

06;11;12

Слабоваризонные приповерхностные слои как эффективное средство защиты от поверхностной рекомбинации фотоносителей в пороговых инфракрасных CdHgTe фоторезисторах

© В.А. Холоднов, А.А. Другова

НПО "Орион", Москва

Поступило в Редакцию 19 июля 1999 г.

Показано, что варизонные приповерхностные слои даже с малым градиентом молярного состава могут обеспечить предельную фотомодуляцию (отвечающую отсутствию поверхностной рекомбинации) проводимости тонких CdHgTe образцов, на основе которых создаются пороговые фоторезисторы, в том числе типа SPRITE, на длины волн $\lambda = 8 - 12 \mu\text{m}$ и $\lambda = 3 - 5 \mu\text{m}$. Это обусловлено формированием (даже при слабо варизонных слоях) такого профиля пространственного распределения фотоносителей, который препятствует их диффузии к поверхностям. Важно, что введение приповерхностных варизонных слоев с малым градиентом молярного состава не должно, как известно, приводить к существенному увеличению количества дефектов в образце.

Известно [1], что оптимальная толщина фоторезистора вдоль направления распространения света (рис. 1, а) $W_0 \cong 1/\gamma$, причем в CdHgTe, как правило, $1/\gamma < L$, где γ — коэффициент поглощения света, L — амбиполярная диффузионная длина неравновесных носителей. В этих условиях фотовозбужденные в объеме образца носители достигают за счет диффузии освещенной и теневой поверхностей и гибнут вследствие поверхностной рекомбинации, которая в той или иной степени всегда происходит [1]. Поэтому блокировка этого канала потерь фотоносителей является одной из основных проблем, возникающих при создании высокоэффективных HgCdTe фоторезисторов, в том числе типа SPRITE, на длину волны 8–12 и 3–5 μm . Ясно [2–5], что введение приповерхностных варизонных слоев 1 и 2 с освещенной и теневой сторон рабочей области 3 образца (рис. 1, а), имеющих достаточно сильное варизонное поле $E_{\text{вар}}$ (разумеется, соответствующей направленности),

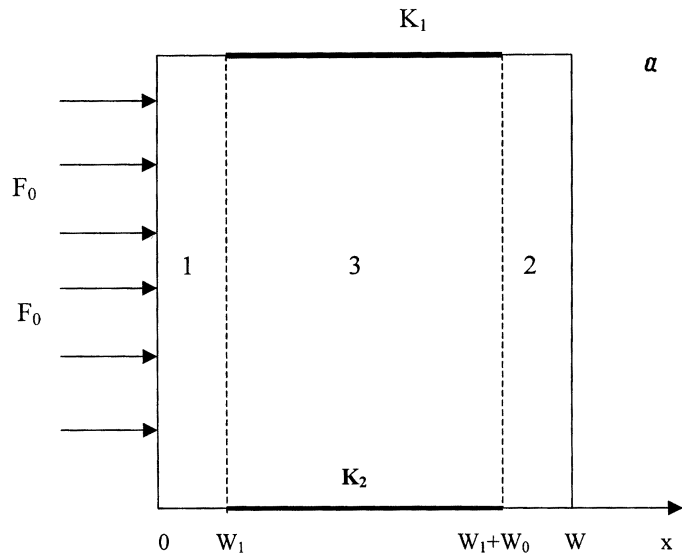


Рис. 1. Схема фоторезистора (а) и зависимость $\delta \equiv \Delta p / \Delta p_0$ от x (b), где F_0 — плотность падающего потока света, K_1 и K_2 — токовые контакты, Δp_0 — концентрация фотодырок в обычном фоторезисторе (без приповерхностных варизонных слоев 1 и 2) при отсутствии поверхностной рекомбинации (в точках $x = W_1$ и $x = W_1 + W_0$). Принято: ширина запрещенной зоны рабочей области 3 образца $E_{g0} = 0.1$ eV, ее толщина $W_0 = 6 \mu\text{m}$, длина волны оптического излучения $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$, толщины варизонных слоев $W_1 = W_2 = 2 \mu\text{m}$. 1 — рассматриваемый фоторезистор с $\xi \equiv |\partial E_g / \partial x| = 1 - 100$ eV/cm, 2 — обычный фоторезистор с бесконечно большой скоростью поверхностной рекомбинации (в точках $x = W_1$ и $x = W_1 + W_0$).

