

ТЕРМОГРАДИЕНТНЫЙ КОНЦЕНТРАЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ В БИПОЛЯРНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

© А.М.Конин, А.П.Сащук

Институт физики полупроводников,
2600 Вильнюс, Литва

(Получена 4 июля 1995 г. Принята к печати 22 ноября 1995 г.)

Исследовано изменение электропроводности биполярного полупроводника при воздействии на него поперечного градиента температуры. Получены выражения, описывающие этот эффект в собственном полупроводнике при произвольных скоростях поверхностной рекомбинации и значительных градиентах температур. Показано, что развитая теория достаточно хорошо описывает эксперимент на образцах из Ge, особенно при поперечной разности температур менее 10 К.

На возможность изменения сопротивления полупроводникового образца под действием однородного поперечного теплового потока указано в [1]. В работе [2] изучено возникновение в неоднородно разогретом полупроводнике неравновесных электронно-дырочных пар (ЭДП) при фотогенерации, инжекции, а также при разогреве решетки полупроводника собственным током. В [2] считалось, что термодинамическая сила, приводящая к возникновению неравновесных ЭДП, пропорциональна сумме коэффициентов термоэдс электронов и дырок и градиенту температуры. В работе [3] предложена модель, в которой электронный и дырочный коэффициенты термоэдс разделены на два слагаемых, причем та часть, которая обусловлена градиентом химического потенциала, не вызывает возникновения неравновесных ЭДП. В [3] кроме того представлена методика (система уравнений), позволяющая последовательно найти распределения равновесных и неравновесных носителей тока в полупроводнике.

Развитию этой модели на случай поперечного градиента температуры решетки в образце, а также ее экспериментальной проверке и посвящена данная работа.

Рассмотрим пластину из полупроводника, поверхность $z = a$ которой находится в тепловом контакте с термостатом с температурой T_+ , а поверхность $z = -a$ — с термостатом с температурой T_- . К образцу вдоль оси Ox приложено негреющее электрическое поле для измерений его электропроводности. Для упрощения мы ограничимся

ситуацией, когда температуры всех квазичастиц совпадают [4,5]. Тогда

$$T(z) = T_0 + \frac{\Delta T}{2} \frac{z}{a}, \quad (1)$$

где $T_0 = \frac{1}{2}(T_+ + T_-)$, $\Delta T = T_+ - T_-$, $2a$ — толщина образца. В изотропной модели выражения для электронного и дырочного токов имеют вид [3]

$$j_n^z = en\mu_n \left(E_z + \frac{T}{en} \frac{dn}{dz} - \alpha_n^0 \frac{dT}{dz} - \alpha_n^1 \frac{dT}{dz} \right),$$

$$j_p^z = ep\mu_p \left(E_z + \frac{T}{ep} \frac{dp}{dz} - \alpha_p^0 \frac{dT}{dz} - \alpha_p^1 \frac{dT}{dz} \right), \quad (2)$$

где n, p — концентрации электронов и дырок, E_z — электрическое поле, μ_n, μ_p — подвижности электронов и дырок,

$$\alpha_n^0 = -\frac{1}{e} \left(\frac{F_n}{T} - \frac{3}{2} \right), \quad \alpha_n^1 = -\frac{1}{e} \left(q_n + \frac{5}{2} - \frac{F_n}{T} \right),$$

$$\alpha_p^0 = \frac{1}{e} \left(\frac{F_p}{T} - \frac{3}{2} \right), \quad \alpha_p^1 = \frac{1}{e} \left(q_p + \frac{5}{2} - \frac{F_p}{T} \right), \quad (3)$$

F_n, F_p — квазиуровни Ферми электронов и дырок, q_n, q_p — параметры, характеризующие механизмы релаксации импульса электронов и дырок [3].

