

Влияние искривления зон энергии на нестационарную эдс Дембера в биполярных полупроводниках

© А. Конин[¶]

Институт физики полупроводников,
LT-01108 Вильнюс, Литва

(Получена 14 июня 2006 г. Принята к печати 27 марта 2007 г.)

Развита теория нестационарной эдс Дембера в биполярных полупроводниках, учитывающая реальные граничные условия на металлическом контакте и искривление зон энергии у поверхности образца. Показано, что поверхностный потенциал может значительно изменить величину эдс Дембера, а также ее фазочастотную характеристику.

PACS: 73.20.At, 73.40.Cg, 73.50.Gr, 73.50.Pz

1. Введение

В большинстве работ, посвященных построению теории эдс Дембера [1,2], использовалось так называемое приближение квазинейтральности. В [3] эдс Дембера вычислена с учетом объемного дебаевского заряда в случае, когда поверхности полупроводникового образца контактируют с газом (вакуумом). Однако для вывода эдс во внешнюю цепь обычно используются металлические контакты. Металлические контакты изменяют граничные условия на освещаемой поверхности — фотоиндуцированные электроны могут переходить из полупроводника в металл. Кроме того, при контакте металла с полупроводником в последнем возникает искривление зон энергии [4] и появляется область пространственного заряда (ОПЗ) [5]. Электрическое поле ОПЗ влияет на движение фотоиндуцированных носителей и, следовательно, должно оказывать влияние на формирование эдс Дембера. Строго говоря, между контактами измеряется фотоэдс, обусловленная эффектом Дембера и неравновесным зарядом, возникающим вблизи поверхности полупроводника. В дальнейшем для краткости будем ее называть просто эдс Дембера.

Работа посвящена развитию теории нестационарной эдс Дембера в биполярных полупроводниках, учитывающей искривление зон энергии у поверхности образца.

2. Теория

Рассмотрим пластину $0 \leq x \leq L$ из полупроводника с биполярной проводимостью, поверхность $x = 0$ которого освещается сильно поглощаемым светом. Предполагается, что интенсивность света модулирована во времени: $I = I_0 + I_1 \cos(\omega t)$, где ω — частота модуляции светового потока, t — время. В дальнейшем анализируется только нестационарная эдс, амплитуда которой пропорциональна I_1 , причем решение задачи удобно искать в комплексном виде. Толщина пластины L значительно больше диффузионной длины (см. далее).

Поверхность $x = 0$ имеет электрический контакт с полупрозрачным металлическим электродом. Второй металлический электрод, нанесенный на поверхность $x = L$, заземлен. В дальнейшем рассмотрим случай слабого возбуждения носителей тока светом.

Неравновесные концентрации электронов δn , дырок δp и неравновесный электрический потенциал $\delta\varphi$ находим из решения уравнения непрерывности [3,6] и уравнения Пуассона:

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} = \frac{1}{e} \frac{\partial j_n}{\partial x} - \frac{\delta n}{\tau_n} - \frac{\delta p}{\tau_p}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \delta p}{\partial t} = -\frac{1}{e} \frac{\partial j_p}{\partial x} - \frac{\delta n}{\tau_n} - \frac{\delta p}{\tau_p}, \quad (2)$$

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

где $(-e)$ — заряд электрона, j_n и j_p — плотности токов электронов и дырок, τ_n и τ_p — параметры, характеризующие объемную рекомбинацию электронов и дырок, ε — диэлектрическая проницаемость полупроводника, ε_0 — электрическая постоянная. Выражения для темпов рекомбинации получены в [3] на основе термодинамики необратимых процессов, а в [6] на основании модели Шокли–Рида и закона сохранения заряда.