воспрепятствует диффузионному притоку фотоносителей поверхностям ($x = 0$ и $x = W$, рис. 1). К сожалению, как это хорошо известно, при большом градиенте мольного состава возникает большое число дефектов в образце. Недавно нами докладывалось [6,7] о возможности блокировки поверхностной рекомбинации за счет слабо варизонных приповерхностных слоев, т. е. имеющих малый градиент мольного состава, а поэтому и мало дефектов. Ниже приведено неоднократное обоснование такой возможности.

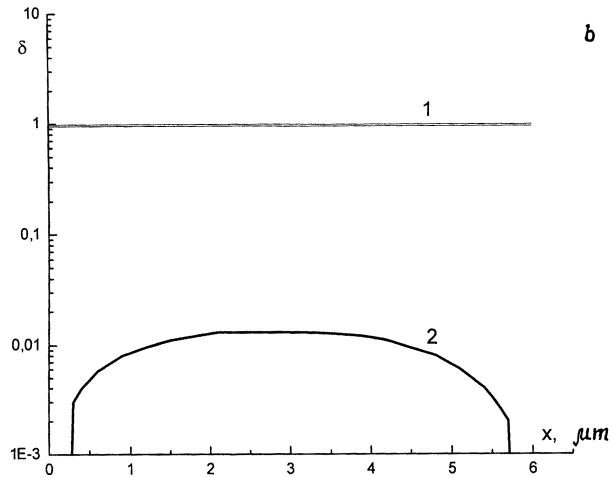


Рис. 1 (продолжение).

Чтобы определить численное значение исследуемого эффекта (рис. 1, *b*), используем зонную диаграмму образца, изображенную на рис. 1, *a* (материал *n*-типа, равновесная концентрация электронов n_e и электронное средство всюду постоянны [8,9]). В точках (рис. 2)

$$x_1 = W_1 - \frac{h\nu - E_{g0}}{\xi} \quad \text{и} \quad x_2 = W_1 + W_0 + \frac{h\nu - E_{g0}}{\xi} \quad (1)$$

начинается и заканчивается поглощение фотонов, где $\zeta = |\partial E_g / \partial x| = \text{const}$ при $0 < x < W_1$ и $W_1 + W_0 < x < W = W_1 + W_0 + W_2$, $E_g(x)$ — ширина запрещенной зоны, $E_g(x) = E_{g0} = \text{const}$ при $W_1 < x < W_1 + W_0$.

За счет многократного отражения луча света плотность скорости фотогенерации носителей

$$g(x) = \alpha_1 \gamma \exp(-\gamma x) + \alpha_2 \gamma \exp(\gamma x), \quad (2)$$

где

$$\alpha_1 = \frac{(1 - R) \cdot F_0 \cdot \exp(\gamma \cdot x_1)}{1 - R^2 \cdot \exp[-2 \cdot \gamma \cdot (x_2 - x_1)]}, \quad \alpha_2 = R \exp(-2\gamma x_2) \alpha_1, \quad (3)$$

