

Гальваномагнитные низкотемпературные исследования чистого германия при собственном фотовозбуждении

© В.Ф. Банная

Московский государственный гуманитарный университет им. М.А. Шолохова,
109240 Москва, Россия

(Получена 17 декабря 2014 г. Принята к печати 2 марта 2015 г.)

Статья посвящена вопросам разогрева носителей заряда электрическим полем в чистом Ge (концентрация примесей $(N_a + N_g) \leq 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) при межзонном подсвете. При такой генерации необходимо учитывать наличие двух типов свободных носителей заряда. При этом соотношение между концентрациями электронов и дырок в значительной мере зависит от величины электрического поля, так как оно по-разному влияет на коэффициенты рекомбинации носителей, приводя к новым эффектам. В работе изложены экспериментальные исследования проводимости σ и постоянной Холла R_H в *n*- и *p*-Ge при $T = 4.2 \text{ К}$ и разных интенсивностях собственного фотовозбуждения. Для объяснения результатов рассматривается модель межзонной рекомбинации, учитывающая глубокие примесные центры.

1. Введение

Известно, что важный вклад в изучение различных свойств полупроводников вносят исследования фотоэлектрических явлений. К тому же эти явления непосредственно используются для создания чувствительных и малоинерционных приемников излучения, что имеет большое практическое значение. Важную роль при этом играют механизмы рассеяния и рекомбинации носителей заряда, которые зависят как от вида возбуждения, так и от таких факторов, как интенсивность возбуждения, величина электрического поля, температура и др.

Образованные в результате фотоионизации неравновесные носители заряда обладают свойствами, не связанными с природой ионизирующего излучения. Поэтому результаты исследования фотоэлектрических явлений могут быть перенесены на явления, происходящие под действием самых разнообразных излучений, а также при инжекции неосновных носителей заряда выпрямляющим контактом. Таким образом, изучение фотоэлектрических явлений — это мощный инструмент для исследования неравновесных электронных процессов в полупроводниках.

Настоящая статья посвящена вопросам разогрева носителей заряда электрическим полем в чистом Ge (вплоть до электрического пробоя) при межзонном (собственном) подсвете. При такой генерации необходимо учитывать наличие двух типов свободных носителей заряда. При этом соотношение между концентрациями электронов и дырок в значительной мере зависит от величины электрического поля, так как оно по-разному влияет на коэффициенты захвата носителей (электронов и дырок), приводя к новым эффектам.

В работе изложены результаты экспериментальных исследований проводимости σ и постоянной Холла R_H в чистом *n*- и *p*-Ge в условиях межзонного фотовозбуждения при $T = 4.2 \text{ К}$ и разных интенсивностях подсвета.

Для объяснения экспериментальных результатов рассматривается модель межзонной рекомбинации носителей заряда с учетом глубоких центров.

2. Результаты эксперимента

Исследовалось влияние интенсивности I собственного фотовозбуждения и электрического поля (E) на удельную электропроводность и постоянную Холла при $T = 4.2 \text{ К}$ в образцах *n*- и *p*-Ge.

На рис. 1 представлены зависимости $\sigma(E)$ при разных значениях I для двух образцов *n*-Ge (1-*n* и 2-*n*); на рис. 2 — аналогичные кривые для образца 3-*p* *p*-Ge. (Параметры образцов представлены в табл. 1.)

Величина интенсивности генерации регулировалась изменением величины тока через лампу накаливания, осуществляющую подсвет, и измерялась в относительных единицах. В целях равномерной генерации излучение пропускалось через холодный германиевый фильтр.

Из рис. 1, 2 видно, что во всех образцах увеличение интенсивности подсвета приводит лишь к возрастанию σ на 4–5 порядков и не меняет (по сравнению с темновым значением) поле пробоя, хотя в области слабых полей $\sigma(E)$ ведет себя в различных образцах по-разному: в 1-*n* очень слабо зависит от E , в 2-*n* и 3-*p* уменьшается с ростом E по закону (примерно) $\sigma \sim E^{-0.4}$.