Выражения для электронного и дырочного токов в линейном приближении по малым параметрам $|\delta n|/n_0 \ll 1$, $|\delta p|/p_0 \ll 1$, $|e\delta\varphi/kT| \ll 1$ имеют вид [7,8]

$$j_n = -e\mu_n n_{\text{eq}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\delta\varphi - \frac{kT}{e} \frac{\delta n}{n_{\text{eq}}} \right),$$

$$j_p = -e\mu_p p_{\text{eq}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\delta\varphi + \frac{kT}{e} \frac{\delta p}{p_{\text{eq}}} \right), \quad (4)$$

где μ_n (μ_p) — подвижность электронов (дырок), k — постоянная Больцмана, T — температура образца, $n_{\text{eq}}(x)$, $p_{\text{eq}}(x)$, $\varphi_{\text{eq}}(x)$ — равновесные концентрации носителей тока и равновесный потенциал, n_0 (p_0) — равновесные концентрации электронов (дырок) в объеме образца. Выражения для $n_{\text{eq}}(x)$, $p_{\text{eq}}(x)$, $\varphi_{\text{eq}}(x)$ в некоторых частных случаях приведены в [4]. Заметим, что

[¶] E-mail: konin@pfi.lt

$\delta\varphi - kT\delta n/en_{\text{eq}} = \delta\tilde{\varphi}_n$ — неравновесный электрохимический потенциал электронов, $\delta\varphi + kT\delta p/en_{\text{eq}} = \delta\tilde{\varphi}_p$ — неравновесный электрохимический потенциал дырок.

Поскольку диффузионная длина значительно превосходит длину Дебая, решение (1)–(3) можно искать в виде суммы двух мод [3,7] — диффузионно-рекомбинационной (DR) и экранирующей (S) (этим модам соответствуют индексы R и S):

$$\delta n = (\delta n_R + \delta n_S) \exp(i\omega t), \quad \delta p = (\delta p_R + \delta p_S) \exp(i\omega t),$$

$$\delta\varphi = (\delta\varphi_R + \delta\varphi_S) \exp(i\omega t). \quad (5)$$

Для вычисления DR-моды необходимо решить уравнения (1)–(4) с учетом условия квазинейтральности. При этом можно положить $n_{\text{eq}} = n_0$, $p_{\text{eq}} = p_0$ и $\varphi_{\text{eq}} = 0$, так как зависимость равновесных концентраций и потенциала от координаты x имеет место в тонком приповерхностном слое, толщина которого порядка длины Дебая [4]. Получаем:

$$\delta n_R = A \exp\left(-\frac{x}{\lambda_\omega}\right),$$

$$\delta p_R = A[1 - \beta(1 + i\omega\tau)] \exp\left(-\frac{x}{\lambda_\omega}\right), \quad (6)$$

$$\delta\varphi_R = A \frac{kT}{e} \frac{(\mu_n - \mu_p)}{(n_0\mu_n + p_0\mu_p)} \exp\left(-\frac{x}{\lambda_\omega}\right), \quad (7)$$

где $\lambda = \sqrt{D\tau}$ — диффузионная длина,

$$D = \frac{kT}{e} \frac{(n_0 + p_0)\mu_n\mu_p}{(n_0\mu_n + p_0\mu_p)}$$

— коэффициент диффузии, $\tau = \tau_n\tau_p/(\tau_n + \tau_p)$ — время жизни электронно-дырочных пар в объеме образца, $\lambda_\omega = \lambda/\sqrt{1 + i\omega\tau}$,

$$\beta = \frac{(\mu_n - \mu_p)}{(n_0\mu_n + p_0\mu_p)} \frac{\varepsilon\varepsilon_0 kT}{e^2\lambda^2}.$$

Условие квазинейтральности выполняется, так как $\beta \sim r_D^2/\lambda^2 \ll 1$ (r_D — длина экранирования Дебая).