В дальнейшем рассмотрим собственный полупроводник ($n = p$), так как именно в этом случае возможно существенное отклонение концентрации от равновесной под действием градиента температуры. Проводя итерационную процедуру по предложенной в [3] методике и учитывая условие [5] $j_n^z + j_p^z = 0$, получаем следующее выражение для электронного тока:

$$j_n^z = eD \left[\frac{d\Delta n}{dz} + (q_n + q_p + 2) \frac{\Delta T}{4aT_0} \Delta n + \left(q_n + q_p + 5 + \frac{E_g}{T_0} \right) \frac{\Delta T}{4aT_0} n_0(z) \right]. \quad (4)$$

где

$$D = \frac{2\mu_n\mu_p}{\mu_n + \mu_p} \frac{T_e}{e}, \quad n_0(z) = N_0 \exp \left(\frac{E_g \Delta T}{4T_0^2} \frac{z}{a} \right), \quad (5)$$

$n_0(z)$ — равновесная концентрация электронов (дырок), D — амбиполярный коэффициент диффузии, E_g — ширина запрещенной зоны, N_0 — равновесная концентрация при $z = 0$. При получении (4), (5) предполагалась $|\Delta T| \ll T_0$, а на величину неравновесной концентрации Δn никаких ограничений не налагается.

Распределение неравновесной концентрации Δn находим из решения диффузионного уравнения [5]

$$\frac{1}{e} \frac{dj_n^z}{dz} - \frac{\Delta n}{\tau} = 0, \quad (6)$$

которое при условии $|\Delta T| \lambda \ll 4aT_0$ имеет вид:

$$\Delta n = A_1 \exp\left(\frac{z}{\lambda}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{z}{\lambda}\right) + \alpha' K N_0 \exp\left(\alpha \frac{z}{\lambda}\right), \quad (7)$$

где $\lambda = \sqrt{D\tau}$ — диффузионная длина, τ — время жизни ЭДП.

$$\alpha' = \frac{E_g \Delta T}{4T_0^2 u}, \quad K = \frac{(q_n + q_p + 5 + E_g/T_0) \Delta T}{1 - (\alpha')^2} \frac{\Delta T}{4T_0 u}, \quad u = a/\lambda. \quad (8)$$

Константы $A_{1,2}$ находим из граничных условий [5]

$$\frac{1}{e} j_n^z \Big|_{z=\pm a} = \mp S_{\pm} \Delta n \Big|_{z=\pm a}, \quad (9)$$

после чего для средней по толщине пластины концентрации неравновесных носителей, используя (7), получаем

$$\overline{\Delta n} = \frac{K N_0}{u^2} \operatorname{ch} u \operatorname{ch} \alpha' u \left[B_1 (\operatorname{th} \alpha' u - \alpha' \operatorname{th} u) + B_2 (\operatorname{th} u - \alpha' \operatorname{th} \alpha' u) \right], \quad (10)$$

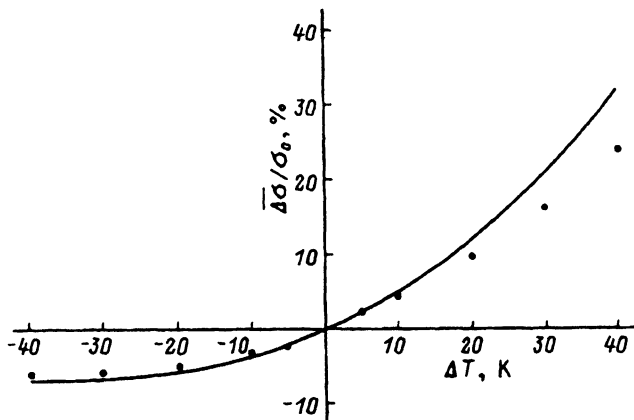
$$B_1 = \frac{2v_+ v_- \operatorname{th} u + v_+ + v_-}{(1 + v_+ v_-) \operatorname{sh} 2u + (v_+ + v_-) \operatorname{ch} 2u},$$

$$B_2 = \frac{(v_+ - v_-) \operatorname{th} u}{(1 + v_+ v_-) \operatorname{sh} 2u + (v_+ + v_-) \operatorname{ch} 2u}, \quad (11)$$

где $v_{\pm} = \tau S_{\pm} / \lambda$, S_{\pm} — скорости поверхностной рекомбинации (СПР) на поверхностях $z = \pm a$.