Гораздо более сложным оказывается влияние подсвета на величину R_H (рис. 3). Из рис. 3 видно, что в образцах 1-*n* и 3-*p* во всем интервале генераций R_H

Таблица 1.

Образец	$N_g, \text{ см}^{-3}$	$N_a, \text{ см}^{-3}$	$K, \%$
1- <i>n</i>	$1.6 \cdot 10^{13}$	$1.1 \cdot 10^{13}$	69
2- <i>n</i>	$1.4 \cdot 10^{13}$	$1.1 \cdot 10^{13}$	78
3- <i>p</i>	$6.3 \cdot 10^{12}$	$8.9 \cdot 10^{12}$	71
4- <i>p</i>	$1.1 \cdot 10^{13}$	$1.4 \cdot 10^{13}$	78

Таблица 2.

$H, \text{ Э}$	145	290	580	5800	11600
$E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}, \frac{\text{В}}{\text{см}}$	0.46	1.0	2.8	30	65

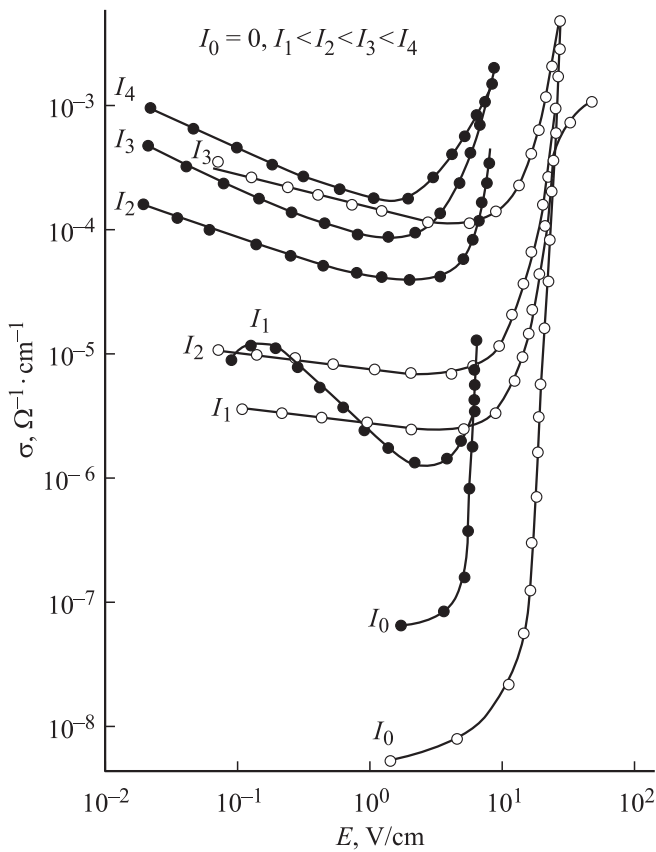


Рис. 1. Зависимости $\sigma(E)$ для разных значений интенсивности подсвета I для образцов 1- n (\circ) и 2- n (\bullet).

