Известия НАН Армении, Физика, т.33, №3, с.132-140 (1998)

УДК 621.315.592

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПРИМЕСНОГО ФОТОПРИЕМНИКА ИЗ Si<Zn>

Ф. В. ГАСПАРЯН, В. М. АРУТЮНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 17 апреля 1997 г.)

Исследованы физические свойства инжекционного примесного фотодиода на основе p^+nn^+ структур из кремния, компенсированного цинком. Представлена модель расчета примесного фотодиода со сложной зонной структурой. Компенсированный цинком кремний предлагается использовать в качестве чувствительного фотоприемника на длинах волн ~ 2 мкм. Получены выражения для примесной токовой фоточувствительности и обнаружительной способности.

1. Введение

Разработка высокочувствительных фотоприемников на эффекте примесного поглошения не теряет актуальности, несмотря на более слабую эффективность поглощения излучения и инерционность этих устройств в ИК области по сравнению с собственным поглощением [1-4]. Хорошо известно, что S-диодные кремниевые p⁺nn⁺ структуры [4-9], а также симметричные n⁺nn⁺ и p⁺pp⁺ структуры [4,8,10] обладают высокой фоточувствительностью в области собственного поглощения кремния (0,95-1,3 мкм). Примесные фотоприемники на основе легированных материалов значительно дешевле, не требуют столь низких температур при эксплуатации, как узкозонные полупроводники, а технология их Проведенные ИЗГОТОВЛЕНИЯ очень хорошо разработана. нами теоретические расчеты показывают, что примесные фотоприемники на основе легированного кремния при комнатной температуре обладают довольно высокой чувствительностью на длине волны 2 мкм.

2. Теория

В настоящей работе рассматривается влияние примесного освещения на параметры инжекционного фотодиода, изготовленного из полупроводника, компенсированного двухзарядными глубокими центрами. Численные расчеты проведены для Si<Zn>. На рис.1 представлена схематическая картина рассматриваемой p^+m^+ структуры (а) и се зонная диаграмма (б). Здесь d – длина базы, N_{ϕ} , $N_{\phi A}$, $N'_{\phi A}$, $N_{\phi B} \bowtie N'_{\phi B}$ – интенсивности потока фотонов, взаимодействующих с глубокими уровнями примеси; N, N^- , N^- – концентрации нейтральных, однократно и двухкратно отрицательно заряженных глубоких акцепторов, соответственно; N_{D} – концентрация мелких доноров; n_1 , n_2 , p_1 и p_2 – статистические факторы Шокли–Рида–Холла: $n_{1(2)}=N_{C}\exp[-(E_{C}-E_{A1(2)})/kT]$, $p_{1(2)}=N_{V}\exp[-(E_{A1(2)}-E_{V})/kT]$, W_{01} , W_{10} , W_{12} и W_{21} – вероятности захвата электронов и дырок на глубокие уровни N -и N -, соответственно; $A = \eta_A \sigma_A$, $A' = \eta_A \sigma_A$, $B = \eta_B \sigma_B$, $B' = \eta_B \sigma_B'$, где $\eta_{A(B)}$ – квантовые эффективности, а $\sigma_{A(B)}$ – сечения захвата фотоионизации; N_c и N_v – плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне; k – постоянная Больцмана, $E_{A1(2)}$ – энергия активации глубоких уровней. На рис.16 показаны возможные "световые" кинетические переходы, которые могут иметь место в исследуемом материале под влиянием примесного излучения с длиной волны $\lambda > hc/E_g$. Здесь h – постоянная Планка, c – скорость света, E_g – энергия запрещенной зоны полупроводника. Для изменения концентрации носителей, связанных на примесных центрах N -и N -, имеем следующие уравнения баланса:

$$\frac{dN}{dt} = (BN_{0B} + W_{01}n + W_{10}p_1)(N - N^{-} - N^{-}) + (AN_{0A} + W_{01}n_1 + W_{10}p_1)N^{-}, \qquad (1)$$

$$\frac{dN^{=}}{dt} = (B'N'_{\Phi B} + W_{12}n + W_{21}p_2)N^{-} - (A'N'_{\Phi A} + W_{12}n_2 + W_{21}p)N^{=}.$$
 (2)



