

## Нестационарная термоэдс в многослойных структурах с $p-n$ -переходами

© В.Н. Агарев

Нижегородский государственный университет,  
603600 Нижний Новгород, Россия

(Получена 20 августа 1996 г. Принята к печати 16 декабря 1996 г.)

Показано, что нестационарная термоэдс, возникающая в многослойных структурах с  $p-n$ -переходами с характерными временами нарастания и спада порядка секунды, может на несколько порядков превышать стационарную термоэдс в однородном полупроводнике. Подобный эффект может наблюдаться как в поликристаллических пленках, так и в искусственно созданных многослойных структурах с  $p-n$ -переходами с тонкими слоями и может быть использован для создания сверхчувствительных датчиков температуры.

Многослойные структуры с  $p-n$ -переходами (МС) с числом слоев порядка  $10^4 \text{ см}^{-1}$  являются удачной моделью поликристаллических пленок, обладающих эффектом аномального фотонапряжения (АФН) [1–3]. Кроме этого МС представляют интерес и для создания новых полупроводниковых приборов.

Специфический эффект памяти в МС, рассмотренный Стафеевым в [4], состоит в том, что после выключения большого напряжения на МС и закорачивания структуры заряд на барьерных емкостях  $p-n$ -переходов перераспределяется таким образом, что все  $p-n$ -переходы оказываются включенными в обратном направлении. Дальнейшая релаксация заряда на барьерных емкостях происходит под действием токов тепловой генерации за времена, существенно превышающие время жизни неосновных носителей заряда. Если при этом токи соседних  $p-n$ -переходов отличаются (например, при неоднородной засветке, как в АФН пленках), то на МС возникает нестационарное напряжение, максимальное значение которого может превышать величину  $m\varphi$  [5,6], где  $2m$  — число слоев в МС,  $\varphi$  — контактная разность потенциалов между  $p$ - и  $n$ -областями.

В настоящей работе мы рассмотрим нестационарное напряжение, возникающее в МС с предварительно заряженными барьерными емкостями  $p-n$ -переходов при условии постоянного градиента температуры поперек слоев (т.е. вдоль МС).

Рассмотрим МС, состоящую из  $2m$   $p$ - и  $n$ -слоев, размеры которых существенно меньше диффузионной длины неосновных носителей заряда. Если МС создана на основе широкозонных полупроводников, то токи тепловой генерации в  $p-n$ -переходах будут превышать токи тепловой генерации в квазинейтральных областях.

Релаксация заряда на  $j$ -ом  $p-n$ -переходе, обусловленная током тепловой генерации в слое объемного заряда, будет

$$\frac{dQ_j}{dt} = -\frac{qn_0(L(U)_j - L_0)}{\tau_0} = -\frac{n_0}{N\tau_0}(2Q_2 - Q_0), \quad (1)$$

где  $N_a = N_d = N$  — концентрация примеси в  $p$ - и  $n$ -областях,  $n_0, \tau_0$  — концентрация и время жизни носителей заряда в собственном полупроводнике,

$L(U)_j, Q_j$  — толщина и заряд  $p-n$ -перехода при нулевом напряжении,  $Q_0 = qNL_0$  — стационарный заряд ионизованной примеси в  $p$ - или  $n$ -области,  $q$  — заряд электрона.

Решая (1), получим

$$Q_j(t) = \left(\frac{Q_0}{2}\right) \sqrt{1 + \frac{U_j(t)}{\varphi}} = \left(Q(0) - \frac{Q_0}{2}\right) \exp\left(\frac{-t}{\tau_j}\right) + \frac{Q_0}{2}. \quad (2)$$

Время релаксации заряда на  $j$ -ом  $p-n$ -переходе

$$\tau_j = \frac{\tau_0 N}{2n_0} = \frac{(\tau_n P_0 + \tau_p N_c) N}{2n_0^2}, \quad (3)$$

где  $\tau_n$  и  $\tau_p$  — времена жизни электронов и дырок соответственно,  $P_v$  и  $N_c$  — плотности состояний в валентной зоне и зоне проводимости, приведенные к уровню рекомбинации. При условии наличия градиента температуры вдоль МС времена релаксации на  $j$  и  $j+1$   $p-n$ -переходах будут различными. Полное термонапряжение на МС без учета краевых эффектов, согласно (2), получается