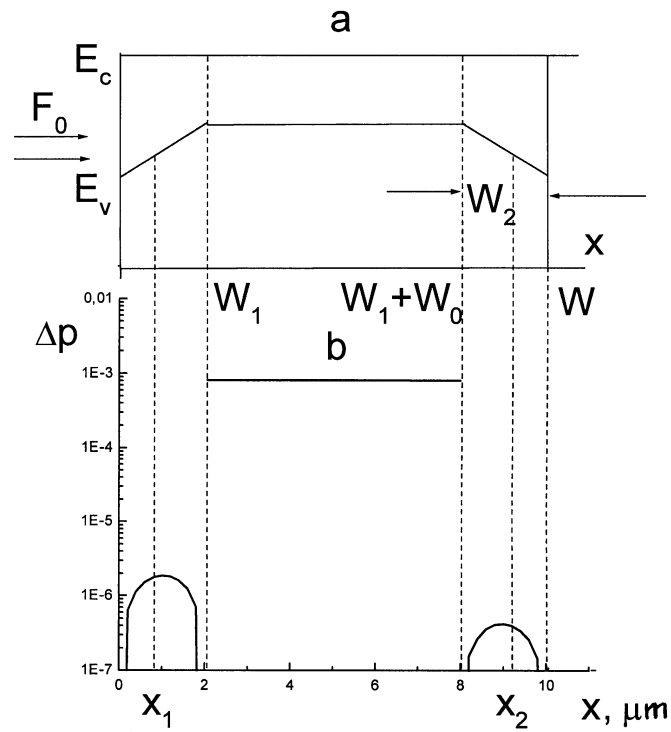


Рис. 2. Зонная диаграмма (а) и зависимость Δp от x при $F_0 = 1 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ (b). E_c и E_v — энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны соответственно. $E_{g0} = 0.1 \text{ eV}$, $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$, $W_0 = 6 \mu\text{m}$, $W_1 = W_2 = 2 \mu\text{m}$.

R — коэффициент отражения света от освещенной ($x = 0$) и неосвещенной ($x = W$) поверхностей, F_0 — плотность падающего светового потока (рис. 1, а). Зависимость $\gamma(\lambda)$ будем определять из известного эмпирического соотношения [10]

$$\gamma(\lambda) = 1.7 \cdot 10^4 \sqrt{\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0}}, \quad \lambda_0 = 1.24/E_{g0}, \quad (4)$$

где γ измерено в $1/\text{cm}$, λ — в μm , E_{g0} — в eV . Рассмотрим наихудшую ситуацию, когда поверхностная рекомбинация столь интенсивна, что

концентрация неравновесных дырок Δp и электронов Δn на поверхностях равна нулю, т. е.

$$\Delta n(0) = \Delta p(0) = \Delta n(W) = \Delta p(W) = 0. \quad (5)$$

При слабой освещенности законно линейное приближение по g . В этом приближении

$$I_{ph}^{(n)} = q \cdot \mu_n n_e E_{ph} + q \cdot D_n \frac{d\Delta n}{dx},$$

$$I_{ph}^{(p)} = q \cdot \mu_p (p_e E_{ph} + E_{var} \Delta p) - q \cdot D_p \frac{d\Delta p}{dx}, \quad (6)$$

где $I_{ph}^{(n)}$ и $I_{ph}^{(p)}$ — плотности фототоков электронов и дырок; $p_e(x)$ — равновесная концентрация дырок; μ_n, μ_p и D_n, D_p — подвижности и коэффициенты диффузии электронов и дырок; $E_{var} = -(1/q) \cdot (\partial E_g / \partial x)$ [2,5]; $E_{ph}(x)$ — напряженность электрического поля, вызванная отклонением концентраций носителей от их равновесных значений вследствие фотогенерации (фотоиндуцированное поле); q — заряд электрона. Величины $I_{ph}^{(p)}$, $I_{ph}^{(n)}$ и E_{ph} должны удовлетворять [1,11–15] макроскопическим уравнениям непрерывности токов и Пуассона

$$\frac{dI_{ph}^{(p)}}{dx} = q \cdot (g - R_{in}), \quad \frac{dI_{ph}^{(n)}}{dx} = q \cdot (R_m - g), \quad (7, 8)$$

$$\frac{dE_{ph}}{dx} = \frac{4\pi q}{\varepsilon} \cdot (\Delta p - \Delta n), \quad (9)$$

где R_{in} — скорости межзонной рекомбинации неравновесных электронов и дырок [1,11–14], ε — диэлектрическая постоянная.

