*Физика и техника полупроводников, 1997, том 31, № 6*

# Термоградиентный концентрационный эффект в биполярном полупроводнике при увлечении носителей тока фононами

© *А.М. Конин*

Институт физики полупроводников,
2600 Вильнюс, Литва

*(Получена 3 июня 1996 г. Принята к печати 16 сентября 1996 г.)*

Теоретически исследовано влияние "термоувлечения" электронно-дырочных пар фононами на распределения концентраций носителей тока в полупроводниковом образце при поперечном градиенте температуры решетки. Рассмотрен наиболее интересный случай максимальной ассиметрии граничных условий и толщин образца, близкой к диффузионной длине. Показано, что наличие увлечения приводит к изменению зависимости полной концентрации от координаты с возрастающей на убывающую и, наоборот, к зависимости от направления градиента температуры, а также к значительному количественному перераспределению концентрации по сечению образца.

Поперечный термоградиентный концентрационный (ТГК) эффект в полупроводнике с собственной проводимостью был теоретически и экспериментально исследован в работе [1]. Расчет распределения неравновесной концентрации электронно-дырочных пар (ЭДП) с учетом возникающих термоэлектрических полей был проведен по схеме [2], причем получено хорошее совпадение теоретических и экспериментальных результатов, что безусловно говорит в пользу предложенной в [2] теоретической модели.

Однако в [1,2] был рассмотрен случай, когда отсутствует влияние анизотропной части функции распределения фононов на анизотропию функций распределения электронов и дырок, т. е. "термоувлечение" ЭДП фононами [3]. Это предположение справедливо для широкозонных полупроводников при относительно высоких температурах [3]. В узкозонных полупроводниках при относительно низких температурах и слабом рассеянии фононов на дефектах вполне реально значительное термоувлечение ЭДП фононами [3], которое приводит к значительному увеличению коэффициентов термоэдс электронов и дырок и, следовательно (см. [2]), может существенно изменить пространственное распределение ЭДП в кристалле.

Развитию предложенной в [1] модели на случай термоувлечения ЭДП фононами и расчету распределения концентраций носителей тока в полупроводнике при поперечном градиенте температуры решетки и посвящена настоящая работа.

В дальнейшем рассмотрим область температур, когда выполняется условие $\nu_{ff} \gg \nu_{fe}$ [3], где $\nu_{ff}$ — частота столкновений фононов с фононами, $\nu_{fe}$ — частота столкновений фононов с носителями тока. Это позволяет, с одной стороны, рассматривать невырожденные полупроводники с собственной проводимостью, в которых концентрационные эффекты максимальны. С другой стороны, фононы в этом случае являются объемным энергетическим резервуаром, так как их теплопроводность значительно больше электронной, а длина свободного пробег значительно меньше тоолщины полупроводника [3].

Согласно [3], термоувлечение имеет место при условии

$$K_{n(p)} = \frac{es^2}{\mu_{n(p)} T \nu_{fd}} \gg 1, \tag{1}$$

где $K_{n(p)}$ — коэффициент увлечения электронов (дырок), $\mu_{n(p)}$ — подвижность электронов (дырок), $s$ — скорость звука в полупроводнике, $e$ — заряд дырки, $T$ — температуры решетки, $\nu_{fd}$ — частота столкновений фононов с дефектами.

Вычислив в общем случае кинетические коэффиценты [3] и разделив, согласно [2], коэффициенты термоэдс на два слагаемых, один из которых обусловлен градиентом химического потенциала, а другой является собственно термодинамической "внешней" силой, находим

$$\mathbf{j}_n = en\mu_n\Big(\mathbf{E} + \frac{T}{en}\nabla n - \alpha_n^0\nabla T - \Big(\alpha_n^1 - \frac{1}{e}K_n\Big)\nabla T\Big),$$

$$\mathbf{j}_p = ep\mu_p\Big(\mathbf{E} - \frac{T}{ep}\nabla p - \alpha_p^0\nabla T - \Big(\alpha_p^1 + \frac{1}{e}K_p\Big)\nabla T\Big), \tag{2}$$

где $n(p)$ — концентрация электронов (дырок), $\mathbf{E}$ — полное электрическое поле,

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

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

$F_n$, $F_p$ — квазиуровни Ферми электронов и дырок, $q_n$, $q_p$ — параметры, характеризующие механизмы релаксации импульса электронов и дырок [4].