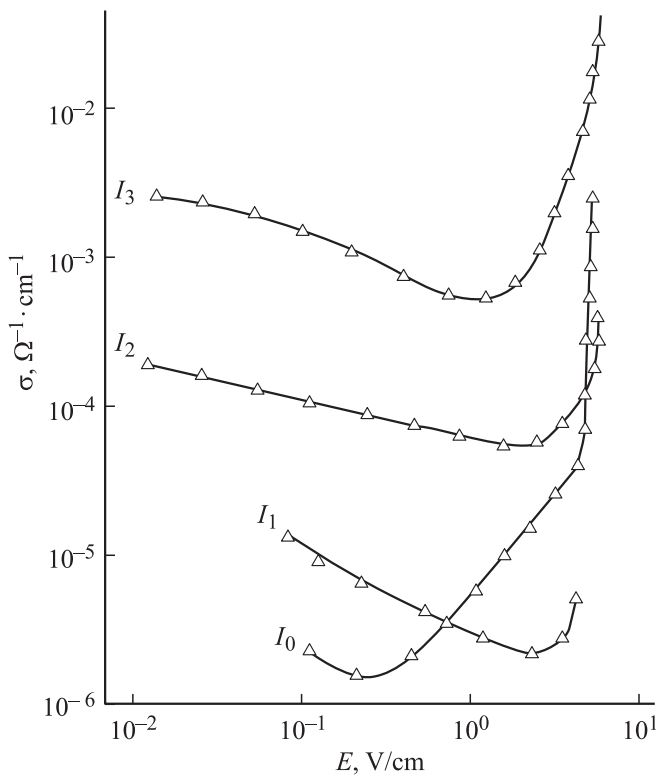


Рис. 2. Зависимости $\sigma(E)$ при разных значениях I для образца 3- p : $I_0 = 0, I_1 < I_2 < I_3$.

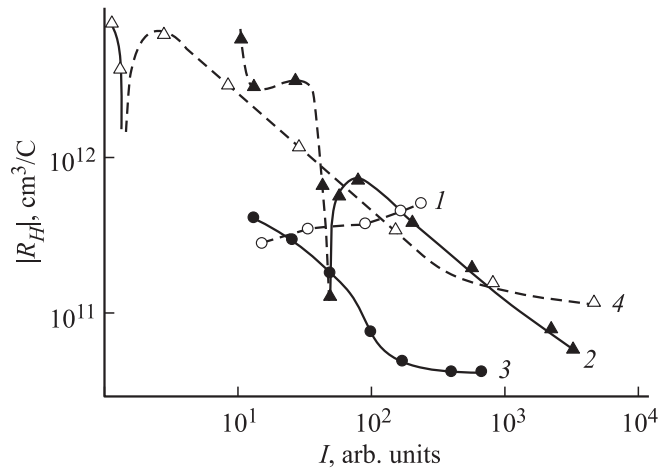


Рис. 3. Зависимости $|R_H(I)|$ образцов 1- n (1), 2- n (2), 3- p (3), 4- p (4). Сплошная линия — положительная ветвь R_H , штриховая — отрицательная.

лишь незначительно меняет величину, сохраняя знак, соответствующий типу проводимости (в 1- n $R_H < 0$, в 3- p — $R_H > 0$). В образцах 2- n и 4- p изменение $|R_H|$ с увеличением I более чем на 2 порядка, при этом наблюдается инверсия знака R_H при некотором значении I . Также различен и характер зависимостей $R_H(E)$ для этих двух пар образцов: в 1- n и 3- p межзонный подсвет лишь увеличивает концентрацию носителей и электрическое поле вплоть до $E = E_{thr}$ не меняет знак R_H (на рис. 3 не приводится), во втором случае (2- n и 4- p) наблюдается инверсия знака R_H с ростом E , причем величина электрического поля инверсии E_{inv} зависит от магнитного поля H и смещается в сторону больших E_{inv} с ростом H , подробные кривые для образца 2- n представлены на рис. 4, a (для 4- p — аналогично, рис. 4, b).

Следует подчеркнуть, что все исследуемые образцы n - и p -Ge имеют близкие значения концентраций мелких примесей и степени их компенсации.

3. Модель межзонной рекомбинации носителей заряда

Для объяснения полученных результатов нами использовалась модель, в которой межзонная рекомбинация носителей заряда происходит через глубокий уровень [9]. Как показано в работах [2,4-9], для чистого германия при $T = 4.2$ К и небольших уровнях межзонного возбуждения ($n, p < 10^{10}$ см $^{-2}$) все другие возможные механизмы рекомбинации (излучательный, фоновый, экситонный и др.) оказываются неэффективными.

