

Теория фоторезисторов на основе трапецеидальных δ -легированных сверхрешеток

© В.В. Осипов, А.Ю. Селяков, М. Foygel†

Государственный научный центр РФ "Орион"
111123 Москва, Россия

† South Dakota School of Mines and Technology,
Rapid City, SD 57701-3995, USA

(Получена 27 октября 1998 г. Принята к печати 10 декабря 1998 г.)

Развита теория фоторезисторов длинноволнового инфракрасного излучения на основе предложенных ранее авторами трапецеидальных δ -легированных сверхрешеток. Показано, что, несмотря на межзонное поглощение инфракрасного излучения и фотогенерацию электронно-дырочных пар, фотопроводимость сверхрешетки является монополярной, причем коэффициент фотоэлектрического усиления и фоточувствительность фоторезистора на такой сверхрешетке могут достигать огромных величин. Установлено, что время жизни электронов и дырок, определяемое туннельно-излучательными переходами, определяет кинетику спада фотопроводимости. Предсказан парадоксальный эффект: вольтовая фоточувствительность трапецеидальной сверхрешетки в отличие от всех других типов фоторезисторов практически не зависит от времени жизни фотоносителей и степени легирования (концентрации равновесных носителей) и может иметь гигантскую величину. Рассчитана спектральная фоточувствительность $R(\omega)$ и показано, что вблизи края поглощения $R(\omega)$ линейно возрастает с ростом энергии фотона. Найдена спектральная плотность генерационно-рекомбинационных шумов и проанализирована обнаружительная способность фоторезистора на трапецеидальной сверхрешетке. Отмечается, что в фоторезисторах такого типа можно осуществить быстрое стирание фотопроводимости.

1. В работах [1–4] мы предложили сверхрешетку нового типа — трапецеидальную δ -легированную сверхрешетку (ТСР), которая может быть выращена на основе любого из хорошо известных гомогенных монокристаллических полупроводников (типа Ge, GaAs, InSb и InAs). Так же, как классические сверхрешетки $n-i-p-i$ -типа [5–8], ТСР не содержат гетерограниц и напряженных слоев и в них электроны и дырки разделены в пространстве. В тонких областях ТСР между разноименно заряженными δ -легированными слоями возникают сверхсильные электрические поля, а ее зонная диаграмма состоит из чередующихся трапецеидальных потенциальных ям для электронов и дырок (рис. 1). Благодаря эффекту Франца–Келдыша в сверхсильных электрических полях ТСР может эффективно поглощать инфракрасное (ИК) излучение любой поляризации с энергией фотона $\hbar\omega \ll E_g$ (E_g — ширина запрещенной зоны полупроводника). Так, при определенных параметрах ТСР на основе InSb и InAs могут эффективно поглощать длинноволновое ИК излучение вплоть до $50 \div 100$ мкм, а ТСР на основе Ge и GaAs — вплоть до 4.5 и 3 мкм соответственно [1–4]. За счет пространственного разделения неравновесных электронов и дырок их время жизни τ в ТСР определяется туннельно-излучательными переходами и может быть очень велико. Даже в ТСР на основе InSb с очень малой эффективной оптической шириной запрещенной зоны E_g^{eff} (соответствующей длинноволновой границе поглощения $\lambda_{co} = 25$ мкм) τ может достигать величин порядка 1 мс и в отличие от классических легированных сверхрешеток слабо зависит от температуры [9]. Очевидно, что в ТСР на основе более широ-

козонных полупроводников (типа Ge и GaAs), а также в случае, когда напряженность встроенного электрического поля в ТСР не слишком велика, τ может достигать гораздо больших значений, а следовательно, фоточувствительность ТСР может иметь гигантскую величину.

В данной работе рассмотрены спектральная зависимость фоточувствительности, генерационно-рекомбинационные шумы и обнаружительная способность продольных ИК фоторезисторов на основе ТСР.

2. ТСР образуется в монокристаллическом невырожденном полупроводнике попарно чередующимися δ -легированными слоями донорного и акцепторного типов, поверхностная плотность атомов в которых равна σ_d и σ_a соответственно. В ТСР между разноименно заряженными δ -легированными слоями могут возникать области сверхсильного встроенного электрического поля $E = 4\pi q\sigma/\epsilon$, где q — заряд электрона, ϵ — диэлектрическая проницаемость полупроводника, $\sigma_d = \sigma_a = \sigma$. В таких областях ТСР длинноволновая граница межзонного поглощения ИК излучения определяется эффективной шириной запрещенной зоны $E_g^{\text{eff}} = E_g - qV_b$, где $V_b = El_{ad}$ — разность потенциалов между разноименно заряженными δ -легированными слоями, l_{ad} — расстояние между этими слоями (рис. 1) [1–4]. Пространственно разделенные электроны и дырки, локализованные соответственно в потенциальных ямах n - и p -типа, эффективно описываются статистикой невырожденного электронного газа в однородном полупроводнике с шириной запрещенной зоны E_g^{eff} , в частности, в термодинамическом равновесии выполняется аналог закона

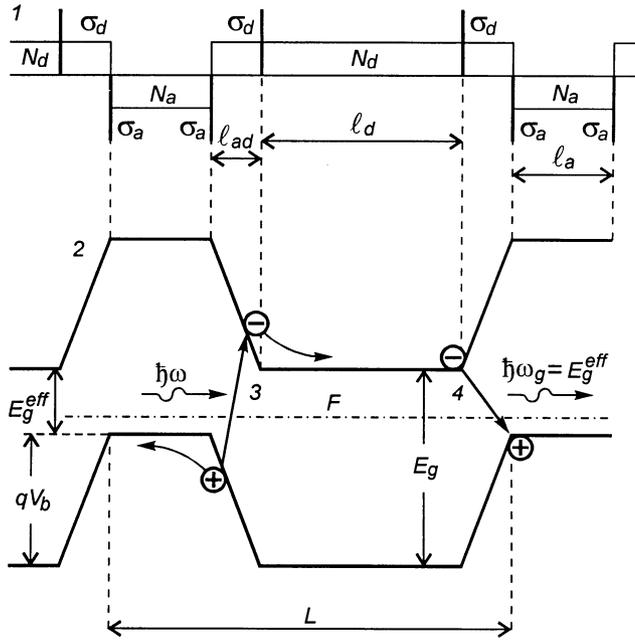


Рис. 1. