

Термоэдс в биполярном полупроводнике при увлечении носителей тока фононами

© А. Конин, Р. Рагютис

Институт физики полупроводников,
2600 Вильнюс, Литва

(Получена 27 января 2000 г. Принята к печати 16 марта 2000 г.)

Получено выражение, описывающее термоэдс в полупроводниковом образце при малых отклонениях концентраций носителей заряда от равновесных и произвольной степени увлечения электронно-дырочных пар фононами. Показано, что при наличии термоувлечения величина термоэдс значительно изменяется в образце любых размеров. При определенных условиях может измениться также знак термоэдс.

В работе [1] было показано, что вычисление термоэдс в биполярном полупроводнике в принципе отличается от случая монополярного полупроводника. Обобщенная в работе [2] теоретическая модель [1] доказала принципиальную зависимость термоэдс от поверхностных параметров полупроводника в образце любых размеров.

Однако в этих работах рассмотрен случай, когда отсутствует влияние анизотропной части функции распределения фононов на анизотропию функций распределения электронов и дырок, т. е. на термоувлечение электронно-дырочных пар (ЭДП) фононами [3]. Это 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, которое приводит к увеличению коэффициентов термоэдс электронов и дырок [4]. Это в свою очередь должно привести к изменению термоэдс.

Развитию теоретической модели [2] на случай термоувлечения ЭДП фононами и посвящена настоящая работа.

В дальнейшем рассмотрим область температур, когда выполняется условие $\nu_{ff} \gg \nu_{fe}$ [3], где ν_{ff} — частота столкновений фононов с фононами, ν_{fe} — частота столкновений фононов с носителями тока. В этом случае система кинетических уравнений для электронов, дырок и фононов решается аналитически [3], а термоувлечение имеет место при условии

$$B_{n(p)} = \frac{es^2}{\mu_{n(p)}kT\nu_{fd}} \gg 1, \quad (1)$$

где $B_{n(p)}$ — коэффициент увлечения электронов (дырок), $\mu_{n(p)}$ — подвижность электронов (дырок), e — заряд дырки, s — скорость звука в полупроводнике, k — постоянная Больцмана, T — температура решетки, ν_{fd} — частота столкновений фононов с дефектами.

Рассмотрим пластину полупроводника, поверхность $x = a$ которой находится в тепловом контакте с термостатом с температурой T_2 , а поверхность $x = -a$ — с термостатом с температурой T_1 . Предположим, что толщина образца значительно больше длины остывания электронов и дырок [5]. Тогда температуры всех квазичастиц совпадают [6] и

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

где $T_0 = (T_1 + T_2)/2$, $\Delta T = T_2 - T_1$, $2a$ — толщина образца.

Согласно [2], нахождение термоэдс сводится к решению системы уравнений

$$\frac{1}{e} \frac{dj_n^x}{dx} - \frac{\delta n}{\tau_n} = 0, \quad \frac{1}{e} \frac{dj_p^x}{dx} + \frac{\delta p}{\tau_p} = 0,$$

$$\frac{d^2(\delta\varphi)}{dx^2} = \frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0}(\delta n - \delta p) \quad (3)$$

с граничными условиями

$$\frac{1}{e} j_n^x|_{x=\pm a} = \mp S_n^\pm \delta n|_{x=\pm a}, \quad \frac{1}{e} j_p^x|_{x=\pm a} = \pm S_p^\pm \delta p|_{x=\pm a},$$

$$\frac{1}{e} (\xi_p^\pm \delta F_p - \xi_n^\pm \delta F_n)|_{x=\pm a} = (\xi_n^\pm + \xi_p^\pm)(\varphi_\pm - \delta\varphi)|_{x=\pm a}. \quad (4)$$

Здесь j_n^x, j_p^x — плотности токов электронов и дырок; $\delta n, \delta p, \delta F_n, \delta F_p$ — неравновесные концентрации и соответствующие им химические потенциалы электронов и дырок; $S_{n,p}^\pm$ — скорости поверхностной рекомбинации этих же квазичастиц; $\xi_{n,p}^\pm = \lim_{x \rightarrow \pm a} \sigma_{n,p}$ — поверхностные проводимости электронов и дырок; $\delta\varphi$ — электрический потенциал, обусловленный неравновесными носителями, $\varphi_+ = \varphi(a + 0)$, $\varphi_- = \varphi(-a - 0)$; $\tau_{n,p}$ — время жизни неравновесных электронов (дырок).