Схема перехода электронов и дырок в этих условиях представлена на рис. 5. Введем обозначения: A_{Tn}, A_{Tp} — коэффициенты термической генерации электронов и дырок; B_{Tn}, B_{Tp} — коэффициенты захвата электронов и дырок на мелкие уровни; B_S^0, B_S^- — коэффициенты захвата электронов на глубокие нейтральные центры, дырок на

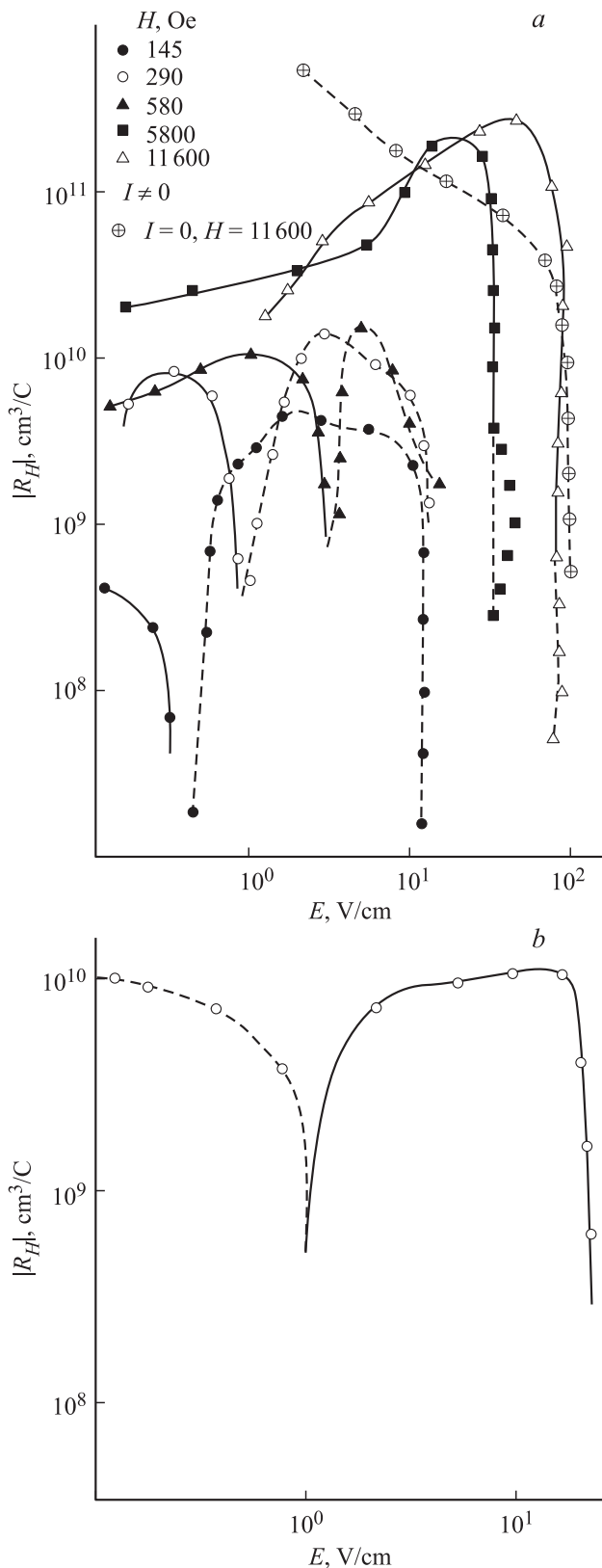


Рис. 4. *a* — зависимость $|R_H(E)|$ при собственном фотовозбуждении в разных H при $I = \text{const}$ для образца 2-н. Сплошная линия — положительная ветвь, штриховая — отрицательная. $I = 0$, $H = 11\,600$. *b* — зависимость $|R_H(E)|$ при собственном фотовозбуждении образца 4-р; $H = 290$ Э. Сплошная линия — положительная ветвь R_H , штриховая — отрицательная.