Уравнения непрерывности для S-моды принимают вид [3,7]

$$\frac{dj_{nS}}{dx} = 0, \quad \frac{dj_{pS}}{dx} = 0. \quad (8)$$

Решая (8) с учетом (4), получаем

$$\delta n_S = \frac{en_{\text{eq}}}{kT} \delta\varphi_S,$$

$$\delta p_S = -\frac{ep_{\text{eq}}}{kT} \delta\varphi_S. \quad (9)$$

В дальнейшем рассмотрим область частот $\omega \ll \tau_M^{-1}$, где τ_M — время релаксации Максвелла. Граничные условия

в этом случае имеют вид [9]

$$\frac{1}{e} j_p|_{x=0} = -v\delta p|_{x=0} + G \exp(i\omega t), \quad (10)$$

$$\delta n|_{x=0} = 0, \quad (11)$$

$$\delta\varphi_M|_{x=0} = \delta\varphi|_{x=0}, \quad (12)$$

где v — скорость поверхностной рекомбинации (СПР), G — скорость генерации электронно-дырочных пар (ЭДП) на поверхности $x = 0$, $\delta\varphi_M$ — изменение электрического потенциала металлического контакта.

Остановимся более подробно на формулировке граничных условий (см. [9]), так как это имеет принципиальное значение для результатов работы.

Интегрируя уравнение непрерывности (2) по x от $-\Delta$ до Δ и устремив Δ к нулю, с учетом генерации ЭДП на поверхности $x = 0$ получаем [9]

$$\frac{1}{e} j_p|_{x=0} = -v\delta p|_{x=0} - v\delta n|_{x=0} + G(t). \quad (13)$$

Из (13) и (11) (см. далее) вытекает граничное условие (10). Отметим, что в рассматриваемом случае (см. [9]) толщина переходного слоя, которая и является собственно границей, значительно меньше длины Дебая. Поэтому в нашем случае v — это реальная СПР на поверхности полупроводника в отличие от теоретических моделей, основанных на условии квазинейтральности.

Проинтегрируем уравнение Пуассона (3) по x от $-\Delta$ до ξ и по ξ от $-\Delta$ до Δ и устремим Δ к нулю. В результате получаем граничное условие (12).

Проинтегрируем уравнения непрерывности по x от ξ до Δ и по ξ от $-\Delta$ до Δ и устремим Δ к нулю. После ряда преобразований получаем (см. [9])

$$\delta\varphi_M|_{x=0} = \delta\varphi|_{x=0} - \frac{kT}{e} \frac{\delta n}{n_{\text{eq}}}|_{x=0}, \quad (14)$$

т.е. изменение электрического потенциала металлического контакта равно неравновесному электрохимическому потенциалу электронов на поверхности $x = 0$. Из (14) и (12) вытекает граничное условие (11). При выводе (10)–(12) учтено, что поверхностная рекомбинация в металле отсутствует, химический потенциал металла не меняется, электроны могут переходить из полупроводника в металл, а дырки не могут.

Из (9) с учетом граничного условия (12) и соотношений [4]

$$n_{\text{eq}}(0) = n_0 \exp(e\varphi^S/kT), \quad p_{\text{eq}}(0) = p_0 \exp(-e\varphi^S/kT)$$

находим

$$\delta p_S(0) = -\frac{p_{\text{eq}}(0)}{n_{\text{eq}}(0)} \delta n_S(0) = \frac{p_0}{n_0} \delta n_R(0) \exp\left(-\frac{2e\varphi^S}{kT}\right), \quad (15)$$

где φ^S — поверхностный потенциал (ПП).

Так как диффузионный поток дырок равен

$$\frac{1}{e} j_p = -D \frac{d\delta p_R}{dx},$$

то из (15) и граничного условия (11) получаем

$$A = \frac{G\lambda}{D} F_\omega, \quad (16)$$

где $F_\omega = [\sqrt{1 + i\omega\tau} + S_{\text{eff}}]^{-1}$,

$$S_{\text{eff}} = \frac{v\tau}{\lambda} \left[1 + \frac{p_0}{n_0} \exp\left(-\frac{2e\varphi^S}{kT}\right) \right]$$