При выполнении условия квазинейтральности [1,11–15]

$$\left| \frac{dE_{ph}}{dx} \right| \ll \frac{4\pi q}{\varepsilon} \Delta p \quad (10)$$

из уравнения (9) следует, что

$$\Delta n = \Delta p, \quad (11)$$

а поэтому [1,12–15]

$$R_{ib} = \frac{\Delta p}{\tau}, \quad (12)$$

где τ — время жизни неравновесных носителей. Используя соотношения (6), (7), (11) и (12), получим, что пространственное распределение $\Delta p(x)$ определяется уравнениями:

$$D \frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - \mu \cdot E_{var} \frac{d \Delta p}{dx} - \frac{\Delta p}{\tau} + g(x) \cdot U_-(x - x_1) = 0$$

при $0 \leq x < W_1$, (13)

$$D \frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - \frac{\Delta p}{\tau} + g(x) = 0 \quad \text{при } W_1 < x < W_1 + W_0, \quad (14)$$

$$D \frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - \mu \cdot E_{var} \frac{d \Delta p}{dx} - \frac{\Delta p}{\tau} + g(x) \cdot U_-(x_2 - x) = 0$$

при $W_1 + W_0 < x \leq W$, (15)

где амбиполярные коэффициент диффузии D и подвижность μ носителей равны:

$$D = \frac{n_e + p_e}{D_p \cdot p_e + D_n \cdot n_e} D_n D_p \cong D_p, \quad \mu = \frac{n_e - p_e}{\mu_p p_e + \mu_n n_e} \mu_n \mu_p \cong \mu_p, \quad (16)$$

$U_-(x)$ — асимметричная единичная функция [16].

Хорошо известно, что варизонные структуры содержат гораздо меньше дефектов, чем гетероструктуры. Это обусловлено плавным пространственным изменением мольного состава в варизонных структурах. Поэтому будем считать, что поверхности раздела ($x = W_1$ и $x = W_1 + W_0$) гомогенного слоя 3 (рабочая область) с варизонными слоями 1 и 2 (рис.1, а, 2) не содержат ни рекомбинационных, ни зарядовых состояний. Тогда из уравнений (7), (8) следует, что

$$I_{ph}^{(n)}(W_1 - 0) = I_{ph}^{(n)}(W_1 + 0), \quad I_{ph}^{(n)}(W_1 + W_0 - 0) = I_{ph}^{(n)}(W_1 + W_0 + 0), \quad (17)$$

$$I_{ph}^{(p)}(W_1 - 0) = I_{ph}^{(p)}(W_1 + 0), \quad I_{ph}^{(p)}(W_1 + W_0 - 0) = I_{ph}^{(p)}(W_1 + W_0 + 0), \quad (18)$$

$$E_{ph}(W_1 - 0) = E_{ph}(W_1 + 0), \quad E_{ph}(W_1 + W_0 - 0) = E_{ph}(W_1 + W_0 + 0). \quad (19)$$

Уравнения (13)–(15) с граничными условиями (5) и соотношениями (17)–(19) позволяют найти распределение $\Delta p(x)$ (рис. 2, b). Казалось бы [2–5], что для высокой фотомодуляции проводимости области 3 при условии (5) нужно, чтобы дрейфовая скорость дырок в поле

E_{var} была много больше диффузионной. Это приводит к требованию $|dE_g/dx| \gg 50 \text{ eV/cm}$. Однако анализ полученного нами выражения для $\Delta p(x)$ показывает, что ∇E_g можно уменьшить по меньшей мере на два порядка (рис. 1, *b*). Это обусловлено формированием такого профиля распределения $\Delta p(x)$ (рис. 2, *b*), который мешает притоку фотодырок из рабочей области Z к поверхностям. В свою очередь, формирование такого профиля обязано тому, что $\Delta p = 0$ при $x = W_1 - 0$ и $x = W_1 + W_0 + 0$ независимо от величины $\nabla E_g \neq 0$. Действительно, как следует из выражения для $I_{ph}^{(n)}$ (6) и соотношений (11), (17) и (19), значения $d\Delta p/dx$ непрерывны в точках $x = W_1$ и $x = W_1 + W_0$. Поэтому из выражения для $I_{ph}^{(p)}$ (6) и соотношений (18) и (19) получаем, что $\Delta p(W_1 - 0) = \Delta p(W_1 + W_0 + 0) = 0$. В нашей задаче поле E_{ph} аналогично полю Дембера, возникающему в гомогенных полупроводниках [11,12,15,17]. Однако в варизонных слоях оно существует даже при $\mu_n = \mu_p$. Это связано с тем, что $E_{var} \neq 0$ только для дырок. Непрерывность $I_{ph}^{(p)}$, $I_{ph}^{(n)}$ и E_{ph} при $x = W_1$ и $x = W_1 + W_0$ и есть причина равенства нулю Δp в варизонных слоях в этих точках. И это, в свою очередь, объясняет, почему максимальные значения Δp в варизонных слоях на три порядка меньше значения Δp в рабочей области (рис. 2, *b*).