Рис.1. а) Схематическое изображение p^+nn^+ структуры из Si<Zn>. 6) Энергетическая зонная диаграмма базы и все "темновые" и "световые" кинетическиепереходы: $1-BN_{\Phi B}(N-N^--N^=)$; $2-AN_{\Phi A}N^-$; $3-W_{10}p_1(N-N^--N^=)$; $4-W_{01}n_1N^-$; $5-W_{10}pN^-$; $6-W_{01}n(N-N^--N^=)$; $7-W_{21}pN^=$; $8-W_{12}nN^-$; $9-W_{21}p_2N^-$; $10-W_{12}n_2N^=$; $11-B'N'_{\Phi B}N^-$; $12-A'N'_{\Phi A}N^*$.

Здесь *п* и *p* – концентрации свободных электронов и дырок, соответственно. Квантовая эффективность *η* и сечение фотоионизации *σ*, как известно [3], определяются следующими выражениями:

$$\eta = \frac{(1-R_1)(1-e^{-\alpha d})(1+R_2e^{-\alpha d})}{1-R_1R_2e^{-2\alpha d}},$$
(3)

$$\sigma_{A,B} = \frac{2e^2h\varepsilon^2}{3\pi n.\epsilon.m^*c} \frac{\sqrt{\Delta E_{A,B}} \left(hc/\lambda - \Delta E_{A,B}\right)^{3/2}}{\left(hc/\lambda\right)^3},\tag{4}$$

Здесь R_1 и R_2 – коэффициенты отражения излучения от передней и тыловой поверхностей структуры, α – коэффициент примесного поглощения, ε_0 – диэлектрическая проницаемость, m^* – эффективная масса носителей заряда, n_n – коэффициент преломления, ε – безразмерное эффективное электрическое поле на примесном центре [3], $\Delta E_{A,B}$ – энергии ионизации соответствующих уровней.

В дальнейшем используем выражение для максимальной квантовой эффективности, которое получается из (3) при условиях $R_1 = 0$ и $R_2 = 1$. Тогда

$$n = 1 - e^{-2\alpha d} \tag{5}$$

Далее, для упрощения задачи, при проведении расчетов используем параметры, характерные для *n*-Si<Zn>. Подставляя в (4) значения известных параметров, получим:

$$\sigma_B = 2, 2 \cdot 10 - 17 \left(\varepsilon \, 2 \, \frac{m}{m^*} \right) \lambda_c \left[\frac{\lambda}{\lambda_c} \left(1 - \frac{\lambda}{\lambda_c} \right) \right]^{3/2}, \tag{6}$$

$$\sigma'_{\rm B} = 2,2.10 - 17 \left(\varepsilon \ 2 \ \frac{m}{m^*} \right) \lambda'_c \left[\frac{\lambda}{\lambda'_c} \left(1 - \frac{\lambda}{\lambda'_c} \right) \right]^{3/2}, \tag{7}$$

где λ_c и λ'_c – длинноволновые границы поглощения, соответствующие энергиям Si<Zn> $\Delta E_B = E_f - E_V = 0.31$ эВ и $\Delta E'_B = E_2 - E_V = 0.57$ эВ. Отметим, что $\lambda_c = 1.24 / \Delta E_B$ (мкм), $\lambda'_c = 1.24 / \Delta E'_B$ (мкм). Решая систему уравнений (1)–(2), получим в стационарном случае

$$N^{-} = N \left(1 + \frac{\theta_1 n_1 + p + N_A}{\theta_1 n + p_1 + N_B} + \frac{\theta_2 n + p_2 + N_B'}{\theta_2 n_2 + p + N_A'} \right)^{-\ell} , \qquad (8)$$

$$N^{=} = N \left[1 + \frac{\theta_2 n_2 + p + N'_A}{\theta_2 n + p_2 + N'_B} \left(1 + \frac{\theta_1 n_1 + p + N_A}{\theta_1 n + p_1 + N_B} \right) \right]^{-\ell}, \qquad (9)$$