Как видно из формул (2), наличие термоувлечения ЭДП фононами приводит к значительному увеличению термодинамической внешней силы, которая и создает неравновесные носители тока. С другой стороны, неоднородное равновесное распределение ЭДП от коэффициентов увлечения $K_{n,p}$ вообще не зависит. т. е. остается прежним [1].

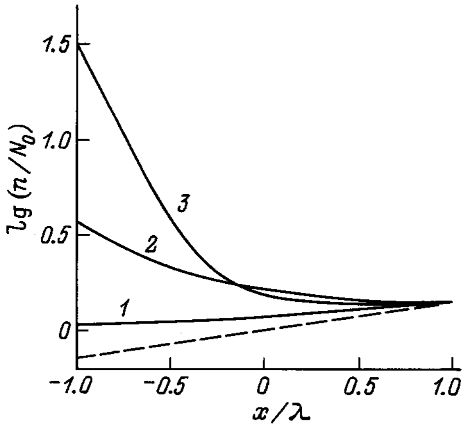


**Рис. 1.** Распределение концентрации ЭДП по толщине образца InSb при $\Delta T = 10$ K, $T_0 = 100$ K, $S_- = 0$, $S_+ \to \infty$ и K: *1* — 0, *2* — 100, *3* — 400.

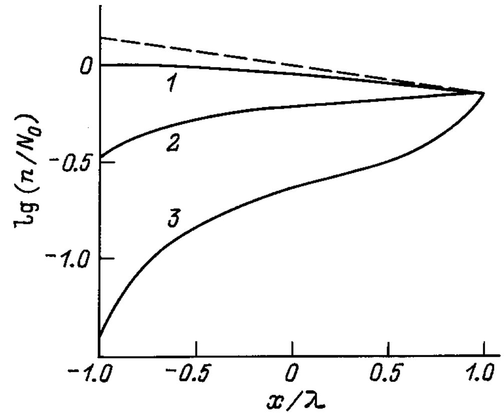


**Рис. 2.** Распределение концентарции ЭДП по толщине образца InSb при $\Delta T = -10$ K, $T_0 = 100$ K, $S_- = 0$, $S_+ \to \infty$ и K: *1* — 0, *2* — 100, *3* — 400.

Рассмотрим пластину полупроводника, поверхность $x = a$ которой находится в тепловом контакте с термостатом с температурой $T_+$, а поверхность $x = -a$ — с термостатом с температурой $T_-$. Предположим, что толщина образца значительно больше длины остывания электронв (дырок) [4]. Тогда температуры всех квазичастиц совпадают [5] и

$$T(x) = T_0 + \frac{\Delta T}{2}\frac{x}{a}, \tag{4}$$

где $T_0 = \frac{1}{2}(T_+ + T_-)$, $\Delta T = T_+ - T_-$, $2a$ — толщина образца.

Проводя для собственного полупроводника итерационную процедуру по предложенной в [2] схеме и учитывая условие $j_n^x + j_p^x = 0$ [6], получаем

$$j_n^x = \frac{eDN_0}{\lambda}\left[\frac{d\tilde{\nu}}{d\xi} + 2\varphi\tilde{\nu} + \beta\cdot \mathrm{e}^{\alpha\xi}\right], \tag{5}$$

где $\xi = \frac{x}{\lambda}$, $u = \frac{a}{\lambda}$, $\alpha = \frac{E_g\Delta T}{4uT_0^2}$, $\varphi = (q_n + q_p + K + 2)\frac{\Delta T}{8uT_0}$, $\tilde{\nu} = \frac{\Delta n}{N_0}$, $K = K_n + K_p$, $\beta = 2\varphi + \alpha + \frac{3}{4}\frac{\Delta T}{uT_0}$, $D = \frac{2\mu_n\mu_p}{\mu_n+\mu_p}\frac{T_0}{e}$ — амбиполярный коэффициент диффузии, $\Delta n$ — концентрация неравновесных ЭДП, $\lambda$ — диффузионная длина, $\tau$ — время жизни ЭДП, $N_0$ — равновесная концентрация носителей при $x = 0$. Зависимость равновесной концентрации от координаты описывается выражением

$$n_0(\xi) = N_0\mathrm{e}^{\alpha\xi}. \tag{6}$$

Решив диффузионное уравнение [6]

$$\frac{1}{e}\frac{dj_n^x}{dx} - \frac{\Delta n}{\tau} = 0, \tag{7}$$

для полной концентрации $\nu = \frac{n_0(\xi)+\Delta n}{N_0}$ получаем

$$\nu = \frac{\beta}{1-\alpha(2\varphi+\alpha)}\left[A_1\mathrm{e}^{r_1\xi} + A_2\mathrm{e}^{r_2\xi} + \alpha\mathrm{e}^{\alpha\xi}\right] + \mathrm{e}^{\alpha\xi}, \tag{8}$$