Нами предполагалось, что выполняется условие квазинейтральности (10). Оно на самом деле всюду выполняется, за исключением узких интервалов в варизонных слоях вблизи точек $x = 0$, $x = W_1$, $x = W_1 + W_0$ и $x = W$. То же имеет место вблизи поверхности при макроскопическом рассмотрении аналогичной задачи в гомогенных полупроводниках [15]. Размер интервалов, в которых формально нарушается условие (10), имеет величину порядка длины свободного пробега носителей по импульсу l_{im} . В макроскопической теории такой размер является физическим нулем, поэтому приближение квазинейтральности законно.

Итак, приходим к выводу, что даже слабо варизонные приповерхностные слои могут предохранить фотовозбужденные носители от поверхностной рекомбинации, если при удалении от гомогенного слоя на расстояние порядка l_{im} значение E_g заметно увеличивается.

В заключение отметим, что используя метод, развитый в работах [18–20] для случая примесной рекомбинации неравновесных носителей, можно провести математически более корректное, т.е. без привлечения условия квазинейтральности (10), решение рассмотренной выше задачи, что и предполагается нами в дальнейшем выполнить.

Авторы благодарны Российскому фонду фундаментальных исследований за поддержку данной работы (грант № 99–02–17415).

Список литературы

- [1] *Rogaski A., by Kimata M., Kocherov V.F., Piotrowski J., Sizov F.F., Taubkin I.I., Tubouchi N., Zaletaev N.B.* Infrared Photon Detectors. Bellingham–Washington USA: SPIE Opt. Engin. Press. 1995. 644 p.
- [2] *Васильев А.М., Ландсман А.П.* Полупроводниковые фотопреобразователи. М.: Сов. радио, 1971. 248 с.
- [3] *Emtage P.R.* // J. Appl. Phys. 1962. V. 33. N 6. P. 1950–1960.
- [4] *Van Ruyvent L.J., Williams F.E.* // Amer. J. Phys. 1967. V. 35. N 7. P. 705–709.
- [5] *Gora T., Williams F.* // Phys., Rev. 1969. V. 177. N 3. P. 1179–1182.
- [6] *Другова А.А., Холоднов В.А.* // Тез. докл. XV Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике, электронным и ионно-плазменным технологиям. Москва, 28–30 октября 1998. С. 34.
- [7] *Другова А.А., Холоднов В.А.* // Тез. докл. Международной конференции ”Прикладная оптика-98”. С.-Петербург, 16–18 декабря 1998. С. 87.
- [8] *Migliorato P., White A.M.* // Solid State Electronics. 1983. V. 26. N 1. P. 65–69.
- [9] *Smith D.L.* // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 45. N 1. P. 83–85.
- [10] *Blue M.D.* // Phys. Rev. 1964. V. 134. N 1A. P. 226–234.
- [11] *Смит Р.* Полупроводники. М.: Мир, 1982. 600 с.
- [12] *Бонч-Бруевич В.Л., Калашиков С.Г.* Физика полупроводников. М.: Наука, 1990. 688 с.
- [13] *Rittner E.S.* // Photoconductivity Conference. New York, 1956. P. 215–268.
- [14] *Блекмор Дж.С.* Статистика электронов в полупроводниках. М.: Мир, 1964. 392 с.
- [15] *Ликус Г.Е.* Основы теории полупроводниковых приборов. М.: Наука, 1965. 444 с.
- [16] *Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1977. 832 с.
- [17] *Рывкин С.М.* Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М.: Физматгиз, 1963. 496 с.
- [18] *Холоднов В.А.* // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 67. В. 9. С. 655–660.
- [19] *Холоднов В.А.* // Тез. докл. Международной конференции ”Прикладная оптика-98”. С.-Петербург, 16–18 декабря 1998. С. 88.
- [20] *Kholodnov V.A.* // Proceedings of SPIE. May 1999. V. 3819.