где

$$N_{A} = \frac{AN_{\Phi A}}{W_{10}}; N_{A}' = \frac{A'N_{\Phi A}'}{W_{21}}; N_{B} = \frac{BN_{\Phi B}}{W_{10}}; N_{B}' = \frac{B'N_{\Phi B}'}{W_{21}}; \theta_{1} = \frac{W_{01}}{W_{10}}; \theta_{2} = \frac{W_{12}}{W_{21}}.$$
 (10)

Заметим, что выражения (8) и (9) в отсутствие излучения совпадают с известными выражениями для N⁻ и N⁻ в [4,5]. Для сокращения записи введем следующие обозначения:

$$n_1^* = n_1 + \frac{N_A}{\theta_1} \equiv n_1 + n_{1,F} , \quad n_2^* = n_2 + \frac{N_A'}{\theta_1} \equiv n_2 + n_{2,F} , \quad (11)$$

$$p_1^* = p_1 + N_B \equiv p_1 + p_{1,F}, \ p_2^* = p_2 + N_B' \equiv p_2 + p_{2,F}.$$
 (12)

Тогда из выражений (8), (9) и соответствующего уравнения квазинейтральности получим следующее уравнение для определения концентрации неосновных носителей (дырок):

$$p^{3} + k \left(N_{D} + \frac{p_{1}^{*}}{k} - n_{0} \right) p^{2} + k(p_{1}^{*} + \theta_{1}n_{0})(N_{D} - N - n_{0})p - kp_{1}^{*}(p_{2}^{*} + \theta_{2}n_{0})(n_{0} + 2N - N_{D}) = 0$$

Здесь $n_0=n+p/b$ – параметр, определяющий уровень инжекции в теории токов двойной инжекции, $b = u_n/u_p$; k = b/(b+1); $u_n u u_p$ – подвижности электронов и дырок, соответственно. Используя (8) и (9), можно получить также выражение для времени жизни дырок r_p^* при примесном освещении. Оно равно

$$\tau_{p}^{*} = \frac{\left(n + n_{1}^{*} + \frac{p + p_{1}^{*}}{\theta_{1}}\right)\left(n_{2}^{*} + \frac{p}{\theta_{2}}\right) + \left(n + \frac{p_{1}}{\theta_{1}}\right)\left(n + \frac{p_{2}^{*}}{\theta_{2}}\right)}{\left(n - \frac{n_{i}^{2}}{p}\right)\left[\frac{\sigma_{p}^{-}}{\sigma_{p}^{2-}}\left(n_{2}^{*} + \frac{p}{\theta_{2}}\right) + n + \frac{p_{1}}{\theta_{1}}\right]}\tau_{p2}^{0},$$
 (13)

где $\tau_{p2}^{0} = [N < \nu_{p} \sigma_{p}^{2-} >]^{-\ell}$, σ_{p}^{-} и σ_{p}^{2-} сечение захвата дырок на однозарядно и двухзарядно отрицательно заряженные центры Zn в Si, ν_{p} - скорость теплового движения дырок, а знаком < > обозначено усреднение по скоростям дырок.

Анализ полученных уравнений для p и τ_p^* показывает, что они по форме идентичны известным формулам для p и τ_p , полученным для n-Si<Zn> в работе [5] (ср. с формулами (6.5) и (6.6) в [5]). Единственная и принципиальная разница состоит в том, что статистические факторы n_1, p_1, n_2, p_2 заменяются своими световыми аналогами $n_1^*, p_1^*, n_2^*, p_2^*$ согласно (11) и (10). Таким образом, влияние примесного освещения можно учесть простой заменой "темновых" стат-факторов на "световые".