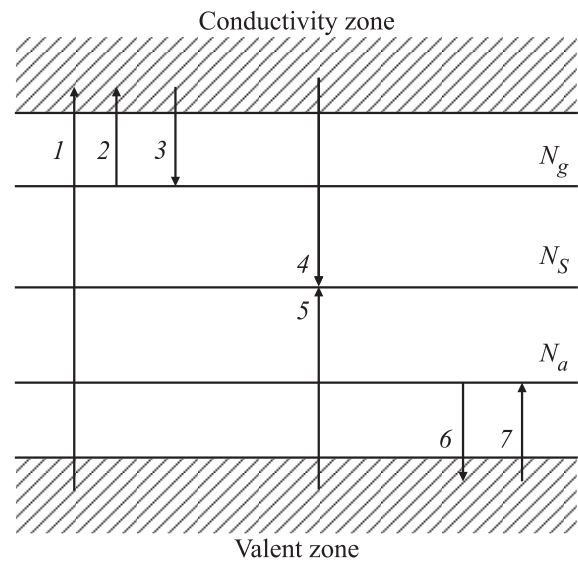


Рис. 5. Схема переходов электронов и дырок при собственном фотовозбуждении. N_g, N_a — уровни мелких доноров и акцепторов, N_s — уровень глубоких центров. 1 — генерация I , 2 — термовыброс электронов с нейтральных доноров $A_{Tn}N_g^0$, 3 — захват электронов на ионизованные доноры $nB_{Tn}N_g^+$, 4, 5 — захват электронов и дырок на глубокие центры $nB_S^0N_S^0$ и $pB_S^-N_S^-$ соответственно, 6 — термовыброс дырок с нейтральных акцепторов $A_{Tp}N_a^0$, 7 — захват дырок на ионизованные акцепторы $pB_{Tp}N_a$.

глубокие заряженные центры. Следуя [3], полагаем, что межзонная рекомбинация осуществляется путем захвата электрона нейтральным глубоким центром и перехода дырки на образовавшийся заряженный центр.

В стационарных условиях скорость изменения концентрации носителей заряда в зонах и на примесных уровнях равна нулю, что можно записать в следующем виде:

для зоны проводимости

$$I - nB_S^0N_S^0 = 0, \tag{1}$$

для мелкого донорного уровня

$$A_{Tn}N_g^0 - nB_{Tn}N_g^+ = 0, \tag{2}$$

для глубокого уровня

$$nB_S^0N_S^0 - pB_S^-N_S^- = 0, \tag{3}$$

для мелкого акцепторного уровня

$$A_{Tp}N_a^0 - pB_{Tp}N_a^- = 0, \tag{4}$$

для валентной зоны

$$I - pB_S^-N_S^- = 0. \tag{5}$$

Здесь N_g^0, N_g^+ — число нейтральных и ионизованных мелких доноров; N_a^0, N_a^- — число нейтральных и ионизованных мелких акцепторов; N_S^0, N_S^- — число нейтральных и присоединивших электрон глубоких центров.

Уравнения (1–5) совместно с уравнением нейтральности

$$n + N_S^- + N_a^- = p + N_g^+ \quad (6)$$

образуют систему уравнений, полностью описывающую состояние полупроводника.

Оценим поведение $n(I)$ и $p(I)$ исходя из представленной системы уравнений. Получим

$$n = \frac{I}{B_S^0 N_S^0}, \quad (7)$$

Так как $N_S^0 = N_S - N_S^-$, а $\frac{B_S^-}{B_S^0} \gtrsim 10^2$, то $N_S^- \ll N_S$, $N_S^0 \approx N_S$. Поэтому во всей области значений I

$$n = \frac{I}{B_S^0 N_S}, \quad (8)$$

т. е. концентрация электронов при заданном уровне подсвета зависит только от концентрации глубоких центров и линейно меняется с I .