В линейном по ΔT приближении выражения для электронного и дырочного токов имеют вид [1,4]

$$\begin{aligned} j_n^x &= en_0\mu_n \left[\frac{1}{e} \frac{d}{dx} (\delta F_n - e\delta\varphi) - \tilde{\alpha}_n \frac{\Delta T}{2a} \right], \\ j_p^x &= -ep_0\mu_p \left[\frac{1}{e} \frac{d}{dx} (\delta F_p + e\delta\varphi) + \tilde{\alpha}_p \frac{\Delta T}{2a} \right], \end{aligned} \quad (5)$$

где $\tilde{\alpha}_{n,p}$ — коэффициенты термоэдс с учетом увлечения ЭДП фононами. В невырожденном полупроводнике

$$\begin{aligned} \tilde{\alpha}_n &= -\frac{k}{e} \left(q_n + \frac{5}{2} - \frac{F_n}{kT} + B_n \right), \\ \tilde{\alpha}_p &= \frac{k}{e} \left(q_p + \frac{5}{2} - \frac{F_p}{kT} + B_p \right), \end{aligned} \quad (6)$$

где q_n, q_p — параметры, характеризующие механизмы релаксации импульса электронов и дырок [3], причем обычно $q_n = q_p$; $F_{n,p}$ — химические потенциалы тех же квазичастиц; $\xi_{n,p}^+ = \xi_{n,p}^- = \xi_{n,p}$.

В дальнейшем рассмотрим случай малого отклонения концентраций от равновесных $\delta n \ll n_0$, $\delta p \ll p_0$, где n_0, p_0 — равновесные концентрации носителей. При этом $\delta F_n = kT\delta n/n_0$, $\delta F_p = kT\delta p/p_0$. Кроме того, считаем, для простоты, граничные условия симметричными $S_n^+ = S_n^- = S_n$, $S_p^+ = S_p^- = S_p$, $\xi_n^+ = \xi_n^- = \xi_n$, $\xi_p^+ = \xi_p^- = \xi_p$.

Решив уравнения (3)–(5), получаем для термоэдс $\Delta\varphi = \varphi_+ - \varphi_-$ получаем

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= -D^{-1}\Delta T \left[(1 + \theta)(\tilde{\alpha}_n + \beta\eta\gamma\tilde{\alpha}_p) \right. \\ &\quad \left. + (\tilde{\alpha}_n - \tilde{\alpha}_p)(\beta\gamma\eta - \theta)u^{-1} \tanh u \right. \\ &\quad \left. + (1 + \beta)(\tilde{\alpha}_n\nu_p + \gamma\eta\theta\tilde{\alpha}_p\nu_n) \operatorname{th} u \right], \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$D = (1 + \theta)(1 + \beta\gamma\eta) + (1 + \beta)(\nu_p + \gamma\eta\theta\nu_n) \operatorname{th} u,$$

$\beta = p_0/n_0$, $\gamma = \mu_p/\mu_n$, $\eta = \tau_p/\tau_n$, $\theta = \xi_p/\xi_n$, $u = a/\lambda$, $\nu_{n,p} = S_{n,p}\tau_{n,p}/\lambda$, λ — диффузионная длина [2].

Как видно из (6), увлечение ЭДП фононами приводит к увеличению коэффициентов термоэдс $\tilde{\alpha}_n$ и $\tilde{\alpha}_p$, а следовательно, к изменению термоэдс (7). Причем зачастую $\mu_n \neq \mu_p$, поэтому изменения $\tilde{\alpha}_n$ и $\tilde{\alpha}_p$ неодинаковы. Например, в InSb $B_p \approx 100B_n$ и при $B_n = 1 \div 5$ $|\tilde{\alpha}_p| \gg |\tilde{\alpha}_n|$, в то время как в отсутствие увлечения $|\tilde{\alpha}_p| \approx |\tilde{\alpha}_n|$.

В заключение отметим, что в данной работе термоэдс найдена при малом отклонении концентраций от равновесных. В то же время известно [4], что в собственном полупроводнике при увлечении возможно значительное перераспределение концентрации ЭДП по толщине образца. Это приводит к существенному изменению химических потенциалов носителей тока, а следовательно [1], и термоэдс.

Список литературы

- [1] Yu.G. Gurevich, O.Yu. Titov, G.N. Logvinov, O.I. Lyubimov. Phys. Rev. B, **51**, 6999 (1995).
- [2] А.М. Конин, Р. Рагуотис. Semicond. Sci. Technol. (в печати, 2000).
- [3] Ф.Г. Басс, В.С. Бочков, Ю.Г. Гуревич. *Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках* (М., Наука, 1984).
- [4] А.М. Конин. ФТП, **31**, 692 (1997).
- [5] Ф.Г. Басс, В.С. Бочков, Ю.Г. Гуревич. ФТП, **7**, 3 (1973).
- [6] В.С. Бочков, Ю.Г. Гуревич. ФТП, **17**, 728 (1983).

Редактор Т.А. Полянская

The thermoelectromotive force in a bipolar semiconductor under charge carrier drag by phonons

A. Konin, R. Raguotis

The Institute for Physics of Semiconductors,
2600 Vilnius, Lithuania