Для упрощения уравнения непрерывности для дырочной составляющей тока воспользуемся некоторыми легко выполняемыми приближениями. Если N'_A и $(N_A - N_B)$ достаточно малы, т.е. $N'_A ,$ $<math>N_A - N_B < \theta_1 n + p + p_1^* - \theta_1 n_1^*$, то $n_2^* < p/\theta_2$, $n_1^* < n + (p + p_1^*)/\theta_1$ и, пренебрегая в (13) соответствующими малыми членами, получим

$$r_{p}^{*} = \frac{p_{2} + (p_{1}^{*} + \theta_{1}n)(p + p_{2}^{*} + \theta_{2}n)}{\theta_{1}n(\frac{\sigma_{p}}{\sigma_{2}^{2}} + p + p_{3}^{*}) + \theta_{2}n} r_{p2}^{0}, \qquad p_{3}^{*} = p_{1}\frac{\theta_{2}}{\theta_{1}}\frac{\sigma_{p}^{2}}{\sigma_{p}^{2}}.$$
 (14)

При уровнях инжекции, когда

$$p > p_2^* + \theta_2 n$$
, $p > p_3^* + \theta_2 n \frac{\sigma_p^{2^-}}{\sigma_p^-}$

выражение для т, еще более упрощается:

$$\tau_{p}^{*} \approx \frac{p + p_{1}^{*} + \theta_{2}n}{\theta_{1}n} \tau_{p_{1}}^{0} , \quad \tau_{p_{1}}^{0} = \tau_{p_{2}}^{0} \frac{\sigma_{p}^{2}}{\sigma_{p}^{-}} .$$
(15)

Используя технику расчета ВАХ, предложенную в [4,5], в диапазоне токов (уровней инжекции)

$$\frac{p_2^*}{\theta_2} \left[1 + \frac{2N_D - 3N}{(N_D - N)(2N - N_D)} \frac{p_2^*}{\theta_2} \right]^{-1} < n_0 < p_2^* (2N - N_D) (p_2^* + \theta_2 n)^{-1} \left[\sqrt{1 + \frac{(N_D - N)(p_2^* + \theta_2 N)}{p_2^* (2N - N_D)}} - 1 \right] (16)$$

получим следующее выражение для напряженности электрического поля Е:

$$E_{\rm KS} = \left\{ \frac{2j^* (d-x) \left[\theta_2 (2N - N_D) + p_2^* (2N_D - 3N) / (N_D - N) \right]}{e u_n u_p \tau_{p2}^0 p_2^* (2N - N_D)} \right\}^{1/2}.$$
 (17)

Отсюда для ВАХ фотодиода имеем

$$j^{*} = \frac{9}{8} \frac{e u_{n} u_{p} \tau_{p2}^{0} p_{2}^{*} (N_{D} - N)(2N - N_{D})}{\theta_{2} (N_{D} - N)(2N - N_{D}) + p_{2}^{*} (2N_{D} - 3N)} \frac{V^{2}}{d^{3}}.$$
 (18)

В (17) и (18) *j*^{*} – плотность тока, *V* – приложенное к фотодиоду напряжение.

Таким образом, при "умеренном" уровне инжекции (16) "световая" ВАХ имеет квадратичный вид, причем фототок равен

$$j_{s} = \frac{9}{8} \frac{e u_{n} u_{p} \tau_{p2}^{0} p_{2} (N_{D} - N) (2N - N_{D})}{\theta_{2} (N_{D} - N) (2N - N_{D}) + p_{2} (2N_{D} - 3N)} \left(1 + \frac{p_{2,F}}{p_{2}}\right) \frac{V^{2}}{d^{3}}.$$
 (19)

При "среднем" уровне инжекции электрическое поле в базе фотодиода становится сильным – здесь подвижность электронов u_n и сечение захвата электронов σ_n^- на однозарядный центр Zn в Si зависят от *E*. Согласно [4,5],

$$u_n = u_{n0} (E_n / E)^{\ell}$$
, $\sigma_{\pi}^- \sim (E / E_T)^{q}$, $\theta_2 = \theta_{20} (E / E_q)^{q}$. (20)

Здесь u_{no} , θ_{20} – низкополевые значения u_n и θ_2 , E_n и E_T – пороговые значения электрического поля, показатели ℓ и q для Si<Zn> обычно

меньше единицы.