— нормированная эффективная СПР. Выражение для F_ω удобно записать в следующем виде:

$$F_\omega = |F_\omega| \exp(i\alpha), \quad (17)$$

где

$$|F_\omega| = \frac{2C_\omega}{\sqrt{C_\omega^2(C_\omega + S_{\text{eff}})^2 + \omega^2\tau^2}}, \quad (18)$$

$$\alpha = -\arctg \frac{\omega\tau}{2C_\omega(C_\omega + S_{\text{eff}})}, \quad (19)$$

$$C_\omega = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \sqrt{1 + \omega^2\tau^2}}. \quad (20)$$

В рассматриваемом случае эдс Дембера φ_D равна неравновесному электрическому потенциалу металлического контакта. Из (5) и граничного условия (12) имеем

$$\varphi_D = [\delta\varphi_R(0) + \delta\varphi_S(0)] \exp(i\omega t). \quad (21)$$

Из (9), (16) и граничного условия (11) получаем

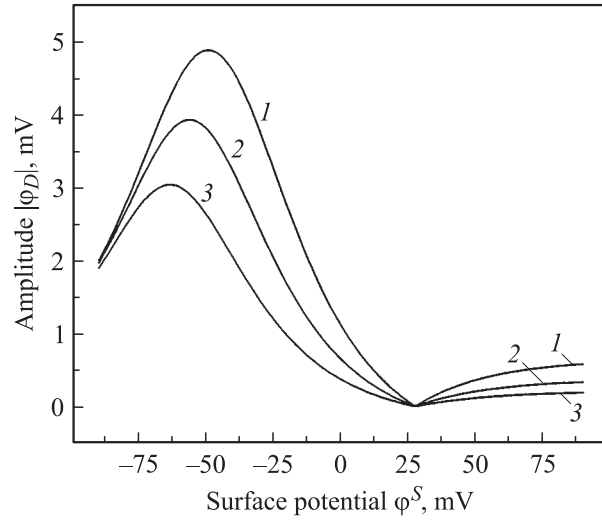
$$\begin{aligned} \delta\varphi_S(0) &= \frac{kT}{en_{\text{eq}}(0)} \delta n_S(0) = -\frac{kT}{en_{\text{eq}}(0)} \delta n_R(0) \\ &= -\frac{G\lambda}{eD} \frac{kTF_\omega}{n_0} \exp\left(-\frac{e\varphi^S}{kT}\right). \end{aligned} \quad (22)$$

Окончательно из (7), (16), (21) и (22) находим

$$\begin{aligned} \varphi_D &= \frac{G\lambda}{D} \frac{kT}{en_0} \left[\frac{n_0(\mu_n - \mu_p)}{n_0\mu_n + p_0\mu_p} \right. \\ &\quad \left. - \exp\left(-\frac{e\varphi^S}{kT}\right) \right] |F_\omega| \exp i(\omega t + \alpha). \end{aligned} \quad (23)$$

3. Обсуждение результатов

Из (18) и (23) следует, что амплитуда эдс Дембера монотонно уменьшается с ростом частоты. В области низких частот ($\omega \ll \tau^{-1}$) из (18) получаем $|F_\omega| \approx (1 + S_{\text{eff}})^{-1}$, т.е. $|\varphi_D|$ от частоты практически не зависит и равна своей стационарной величине [7]. В области высоких частот ($\omega \gg \tau^{-1}$) $|F_\omega| \propto 1/\sqrt{\omega}$, так как характерным временем формирования DR-моды является время жизни ЭДП. Кроме того, из (23) следует,



Зависимость амплитуды эдс Дембера в Ge от ПП при частотах модуляции света ω : 1 — $0.1\tau^{-1}$, 2 — $3\tau^{-1}$, 3 — $10\tau^{-1}$.