Обозначим через I_1 интенсивность генерации, при которой концентрация основных носителей, создаваемых фотовозбуждением, равна термической. И все дальнейшие рассуждения проведем для $I \gg I_1$. Легко показать, что в этом случае $N_g^+ \gg N_a^-$. Уравнение для $p(I)$, с учетом сделанных предположений, имеет вид

$$p^2 + p \left(\frac{B_S^0 N_{cn} N_g N_a}{I} - \frac{I}{B_S^0 N_S} \right) - \left(\frac{I}{B_S^-} + N_{vp} N_a \right) = 0, \quad (9)$$

где N_{cn} и N_{vp} — плотности состояний в зонах проводимости и валентной зоне соответственно.

Уравнение (9) имеет существенно различные решения в области больших $I > I^-$ и малых $I < I^-$ интенсивностей, где I^- — генерация, при которой коэффициент при p обращается в нуль.

В области малых генераций решение уравнения (9) имеет вид

$$p = \frac{I^2}{B_S^0 B_S^- - N_{cn} N_g N_S}, \quad (10)$$

при этом учитывалось, что $p \ll N_S^-$, что выполняется в этой области генераций.

В области больших генераций ($n > N_g^+$) выражение для p имеет вид

$$p = \frac{1}{2} \frac{I}{B_S^0 N_S} + \sqrt{\left(\frac{I}{2B_S^0 N_S} \right)^2 + \frac{I}{B_S^-}}. \quad (11)$$

В этом случае характер кривой зависит от параметров материала. При выполнении условия

$$\frac{1}{(B_S^0 N_S)^2} \gg \frac{1}{B_S^-} \quad (12)$$

p линейно зависит от I . Для некоторых образцов при $n > N_g^+$ существует область генерации, где неравенство (12) меняется на обратное. В этом случае $p \sim \sqrt{I}$.

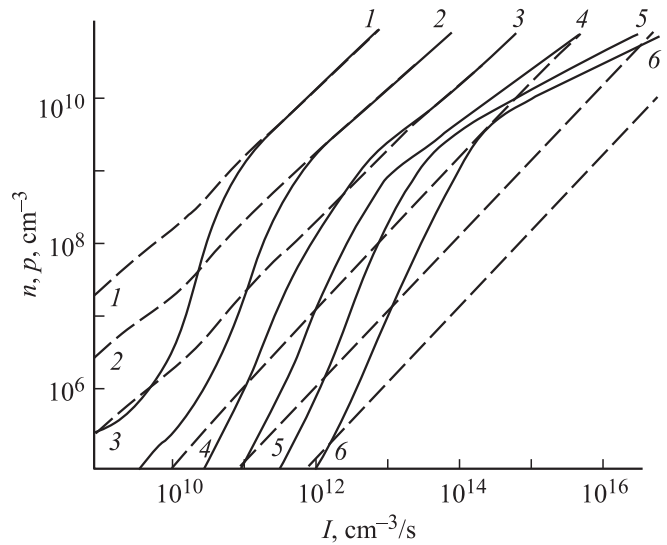


Рис. 6. Зависимости $p(I)$ (сплошные линии) и $n(I)$ (штриховые линии) для образцов с различной концентрацией глубоких центров $N_S, \text{см}^{-3}$: 1 — 10^9 , 2 — 10^{10} , 3 — 10^{11} , 4 — 10^{12} , 5 — 10^{13} , 6 — 10^{14} .

На рис. 6 представлены кривые $p(I), n(I)$, полученные в результате компьютерного расчета уравнения (9) во всей области генераций.

Расчет проведен для $N_g = 10^3 \text{ см}^{-3}$, $N_a = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, N_S — параметр.

Из анализа уравнения (9) и кривых, представленных на рис. 6 для образцов n - и p -Ge с различными параметрами, можно сделать следующие выводы.