С учетом зависимости (20) в диапазоне токов $n_0 > p_2^*/\theta_2$ получим следующее выражение для напряженности электрического поля, приводящей к участку сублинейной зависимости тока от напряжения на ВАХ:

$$E_{ey6} = \left[\frac{(3-q-2\ell)(2N-N_D)\theta_1\theta_{20}(j^*)^2(d-x)}{e^2u_{n0}^2u_pE_n^{2\ell}E_T^qp_1^*p_2^*\tau_{p1}^0(N_D-N)}\right]^{3-q-2\ell}.$$
 (21)

Соответствующий участок ВАХ будет иметь следующий вид:

$$j^{*} = \sqrt{\frac{u_{p} E_{T}^{q} \tau_{p1}^{0} p_{1}^{*} p_{2}^{*} (N_{D} - N)}{\theta_{1} \theta_{20} (2N - N_{D})}} \frac{e u_{n0} E_{n}^{\ell} (4 - q - 2\ell)^{(3 - q - 2\ell)/2}}{(3 - q - 2\ell)^{(4 - q - 2\ell)/2}} \frac{V^{(3 - q - 2\ell)/2}}{d^{(4 - q - 2\ell)/2}}.$$
 (22)

Ограничимся рассмотрением ситуации на предсрывных участках ВАХ, описываемых выражениями (19) и (22). Это наиболее чувствительные к внешним воздействиям участки ВАХ.

Для дальнейших расчетов используем, например, выражение для коэффициента примесного поглощения кремния, предложенное Фэном [11]:

$$\alpha = \frac{2^9 \pi h e^2 N}{3 n_n c m_e^* \Delta E} \left(\frac{\Delta E}{hc} \lambda\right)^4 \frac{\exp\left[-4\left(1 - \frac{\Delta E}{hc} \lambda\right) \operatorname{arctg}\left(1 - \frac{\Delta E}{hc} \lambda\right)\right]}{1 - \exp\left[-2\pi\left(1 - \frac{\Delta E}{hc} \lambda\right)\right]},$$
 (23)

а также соотношение $N_{\phi} = 10^{-4} (\lambda P/hc)$. Здесь m_e^* – эффективная масса электронов, λ дается в мкм, P – плотность потока излучения в BT/см², а N_{ϕ} измеряется в фотон/см² · с.

При "умеренном" уровне инжекции, когда имеет место квадратичная зависимость тока от напряжения,

$$\left(\frac{j^{*}}{j}\right)_{1} = \frac{p_{2}^{*}}{p_{2}} \left[1 + \frac{p_{2}}{\theta_{2}(2N - N_{D})} \frac{2N_{D} - 3N}{N_{D} - N}\right] \left[1 + \frac{p_{2}^{*}}{\theta_{2}(2N - N_{D})} \frac{2N_{D} - 3N}{N_{D} - N}\right]^{-1}, (24)$$

а при "среднем" уровне инжекции, когда на ВАХ формируется сублинейная зависимость,

$$\left(\frac{j^*}{j}\right)_2 = \sqrt{\frac{p_1^* p_2^*}{p_1 p_2}} .$$
 (25)

В формулах (24) и (25) ј представляет собой плотность тока при отсутствии примесного излучения. Их выражения можно получить из (18) и (22) при $p_{1(2)}^* = p_{1(2)}$, $n_{1(2)}^* = n_{1(2)}$.

Используя (24) и (25), можно легко определить токовые фоточувствительности S для соответствующих уровней инжекции:

$$S_1 = \frac{jA}{P} \left[\left(j^* / j \right)_{\kappa s} - 1 \right], \tag{26}$$

$$S_{2} = \frac{jA}{P} \left[\left(j^{*} / j \right)_{c y 6} - 1 \right], \tag{27}$$

где А - площадь светочувствительной поверхности фотодиода.

3. Обсуждение результатов

Ниже представлены результаты численных расчетов и даны объяснения наблюдавшимся особенностям. Расчеты проведены для *n*-Si<Zn> при комнатной температуре T = 300К. Использованы также следующие константы и параметры [4,12]: $n_n = 3,43$; $\Delta E_B = 4,96 \cdot 10^{-20}$ BT·c; $\Delta E'_B = 9,12 \cdot 10^{-20}$ BT·c; $E_g = 1,12$ эB; d = 0,04 см; $\theta_{20} = 1,5 \cdot 10^{-4}$; $N = 6,72 \cdot 10^{14}$ см⁻³; $p_1 = 6,8 \cdot 10^{13}$ см⁻³; $p_2 = 2,1 \cdot 10^9$ см⁻³; $u_{no} = 1350$ см²/B·c; $A = 2 \cdot 10^{-2}$ см²; $u_p = 480$ см²/B·c; $W_{10} = 6,2 \cdot 10^{-7}$ см³·c⁻¹; $W_{21} = 1,24 \cdot 10^{-9}$ см³·c⁻¹; значение безразмерного эффективного электрического поля \mathcal{E} на примесном центре рассчитано по методике, предложенной в [12].

