

## Температурная зависимость электрических свойств поликристаллического кремния в темноте и при воздействии солнечного излучения

© К.М. Доцанов

Физико-технический институт Научно-производственного объединения "Физика-Солнце" Академии наук Узбекистана, 700084 Ташкент, Узбекистан

(Получена 8 июля 1996 г. Принята к печати 20 января 1997 г.)

Вычисляются электрическое сопротивление и эффективная подвижность носителей в поликристаллическом кремнии как функции температуры и уровня фотовозбуждения. Теоретические выводы согласуются с известными экспериментальными данными.

В последние годы в связи со все более широким применением поликристаллического кремния (поликремния) в солнечных элементах значительно возрос интерес исследователей к фотоэлектрическим свойствам этого материала (см. в [1,2] библиографию и подробный критический анализ работ, относящихся к этой проблеме). Недавно была предложена новая теория рекомбинации и переноса заряда в фотовозбужденных поликристаллических полупроводниках [3]. В данном сообщении мы хотим показать, что эта теория согласуется с экспериментальными результатами работы [4], где впервые исследована температурная зависимость электрических характеристик поликремния в темноте и при воздействии солнечного излучения.

Как и в [1-3], рассмотрим модельный поликристалл, состоящий из одинаковых кубических зерен, легированных мелкой донорной примесью с концентрацией  $N_d$ . На границах зерен имеются пограничные состояния (ПС) акцепторного типа, распределенные по энергии  $E$  с поверхностной плотностью  $N(E)$ . Захват электронов из объема зерен на ПС приводит к образованию межкристаллитных потенциальных барьеров, которые ограничивают перенос электронов из одного зерна в другое, а при фотовозбуждении поликристалла выполняют также функции рекомбинационных барьеров. Эффект рассеяния электронов непосредственно на самой границе зерен будем моделировать с использованием прямоугольного потенциального барьера высотой  $V_n$  и шириной  $\delta$  ( $\delta$  — "толщина" границы зерен) [2,3,5]. В [2] для достижения согласия теоретических зависимостей с экспериментальными данными работы [4] предполагалось, что  $V_n$  зависит от температуры образца. В рамках рассматриваемой теории это предположение является излишним.

В равновесном состоянии имеем

$$n_{s0} = \int_{E_v}^{E_c} N(E) f(E - F_s) dE, \quad (1)$$

где  $n_{s0}$  — равновесная плотность электронов, захваченных на ПС;  $f(E - F_s)$  — функция распределения Ферми-Дирака;  $F_s = E_c - V_{s0} - kT \ln(N_c/N_d)$  — положение уровня Ферми на границах зерен;  $V_{s0} = e^2 n_{s0}^2 / 8\epsilon_0 \epsilon N_d$  — равно-

весная высота межкристаллитных барьеров. Остальные обозначения стандартные.

При фотовозбуждении поликристалла захват дырок на ПС приводит к уменьшению плотности электронов  $n_s$ , локализованных на границах зерен. Зависимость  $n_s$  от уровня фотовозбуждения можно определить из уравнения [3]

$$N_d \left[ \exp\left(-\frac{V_s}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{V_{s0}}{kT}\right) \right] = G\tau_n, \quad (2)$$

где левая часть определяет прирост концентрации электронов на вершинах межкристаллитных барьеров (на уровне протекания тока);  $V_s = e^2 n_s^2 / 8\epsilon_0 \epsilon N_d$  — высота межкристаллитных барьеров при фотовозбуждении;  $G$  — темп фотогенерации электронно-дырочных пар;  $\tau_n$  — время жизни неравновесных электронов на вершинах межкристаллитных барьеров. При выполнении условия  $L_p \gg n_s/N_d$ , где  $L_p$  — длина диффузии неосновных носителей в объеме зерен, имеем [3]

$$\tau_n = \frac{L_p^2}{v_n S_n (N_s - n_s)} \left[ l + \frac{D_p}{v_p S_p n_s} \exp\left(-\frac{V_s}{kT}\right) \right]^{-1}, \quad (3)$$

где  $v_n$  ( $v_p$ ) — средняя тепловая скорость электронов (дырок);  $S_n$  ( $S_p$ ) — сечение захвата электрона (дырки) на ПС;  $N_s$  — полная плотность ПС;  $l = L_p(a + 1)/(a - 1) + 4L_p^2/d$ ,  $a = \exp(d/L_p)$ ,  $d$  — размер зерен;  $D_p$  — коэффициент диффузии дырок.