$$\begin{aligned} \Delta U(t) &= m(U_j - U_{j+1}) \\ &= m\varphi \left[ \frac{2Q(0)}{Q_0} - 1 \right]^2 \left[ \exp\left(\frac{-2t}{\tau_j}\right) - \exp\left(\frac{-2t}{\tau_{j+1}}\right) \right] \\ &\quad + 2m\varphi \left[ \frac{2Q(0)}{Q_0} - 1 \right] \left[ \exp\left(\frac{-t}{\tau_j}\right) - \exp\left(\frac{-t}{\tau_{j+1}}\right) \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Если градиент температуры вдоль МС мал, то  $\Delta\tau = \tau_j - \tau_{j+1} \ll \tau_j = \tau$ , и полное термонапряжение на МС будет

$$\begin{aligned} \Delta U(t) &= m\varphi \frac{2t}{\tau} \frac{\Delta\tau}{\tau} \left\{ \left[ \frac{2Q(0)}{Q_0} - 1 \right]^2 \exp\left(\frac{-2t}{\tau}\right) \right. \\ &\quad \left. + \left[ \frac{2Q(0)}{Q_0} - 1 \right] \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) \right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

Если запасенный заряд на барьерных емкостях существенно превышает равновесный  $(2Q(0)/Q_0) \gg 1$ , то

$\Delta U(t)$  достигает максимума при  $t_{\max} \simeq \tau/2$  и равно

$$\Delta U_{\max} \simeq m\varphi \frac{\Delta\tau}{\tau} \left( \frac{2Q(0)}{Q_0} \right)^2 \frac{1}{e}. \quad (6)$$

При малых градиентах температуры, согласно (3), для  $\Delta\tau$  можно получить

$$\Delta\tau = \frac{\Delta T}{2mT} \left( -\frac{E_g - \Delta E}{kT} \right) \tau, \quad (7)$$

где  $\Delta T$  — разность температур на концах МС,  $\Delta E$  — разность энергий дна зоны проводимости и уровня рекомбинации при  $\tau_p N_c \gg \tau_n P_v$  либо разность энергий уровня рекомбинации и потолка валентной зоны при обратных соотношениях.

Максимальное значение дифференциальной термоэдс получим подставив (7) в (6)

$$\frac{\Delta U_{\max}}{\Delta T} \simeq \left[ \left( \frac{k}{q} \right) \frac{\Delta F}{kT} \right] \left\{ \frac{q\varphi}{\Delta F} \left( -\frac{E_g - \Delta E}{kT} \right) \times \left( \frac{2Q(0)}{Q_0} \right)^2 \frac{1}{2e} \right\}, \quad (8)$$

где  $\Delta F$  — расстояние от уровня Ферми до дна зоны проводимости в невырожденном полупроводнике  $n$ -типа или до потолка валентной зоны для  $p$ -типа. Первый член в квадратных скобках в выражении (8) равен термоэдс в невырожденном полупроводнике. Оценим значение второго члена в фигурных скобках в выражении (8). При  $q\varphi \simeq 10\Delta F$ ,  $E_g - \Delta E \simeq 20kT$  и  $(2Q(0)/Q_0)^2 \simeq 30$  масштабный множитель в фигурных скобках в (8) имеет значение порядка  $10^3$ . Характерное время нарастания термоэдс при  $\tau_0 = 10^{-7}$  с и  $N = 10^7 n_0$  будет  $t_{\max} \simeq 1/2$  с.

Таким образом, в МС с предварительно заряженными барьерными емкостями  $p-n$ -переходов может наблюдаться нестационарная термоэдс, на несколько порядков превышающая стационарную термоэдс в однородном полупроводнике, с характерными временами нарастания и спада порядка секунды. Подобный эффект может наблюдаться как в поликристаллических АФН пленках, так и в искусственно созданных МС с тонкими слоями и может быть использован для создания сверхчувствительных датчиков температуры.

## Список литературы

- [1] Э.И. Адирович, В.М. Рубинов, Ю.М. Юабов. ДАН СССР, **164**, 529 (1965).
- [2] Э.И. Адирович, В.М. Рубинов, Ю.М. Юабов. ДАН СССР, **174**, 545 (1967).
- [3] Э.И. Адирович, Э.М. Матов, Ю.М. Юабов. ДАН СССР, **188**, 1254 (1969).
- [4] В.И. Стафеев. ФТП, **6**, 2134 (1972).
- [5] В.Н. Агарев. Письма в ЖТФ, **3**, вып. 13, 626 (1977).
- [6] В.Н. Агарев. ФТП, **14**, 1018 (1980).

Редактор В.В. Чалдышев

## A non-stationary thermopower in multilayer structures with $p-n$ -junctions

V.N. Agarev

Nizhny Novgorod State University,  
603600 Nizhny Novgorod, Russia