Из (10), (11) следует, что изменение электропроводности образца, обусловленное неравновесными носителями $\overline{\Delta \sigma} = e(\mu_n + \mu_p) \overline{\Delta n}$, имеет место даже при одинаковых СПР $v_+ = v_-$. Причиной этого, как следует из (4), (7), (9), является нелинейная (экспоненциальная) зависимость равновесной концентрации от температуры (5). В случае линейной зависимости $n_0(z)$ $B_1 = 0$.

Материалом для экспериментального исследования служили образцы электронного Ge ($N_D = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$). С целью исключения контактных явлений образцы имели форму гантели: размеры блоков $5 \times 5 \times 3 \text{ мм}^3$, а рабочей части $8 \times 3 \times 1 \text{ мм}^3$. Толщина образцов 2а равна 3мм. На торцах блоков создавались омические контакты. Поверхности образцов обрабатывались следующим образом: одна из рабочих граней шлифовалась абразивным порошком М-20, что обеспечивало большую СПР ($S_+ = 2 \cdot 10^4 \text{ см/с}$), все остальные грани для получения минимальной СПР травились в H_2O_2 ($S_- = 2 \cdot 10^2 \text{ см/с}$). Время жизни ЭДП измерялось по релаксации фотопроводимости [6] ($\tau = 170 \text{ мкс}$). Поперечный градиент температуры создавался радиаторами, имеющими хороший тепловой контакт с поверхностями рабочей части образца, и измерялся термопарами медь-константан $\varnothing 50 \text{ мкм}$, расположенными на поверхности образца. Измерения электропроводности образцов проводились при $T_0 = 310 \text{ К}$, когда проводимость Ge



Теоретическая (сплошная кривая) и экспериментальная (точки) зависимости относительного изменения электропроводности образца Ge от разности температур.

близка к собственной. Погрешность определения $\overline{\Delta\sigma}$ с учетом погрешности измерения разности температур не превышала 10%.

Так как полная электропроводность образца зависит от распределения как равновесных, так и неравновесных носителей тока

$$\overline{\sigma(\Delta T)} = e(\mu_n + \mu_p) \left[\overline{n_0(z)} + \overline{\Delta n} \right],$$

для выделения изменения электропроводности, обусловленного неравновесными носителями $\overline{\Delta\sigma}$, проводились следующие измерения. В термостате ($\Delta T = 0$) определялась зависимость проводимости образца от температуры $\sigma(T)$, которая затем численным методом усреднялась для каждого ΔT и вычиталась из измеренной величины $\overline{\sigma(\Delta T)}$.

Полученная таким образом экспериментальная зависимость изменения электропроводности $\overline{\Delta\sigma}$ образца Ge от разности температур ΔT представлена на рисунке точками. Сплошная кривая рассчитана по формулам (10), (11). Как видим, при $|\Delta T| \leq 10$ К имеется хорошее совпадение теории и эксперимента, которое при больших ΔT ухудшается (при $\Delta T = 40$ К рассогласование достигает 30%). Это обусловлено, по-видимому, тем, что при больших ΔT равновесная проводимость Ge у холодной грани образца не является собственной.

Отметим, что при расчете $\overline{\Delta\sigma}$ по модели [2] получается результат, заниженный по сравнению с (10) в $(E_g/T_0 + 5 + q_n + q_p)/(q_n + q_p + 2)$ раз (в нашем случае — в 33 раза).

Таким образом, приведенные в работе результаты подтверждают правильность предложенной в [3] методики расчета термоэлектрических полей и распределения концентраций в биполярном полупроводнике.

Список литературы

- [1] Г.Е. Пикус. ЖТФ, **26**, 22 (1956).
- [2] З.С. Грибников. ФТП, **14**, 483 (1980).
- [3] Ю.Г. Гуревич, О.Л. Машкевич. ФТП, **24**, 1327 (1990).

- [4] В.С. Бочков, Ю.Г. Гуревич. ФТП, 17, 726 (1983).
[5] А.М. Конин, В.Г. Рудайтис, А.П. Сашук. Лит. физ. сб., 30, 285 (1990).
[6] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., Физматгиз, 1963).

Редактор Т.А. Полянская

Thermogradient concentration effect in a bipolar semiconductor

A.M. Konin, A.P. Sashchuk

Institute of Semiconductor Physics, 2600 Vilnius, Lithuania