Оценки показывают, что при  $N_d > 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и уровнях фотовозбуждения  $G \lesssim 1 \text{ sun}$  ( $1 \text{ sun} = 10^{20} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$  [1,2]) вклад неосновных носителей в перенос заряда пренебрежимо мал. Согласно [3], удельное сопротивление поликристалла ( $\rho$ ) определяется выражениями

$$\rho = \frac{1}{e\mu_n N_d} + \frac{1}{\sigma_c}, \quad (4)$$

$$\sigma_c = \frac{e^2 v_n f^* d}{2kT} [2\bar{D}_n + S_n(N_s - n_s)] \times \left[ G\tau_n + N_d \exp\left(-\frac{V_{s0}}{kT}\right) \right]. \quad (5)$$

Затем  $\mu_n$  — подвижность электронов в объеме зерен;  $f^*$  — фактор моделирования [5,6];  $\bar{D}_n$  — интегральная

прозрачность границы зерен для электронов. Зависимость  $\bar{D}_n$  от температуры определяется выражением

$$\bar{D}_n = \frac{V_n}{kT} \int_0^1 \exp \left[ -\alpha \sqrt{1-\xi} - \frac{V_n}{kT} \xi \right] d\xi - \exp \left( -\frac{V_n}{kT} \right), \quad (6)$$

где  $\alpha = 4\pi\delta\sqrt{2m^*V_n}/h$ ,  $m^*$  — эффективная масса электрона,  $h$  — постоянная Планка. Первый член в (6) определяет туннельный ток электронов сквозь рассеивающий барьер границы зерен, второй — надбарьерный ток.

Для описания темновой электропроводности поликремния в области низких температур необходимо привлечь еще один механизм переноса заряда: прыжковый перенос электронов по межзеренным дефектам [2,6]. Выражение для удельного сопротивления, соответствующее этому механизму, имеет вид [7,8]

$$\rho_h = \rho_0 \sqrt{T} \exp(T_0/T)^{1/2}. \quad (7)$$

В поликремнии экспериментальным данным удовлетворяют  $\rho_0 = 10.15 \text{ Ом} \cdot \text{см}/\text{K}^{1/2}$ ,  $T = 1400 \text{ К}$  [6].

Для эффективного удельного сопротивления  $\rho^*$  и эффективной (холловской) подвижности  $\mu_n^*$  носителей имеем

$$1/\rho^* = 1/\rho + 1/\rho_h, \quad (8)$$

$$\mu^* = 1/e\rho^*N_d. \quad (9)$$

На рис. 1, 2 представлены результаты расчета  $\rho^*(T)$  и  $\mu^*(T)$  в поликремнии при следующих значениях параметров:  $d = 0.1 \text{ см}$ ,  $N_d = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu_n = 350(500 \text{ К}/T) \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  [4];  $E_c - E_v = 1.12 \text{ эВ}$ ,  $D_p = 20 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $L_p = 10^{-2} \text{ см}$ ,  $v_n = v_p = 10^7 \sqrt{T/300\text{К}} \text{ см}/\text{с}$  [2];  $f^* = 0.05$ ,  $\alpha = 5.1$ ;

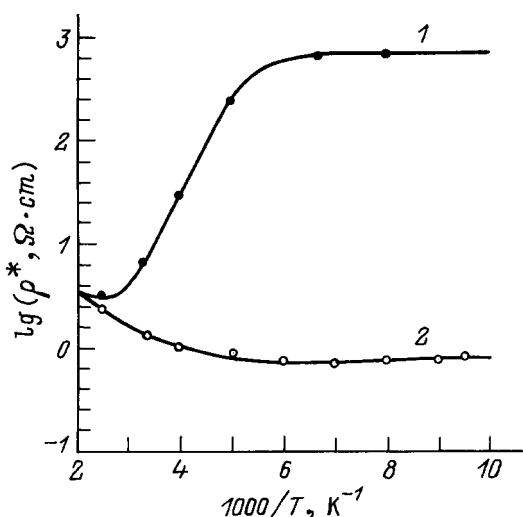


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления поликристаллического кремния: 1 — в темноте ( $G = 0$ ), 2 — при воздействии солнечного излучения ( $G = 1 \text{ sun}$ ). Точки — экспериментальные данные работы [4].