При обычных интенсивностях излучения N_φ ≈10¹⁵−10¹⁷ фотон/см²·с, p^{*} почти не изменяется и с хорошей точностью при численных оценках можно принять $p_1^* \approx p_1$. Анализ показал, что для изменения p₁^{*} необходимо выполнение неравенства N_∞ ≥ 10²³+10²⁴ фотон/см²-с. Такое поведение p^{*}, т.е. однократно отрицательно заряженного центра Zn в Si можно объяснить тем, что этот уровень перед освещением почти полностью заполнен электронами. Для того, чтобы освещение вырвало из уровня N - электроны, необходимо, чтобы опустошились двухкрагно заряженные центры N⁻. Это обеспечивается при достаточно большом уровне светового излучения. Вследствие этого при 300 К будет функционировать только уровень N . Свое максимальное значение $(j'/j)_1$ принимает при длине волны $\lambda \approx 2$ мкм. Значение максимума тем больше, чем больше поток излучения. Например, по сравнению с $N_{\phi} = 10^{15}$ фотон/см² с при $N_{\phi} = 10^{17}$ фотон/см² с $(j^*/j)_1$ увеличивается примерно в 8,2 раза. Зависимость (j^{*}/j)1 от N_o при различных значениях длины волны представляет собой монотонно возрастающую кривую, причем кривизна этой зависимости увеличивается примерно в 6-7 раз. Значение максимума $(j^*/j)_2$ при $N_{\phi} = 10^{17}$ фотон/см² с растет примерно в 5,6 раз по сравнению с $N_{\phi} = 10^{15}$ фотон/см² с. Значения (j'/j)2 меньше значений (j'/j)1 при одних и тех же 1. Таким образом, предсрывный квадратичный участок ВАХ n-Si<Zn> более чувствителен к примесному освещению, чем последующий сублинейный участок.

Спектральная зависимость S_1 при 300 К представлена на рис.2а. Фоточувствительности S_1 и S_2 имеют максимальные значения на длине волны $\lambda \approx 2$ мкм и уменьшаются с ростом потока излучения. Как и следовало ожидать, с ростом приложенного напряжения увеличиваются фоточувствительности. Максимальное значение фоточувствительности на рабочей точке, находящейся на квадратичном участке ВАХ, при выбранных нами параметрах составляет примерно 290 А/Вт при $\lambda=2$ мкм. Обнаружительная способность D* определяется выражением



 $D^* = \frac{1}{P} \frac{j_z}{j_n} \sqrt{\frac{\Delta f}{A}} ,$

(28)

Рис.2.а) Спектральная зависимость токовой фоточувствительности S_1 при 300 К. Кривые 1,2 и 3 построены для напряжения на базе 2 В, а кривые 1', 2' и 3' – при 4 В. Кривые построены при различных потоках излучения N_{φ} в фот./см²·с : 1 и 1' при 10¹⁵; 2 и 2' при 10¹⁶; 3 и 3' при 10¹⁷. 6) Спектральная зависимость обнаружительной способности D^* при 300К, $N_{\varphi} = 10^{15}$ фот./см²·с, $j=3,64\cdot10^{-4}$ А/см². Кривые построены при различных частотах: 1–200 Гц; 2–10³ Гц; 3–10⁴ Гц.

