для  $2K > 1 - b_h$  при интенсивности межзонной подсветки  $I_1 = (2K + b_h - 1)/2c(K + b_h)$  прыжковая фотопроводимость достигает максимума ( $\sigma_h(I_1) > \sigma_h$ ), при  $I_2 = 2I_1$  равна темновому значению ( $\sigma_h(I_2) = \sigma_h$ ). Это позволяет по известным значениям интенсивности  $I$  и степени компенсации  $K$  определить  $b_h$  и  $c$ . Заметим, что соотношение  $I_2 \approx 2I_1$  находит поддержку в эксперименте [5].

Если абсолютное значение интенсивности подсветки  $I$  неизвестно, то по экспериментально измеряемому отношению  $I_1/I_2$  можно исключить  $cI$  из уравнения (14) (для  $\sigma_h(I_1)$  и  $\sigma_h(I_2)$ ) и найти  $b_h$ . Так, из данных [5] (рис. 2) имеем  $\sigma_h(I_1)/\sigma_h = 1.011$  и  $\lg I_2 = 1.92$ , что по (14) дает  $b_h \approx 0.34$ .

Отметим, что с ростом интенсивности подсветки  $I$  как акцепторы (Ga), так и доноры (As) переходят в нейтральное зарядовое состояние. В результате возрастает вероятность образования  $A^{+}$ - и  $D^{-}$ -центров (положительно заряженных акцепторов и отрицательно заряженных доноров) [25,26]. Участие  $A^{+}$ - и  $D^{-}$ -центров в прыжковой фотопроводимости приводит к тому, что на эксперименте [5] отношение  $\sigma_h(I)/\sigma_h$  не уменьшается до нуля, как это следует из (14) при линейной аппроксимации  $F(I) = cI$ , а достигает минимума  $\sigma_h(I) \approx 0.13\sigma_h$  при  $\lg I \approx 2.61 \lg I_2$ , затем начинает резко возрастать (см. вставку на рис. 2). Люксамперные характеристики с начальным участком положительной и последующим участком отрицательной фотопроводимости отчетливо наблюдались в [5] для образцов  $p$ -Ge с концентрацией атомов галлия  $N = 8 \cdot 10^{14} - 4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  и степенью компенсации  $K \approx 0.40$ .

6. Итак, впервые получены выражения для длины экранирования электростатического поля и длины амбиполярной диффузии носителей заряда при сосуществовании зонного и прыжкового токов.

Для трансмутационно легированного  $p$ -Ge указана температура  $T_h$ , при которой проводимость дырок  $\nu$ -зоны  $\sigma_p$  равна проводимости дырок  $\sigma_h$ , прыгающих по атомам Ga. Показано, что при  $T = T_h$  длина амбиполярной диффузии  $L_d$  объединяет параметры прыгающих дырок  $N_h$  и  $D_h$  с концентрацией  $p$ , коэффициентом диффузии  $D_p$  и коэффициентом  $\alpha$  захвата дырок  $\nu$ -зоны на отрицательно заряженные акцепторы. Это позволяет находить  $N_h$  и  $D_h$  по измерению эффекта Холла (от дырок  $\nu$ -зоны) и суммарной электропроводности  $\sigma_p + \sigma_h = 2\sigma_p$ .

Дано описание изменения концентрации прыгающих электронов (дырок) при примесном фотовозбуждении кристалла. Получены выражения для стационарного времени жизни электрона  $c$ -зоны относительно захвата на положительно заряженный донор и времени жизни донора в зарядовом состоянии (0) относительно выброса с него электрона в  $c$ -зону.

Впервые интерпретирована немонотонная зависимость прыжковой фотопроводимости трансмутационно легированных кристаллов  $p$ -Ge от интенсивности подсветки в области фундаментального поглощения.

Выражаем благодарность В.П. Доброго и А.Г. Забродскому за детальное обсуждение работы.

## Список литературы

- [1] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. Физика полупроводников. Наука, М. (1990).
- [2] Handbook on Semiconductors. Vol. 1. Basic Properties of Semiconductors / Ed. by P.T. Landsberg, Elsevier Science (1993).
- [3] P.Y. Yu, M. Cardona. Fundamentals of Semiconductors. Physics and Materials Properties. Springer-Verlag, Berlin (1999).
- [4] В.П. Доброго, С.М. Рывкин. ФТТ **6**, 4, 1203 (1964).
- [5] В.П. Доброго. ФТП **3**, 11, 1665 (1969).
- [6] Я.Е. Покровский, О.И. Смирнова, Н.А. Хвальковский. ЖЭТФ **112**, 1(7), 221 (1997).

- [7] А.П. Мельников, Ю.А. Гурвич, Л.Н. Шестаков, Е.М. Гершензон. Письма в ЖЭТФ **66**, 4, 232 (1997).
- [8] Е.М. Гершензон, Ф.М. Исмагилова, Л.Б. Литвак-Горская, А.П. Мельников. ЖЭТФ **100**, 3, 1029 (1991).
- [9] Н.А. Поклонский, С.Ю. Лопатин. ФТТ **40**, 10, 1805 (1998).
- [10] N.A. Poklonski, V.F. Stelmakh. Phys. Stat. Sol. (b) **117**, 1, 93 (1983).
- [11] Н.А. Поклонский. Автореф. дис. канд. физ-мат. наук. БГУ, Минск (1982).
- [12] D.K. Pickard. J. Appl. Probab. **19**, 2, 444 (1982).
- [13] P.T. Landsberg, A.G. Guy. Phys. Rev. **B28**, 2, 1187 (1983).
- [14] Н.А. Поклонский. Изв. вузов. Физика **27**, 11, 41 (1984).
- [15] S.J. Farlow. An Introduction to Differential Equations and Their Applications. McGraw-Hill, N. Y. (1994).
- [16] N.A. Poklonski, V.F. Stelmakh, V.D. Tkachev, S.V. Voitikov. Phys. Stat. Sol. (b) **88**, 2, K165 (1978).
- [17] А.А. Узаков, А.Л. Эфрос, ЖЭТФ **81**, 5(11), 1940 (1981).
- [18] J.-C. Manificier, H.K. Henisch. J. Phys. Chem. Solids **41**, 11, 1285 (1980).
- [19] Ю.М. Гальперин, Е.П. Герман, В.Г. Карпов. ЖЭТФ **99**, 1, 343 (1991).
- [20] А.Г. Забродский, М.В. Алексеенко. ФТП **28**, 1, 168 (1994).
- [21] Л.В. Говор, В.П. Доброго, Н.А. Поклонский. ФТП **18**, 11, 2075 (1984).
- [22] А.Г. Андреев, В.В. Воронков, Г.И. Воронкова, А.Г. Забродский, Е.А. Петрова. ФТП **29**, 12, 2218 (1995).
- [23] М.В. Алексеенко, А.Г. Забродский, Л.М. Штеренгас. ФТП **32**, 7, 811 (1998).
- [24] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Яссиевич. ФТП **12**, 1, 3 (1978).
- [25] Л.В. Берман, А.И. Селиверстов. ФТП **23**, 11, 1959 (1989).
- [26] А.Г. Ждан, Т.М. Лифшиц, В.В. Рыльков. ФТП **21**, 2, 217 (1987).