что $|\varphi_D|$ немонотонно зависит от ПП. В частности, эдс Дембера обращается в нуль при условии

$$\varphi^S = \varphi_0^S = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_0\mu_n + p_0\mu_p}{n_0(\mu_n - \mu_p)}$$

независимо от частоты модуляции света. В случае малой СПР ($v \ll \lambda/\tau$) $|\varphi_D|$ имеет максимум при $\varphi^S = \varphi_M^S < 0$. В области низких частот

$$\varphi_M^S \approx -\frac{kT}{e} \ln \left[\sqrt{\frac{n_0\lambda}{p_0v\lambda} + 1} + \frac{n_0(\mu_n - \mu_p)}{n_0\mu_n + p_0\mu_p} \right].$$

Зависимость амплитуды эдс Дембера от ПП для Ge ($T = 312\text{ K}$, $\lambda = 0.1\text{ см}$, $r_D = 3.5 \cdot 10^{-5}\text{ см}$, $G = 4.5 \cdot 10^{15}\text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, $v = 20\text{ см/с}$) при различных частотах приведена на рисунке. Из рисунка видно, что максимум $|\varphi_D|$ значительно превосходит классическую амплитуду эдс Дембера, равную $0.66|F_\omega^*| \text{ мВ}$ ($|F_\omega^*|$ равняется $|F_\omega|$ при $\varphi^S \gg kT/e$). Величина φ_M^S уменьшается с ростом частоты ($\varphi_M^S = -49\text{ мВ}$ при $\omega = 0.1\tau^{-1}$ и $\varphi_M^S = -63\text{ мВ}$ при $\omega = 10\tau^{-1}$).

Из (19) и (23) следует, что сдвиг фазы эдс Дембера по отношению к фазе модуляции света существенным образом зависит от ПП. При $\varphi^S > \varphi_0^S$ сдвиг фазы изменяется от нуля на низких частотах до $-\pi/4$ на высоких частотах. Если же $\varphi^S < \varphi_0^S$, то сдвиг фазы изменяется от $-\pi$ (при $\omega \ll \tau^{-1}$) до $-5\pi/4$ (при $\omega \gg \tau^{-1}$). Таким образом, на низких частотах эдс Дембера изменяется в фазе с модуляцией света, если $\varphi^S > \varphi_0^S$, и в противофазе, если $\varphi^S < \varphi_0^S$.

4. Заключение

Развита теория нестационарной эдс Дембера в биполярных полупроводниках, учитывающая искривление зон энергии у поверхности образца. Показано, что в

случае малой скорости поверхностной рекомбинации амплитуда эдс Дембера, а также фазочастотная характеристика существенным образом зависят от поверхностного потенциала.

Список литературы

- [1] L. Kronik, Y. Shapira. Surf. Sci. Rep., **37**, 1 (1999).
- [2] J.N. Chazalviel. *Coulomb Screening by Mobile Charges* (Birkhäuser, Boston, 1999).
- [3] M. Krčmar, W.M. Saslow. Phys. Rev. B, **65**, 233 313 (2002).
- [4] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Высш. шк., 1975).
- [5] Г.П. Пека. *Физические явления на поверхности полупроводников* (Киев, Вища шк., 1984).
- [6] И.Н. Воловичев, Ю.Г. Гуревич. ФТП, **35**, 321 (2001).
- [7] A. Konin. Lithuan. J. Phys., **45**, 373 (2005).
- [8] А. Конин. ФТП, **41** (3), 282 (2007).
- [9] A. Konin. Lithuan. J. Phys., **46**, 233 (2006).

Редактор Л.В. Шаронова

Distortion of energy bands influence on non-steady-state Dember electromotive force in bipolar semiconductors

A. Konin

Semiconductor Physics Institute,
LT-01108 Vilnius, Lithuania

Abstract A theory of the non-steady-state Dember electromotive force (emf) in bipolar semiconductors taking into account boundary conditions in a real metal–semiconductor junction and distortion of energy bands near semiconductor surface is present. It is shown that the surface potential can change essentially both the amplitude and the phase–frequency characteristics of the Dember emf.