где j_c – полезный ток сигнала, j_m – шумовой ток, Δf – полоса частот. В расчетах использовано выражение j_m , полученное нами для n-Si<Zn> в [4,13]. На рис.26 представлена спектральная зависимость D^* для наиболее чувствительной квадратичной области ВАХ (при $\Delta f = 1$ Гц j_c определяется выражением (19)). Спектральная зависимость D^* естественно повторяет ход S_l и имеет максимальное значение при длине волны $\lambda \approx 2$ мкм, и при $N_{\Phi} = 10^{15}$ фотон/см²-с и $\omega = 10^4$ Гц $D_{max}^* \approx 8.5 \cdot 10^{12}$ с м/ Вг · с^{1/2}.

Настоящая работа выполнена в рамках тем 96-907 и 96-690, финансируемых Министерством науки и образования РА и при поддержке Relief Fund for Higher Learning Institutions in Armenia (Colorado, USA).

- Полупроводниковые фотоприемники. Ультрафиолетовый, видимый и ближний инфракрасный диапазоны спектра. Под. ред. В.И. Стафеева, М., "Радио и связь", 1984, 216 с.
- Фотоприемники видимого и инфракрасного диапазонов. Под. ред. Р.Дж. Киеса, М., "Радио и связь", 1985, 325 с.
- П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман. Фоточувствительность полупроводниковых структур с глубокими примесями. Ташкент, ФАН, 1981, 197 с.
- 4. Ф.В. Гаспарян, З.Н. Адамян, В.М. Аругюнян. Кремниевые фотоприемники. Ереван, изд. ЕГУ, 1989, 362 с.
- Б.М. Аругюнян. Генерационно-рекомбинационные эффекты и двойная инжекция в полупроводниках. Ереван, изд. АН Арм. ССР, 1977, 322 с.
- 6. A. Maher, B.G. Streetman, N. Holonyak. IEEE Trans. ED, 16, 963 (1969).
- 7. Б.М. Гарин, В.И. Стафеев. ФТП, 6, 78 (1972).
- 8. Г.Э. Петрушина, В.И. Шопен. ФТП, 9, 578 (1975).
- 9. В.М. Аругюнян. Микроэлектроника, 11, 539 (1982).
- Х.М. Абдуранмов, Д.А. Аронов, П.Н. Книгин, Ю.С. Королев, С.В. Торосян. В кн. "Физические явления в полупроводниках с глубокими уровнями и оптоэлектрониканика". Ташкент, ФАН, 1977, с.24-31.
- 11. H.Y. Fan. Rep. Progr. Phys., 19, 107 (1956).
- 12. А. Милис. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М., "Мир", 1977, 562 с.
- В.М. Аругюнян, З.И. Адамян, Ф.В. Гаспарян, С.В. Мелковян. Изв. ВУЗов, Радиофизика, 34, 1226 (1991).

Si<Za>-ԻՅ ՊԱՏՐԱՍՏՎԱԾ ԽԱՌՆՈՒՐԴԱՅԻՆ ՖՈՏՈԸՆԴՈՒՆԻՉԻ ՖՈՏՈԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՀԱԿՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ֆ. Վ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ, Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Խառնուրդային լուսավորման ազդեցության տակ ուսումնասիրվել են Si<Zn>-ից սլատրաստված ֆոտոընդունիչների ֆիզիկական հատկությունները։ Հետազոտվել են վոլտամպերային բնութագրերը, ֆոտոզգայունությունը, հայտնաբերողականությունը։ Մենյակային ջերմաստիճանում, 10⁴ Հց հաճախության տակ և ճառագայթման 10¹⁵ ֆոտ./ամ².վ հոսքի դեպքում, ալիքի ≈2 մկմ երկարության վրա հայտնաբերողականության հաշվարկային արժեքը կազմել է 8,5·10¹² ամ/Վա.վ^{1/2}:

PHOTOELECTRICAL PROPERTIES OF IMPURITY PHOTODIODE MADE OF Si<Zn>

F. V. GASPARYAN, V. M. AROUTIOUNIAN

Physical properties of an injection impurity photodiode on the base of p^+nn^+ structures made of silicon doped with zinc are investigated. A model of development of the impurity diode with complicate band structure is presented. Silicon doped with zinc is suggested to use as a sensitive photoreceiver at the wavelengths of about 2µm. Expressions for the impurity current photosensitivity and detectivity are obtained.