— В области генераций, где концентрации носителей в зонах, создаваемые подсветом, превышают темновые, число электронов в образце линейно меняется с I при любых (рассматриваемых) значениях N_g и N_a .

— Поведение $p(I)$ различно в области малых $I < I^-$ и больших $I > I^-$ генераций: в первом случае $p \sim I^2$, но при этом $n > p$, при больших I — $p(I) \sim I$ или $p(I) \sim \sqrt{I}$ в зависимости от N_S , и $p > n$.

— Концентрации электронов и дырок сравниваются при генерации I_2 , зависящей лишь от концентрации доноров в образцах. Из рис. 6 видно, что в области, для которой $I < I_2$, концентрации электронов и дырок близки по величине (рис. 6, кривые 1–3). В этом случае $p = f(N_g \text{ и } N_S)$. При $I < I_2$ концентрация дырок становится больше и много больше n (рис. 6, кривые 4–6).

— N_a не влияет на концентрацию свободных носителей заряда в любом образце, независимо от типа проводимости.

4. Обсуждение экспериментальных результатов

В эксперименте исследовались зависимости удельной проводимости и постоянной Холла от электрического поля и интенсивности межзонного подсвета. В простей-

шем случае (без учета анизотропии проводимости и многодолинности зоны проводимости, зависимости τ от энергии) выражения для σ и R_H имеют вид [10]

$$\sigma = e\mu_p(bn + p), \quad (13)$$

$$R_H = \frac{p - bn^2 + \left(\frac{b\mu_{pH}}{c}\right)^2 (p - n)}{e(p + bn)^2 + \left(\frac{b\mu_{pH}}{c}\right)^2 (p - n)^2}, \quad (14)$$

где $b = \frac{\mu_n}{\mu_p} > 1$, μ_n, μ_p — подвижности электронов и дырок соответственно.

В действительности ситуация сложнее, поэтому можно провести лишь качественный анализ зависимостей $\sigma(I, E)$ и $R_H(I, E)$ с теорией, учитывающей механизм рекомбинации через глубокие центры.

Рассмотрим сначала зависимости проводимости и постоянной Холла от интенсивности подсвета.

Исходя из кривых $n(I)$ и $p(I)$ (рис. 6) и формулы (13) следует:

а) если $N_S \ll N_g$ — электропроводность растет с увеличением I практически линейно;

б) при $N_S \gg N_g$ σ линейно меняется с генерацией в области I , где $n > p$, затем изменение $\sigma(I)$ аналогично $p(I)$.

Более сложной оказывается зависимость $R_H(I)$.

а) Если $N_S \ll N_g$, то в области малых генераций $p \ll n$ и $R_H \sim \frac{1}{n}$. Из (14) видно, что при $n \gtrsim p$ постоянная Холла отрицательна независимо от типа проводимости образца. В этом случае в образце n -типа следует ожидать, что R_H будет иметь знак „–“ во всем диапазоне I . В p -Ge при $I = 0$ постоянная Холла положительна. С ростом I должна произойти инверсия знака R_H с „+“ на „–“, и в дальнейшем постоянная Холла остается отрицательной. Описанная картина находится в соответствии с экспериментальными результатами для зависимостей $R_H(I)$ в образцах 1- n и 4- p , представленных на рис. 3.

б) Если N_S сравнима с N_g , то постоянная Холла должна сменить знак „–“ на „+“ при величине $I \approx I_2$, что и происходит в образце 2- n . Точку инверсии R_H можно использовать для оценки величины N_S в этом образце. (Более подробно механизм расчета N_S по инверсии знака R_H в зависимостях $R_H(I)$ на примере Ge см. в [1].) Оценки концентрации глубоких центров в образце 2- n дают $N_S \approx 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

В p -типе в этом случае должна быть двойная инверсия R_H : плюс–минус–плюс. По-видимому, это можно ожидать в образце 3- p , но при меньших генерациях.