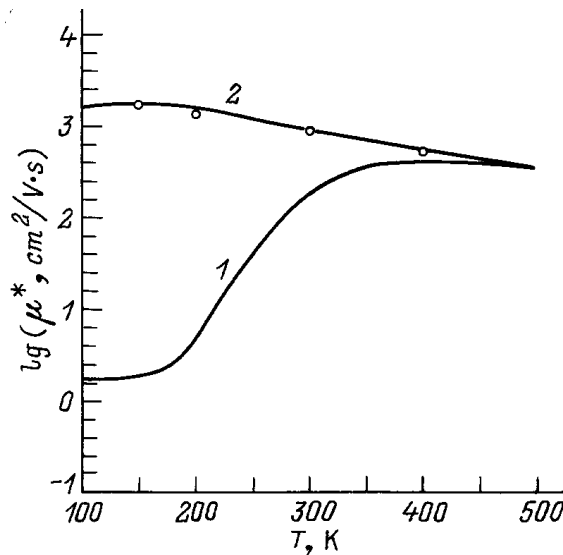


Рис. 2. Температурная зависимость эффективной (холловской) подвижности электронов в поликристаллическом кремнии: 1 — в темноте ( $G = 0$ ), 2 — при воздействии солнечного излучения ( $G = 1 \text{ sun}$ ). Точки — экспериментальные данные работы [4].

$V_n = 0.06 \text{ эВ}$ ,  $S_p = 10^{-13} \text{ см}^2$ ,  $S_n = 7.7 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ ; параметры гауссова распределения плотности ПС:  $N_s = 2.18 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $E_s = E_v + 0.37 \text{ эВ}$ ,  $\Delta E = 0.05 \text{ эВ}$ . Видно, что теоретические зависимости хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Следует отметить, что предложенная в [2] интерпретация экспериментальных результатов работы [4] вызывает сомнение. Предполагаемая в [2] зависимость  $V_n(T)$  получена не из физических соображений, а в результате сопоставления теоретической зависимости  $\rho^*(T, G = 1 \text{ sun})$  с экспериментальными данными (другими словами,  $V_n(T)$  используется в качестве подгоночной функции). Такой подход был бы оправдан, если бы одновременно было показано, что зависимость  $\rho^*(T, G = 0)$ , вычисленная при той же зависимости  $V_n(T)$  и тех же значениях параметров, согласуется с экспериментальными данными. Однако в [2] темновая электропроводность не рассматривается. Ранее в [3] было указано и на другие некорректности теории [1,2]. Представляется, что в данном сообщении приведено наиболее убедительное объяснение экспериментальных результатов работы [4].

### Список литературы

- [1] D.P. Joshi, D.P. Blatt. IEEE Trans. Electron. Dev., **37**, 237 (1990).
- [2] D.P. Bhatt, D.P. Joshi. J. Appl. Phys., **68**, 2338 (1990).
- [3] К.М. Дошанов. ФТП, **30**, 558 (1996).
- [4] H. Paul Maruska, A.K. Ghosh, A. Rose, T. Feng. Appl. Phys. Lett., **36**, 381 (1980).
- [5] N.C.C. Lu, L. Gergberg, C.Y. Lu, J.D. Meindl. IEEE Trans. Electron. Dev., **30**, 137 (1983).

- [6] B.P. Tyagi, K. Sen. Phys. St. Sol. (a), **90**, 709 (1985).  
[7] D.K. Paul, S.S. Mitra. Phys. Rev. Lett., **31**, 1000 (1973).  
[8] P.C. Mathur, R.P. Sharma, R. Srivastava, P. Saxena, R.K. Kotnala. J. Appl. Phys., **54**, 3913 (1983).

*Редактор Л.В. Шаронова*

## **Temperature dependence of electrical properties of polycrystalline silicon in the dark and under solar illumination**

K.M. Doshchanov

Physicotechnical Institute,  
Scientific-Production Union "Physics-Sun",  
Academy of Sciences of Uzbekistan,  
700084 Tashkent, Uzbekistan

**Abstract** The electrical resistivity and the effective carrier mobility in polycrystalline silicon are computed as functions of temperature and illumination level. Theoretical predictions agree with known experimental data.