где $r_1 = -\varphi + \sqrt{\varphi^2+1}$, $r_2 = -\varphi - \sqrt{\varphi^2+1}$.

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

$$\frac{1}{e}j_n^x\big|_{x=\pm a} = \mp S_\pm \Delta n\big|_{x=\pm a}, \tag{9}$$

где $S_\pm$ — скорость поверхностной рекомбинации (СПР) на гранях $x = \pm a$ образца.

Для наиболее интересного случая максимальной асимметрии граничных условий ($S_- = 0$, $S_+ \to \infty$) $A_{1,2}$ имеют вид

$$A_1 = -\frac{\alpha r_1\exp(\alpha - r_2)u + \exp(r_2 - \alpha)u}{r_1\exp(r_1 - r_2)u - r_2\exp(r_2 - r_1)u},$$

$$A_2 = \frac{\alpha r_2\exp(\alpha - r_1)u + \exp(r_1 - \alpha)u}{r_1\exp(r_1 - r_2)u - r_2\exp(r_2 - r_1)u}. \tag{10}$$

Результаты вычисления по формулам (8), (10) распределения концентрации ЭДП в образцах InSb толщиной $2\lambda$ приведены на рис. 1 и 2.

Как видно из рис. 1, в отсутствие увлечения (кривая *1*) под действием потока тепла фононов, или, иначе говоря, термодинамической внешней силы, носители сносятся с холодной грани $x = -\lambda$ с малой СПР. При этом полная концентрация на холодной грани увеличивается, а ее зависимость от $x$ остается, как и равновесной, монотонно возрастающей. Заметим, что в достаточно тонких образцах ($2a \ll \lambda$) в отсутствие увлечения полная концентрация, как следует из (8), (10), практически не зависит от координаты и равна равновесной концентрации ЭДП на грани с большой СПР.

При наличии увлечения (рис. 1, кривые *2, 3*) под действием значительной термодинамической внешней силы вынос ЭДП на холодную грань возрастает, а зависимость полной концентрации от координаты $x$ становится монотонно убывающей. Значительно возрастает также электропроводность образца: при $K = 100$ — в 1.9 раз, а при $K = 400$ — в 4.55 раз по сравнению с равновесной.

По тем же причинам при изменении знака градиента температуры (рис. 2) происходит снос ЭДП к грани с большой СПР, где они эффективно рекомбинируют. Вследствие этого, как в объеме, так и на "теплой" поверхности $x = -\lambda$ имеет место уменьшение концентрации ЭДП. Рост увлечения приводит как к изменению функциональной зависимости $n(x)$ с убывающей (кривая *1*) на возрастающую (кривые *2, 3*), так и к значительному уменьшению электропроводности образца: при $K = 100$ — в 1.7 раз, при $K = 400$ — в 4 раза.

Таким образом, увлечение ЭДП фононами приводит к значительному изменению распределения концентрации носителей тока под действием градиента температуры решетки.

## Список литературы

[1] А.М. Конин, А.П. Сашук. ФТП (направлено в печать).
[2] Ю.Г. Гуревич, О.Л. Машкевич. ФТП, **24**, 1327 (1990).
[3] Ф.Г. Басс, В.С. Бочков, Ю.Г. Гуревич. *Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках* (М., 1984).
[4] Ф.Г. Басс, В.С. Бочков, Ю.Г. Гуревич. ФТП, **7**, 3 (1973).
[5] В.С. Бочков, Ю.Г. Гуревич. ФТП, **17**, 728 (1983).
[6] А.М. Конин, В.Г. Рудайтис, А.П. Сашук. Лит. физ. сб., **30**, 285 (1990).

*Редактор В.В. Чалдышев*

## Thermogradient concentration effect in a bipolar semiconductor under charge carrier drag by phonons

A.M. Konin

Institute of Physics of Semiconductors,
2600 Vilnius, Lithuania