Экспериментальные кривые $\sigma(E)$ и $R_H(E)$, представленные на рис. 1–4, также можно объяснить с помощью выражений (13), (14) и зависимостей n и p от генерации. Наиболее показательными с этой точки зрения являются зависимости $R_H(E)$. Остановимся подробнее на их обсуждении. Из (14) видно, что в этом случае необходимо учитывать изменение с полем как концентрации свободных носителей, так и их подвижностей.

Пусть генерация такова, что $p \geq n$ и R_H имеет знак плюс (см. рис. 3, образец 2- n). С ростом E подвижности как электронов, так и дырок уменьшаются; причем из-за наличия легких дырок влияние поля на μ_p начинается в меньших E , что приводит к возрастанию b . Это может привести к смене знака R_H . Инверсия знака R_H в этом случае зависит от напряженности магнитного поля: с ростом H инверсия знака происходит при все больших E . Такую инверсию назовем „подвижностной“. Все эти закономерности качественно совпадают с экспериментальными данными для образца 2- n , представленными на рис. 4, а.

При $n \gg p$ R_H имеет знак минус во всем интервале E (рис. 4, а, кривая при $I = 0$). При $n \gtrsim p$ R_H имеет знак „–“, однако увеличение концентрации дырок с ростом поля может привести к выполнению неравенства $p > n$, а значит, к смене знака R_H . Произойдет „концентрационная“ инверсия (см. рис. 4, б).

Таким образом, совокупность экспериментальных данных по исследованию $\sigma(I, E)$ и $R_H(I, E)$ качественно описывается на основе модели, в которой межзонная рекомбинация происходит через глубокие примесные центры.

Это дает практически единственно возможный метод определения концентрации глубоких центров из гальваномагнитных измерений в условиях межзонного возбуждения [1] в случае, когда их число меньше, чем концентрация мелких примесей.

Список литературы

- [1] В.Ф. Банная, Л.И. Веселова, Е.М. Гершензон. ФТП, **10**, 1896 (1983).
- [2] В.С. Вавилов. Действие излучения на полупроводники (ГИФМП, 1963).
- [3] Э.Н. Гусинский. Автореф. канд. дис. (М., 1972).
- [4] P.T. Landsberg, D.A. Evans, C. Phys-Roberts. Proc. Phys. Soc., **83**, 325 (1964).
- [5] P.T. Landsberg, C. Phys-Roberts. P. Lal. Proc. Phys. Soc., **84**, 915 (1964).
- [6] Я.Е. Покровский, К.И. Свистунова. ФТТ, **7** (6), 1837 (1965).
- [7] Ю.Е. Перлин. УФН, **8** (4), 553 (1963).
- [8] А.А. Рогачев, С.Н. Рывкин. ФТТ, **7** (6), 1837 (1965).
- [9] С.Н. Рывкин. Фотозлектрические явления в полупроводниках (М., Физматгиз, 1963).
- [10] Р. Смит. Полупроводники (М., Мир, 1982).

Редактор Т.А. Полянская

Galvanomagnetic low-temperature studies of pure germanium with its own photoexcitation

V.F. Bannaya

Sholokhov Moscow State University for Humanities,
109240 Moscow, Russia

Abstract This article is devoted to heating of charge carriers by an electric field in a clean Ge (impurity concentration $(N_a + N_g) \leq 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) during interband illumination. In this generation it is necessary to consider the presence of two types of free charge carriers. In this case, the ratio between the concentrations of electrons and holes depends largely on the magnitude of the electric field, because it has a different effect on the coefficients for the recombination of carriers, leading to new effects. The paper describes experimental studies of conductivity and constant Hall R_H in n - and p -Ge at $T = 4.2 \text{ K}$ and different intensities own photoexcitation. To explain the results, we propose a model of radiative recombination, taking into account the deep impurity centers.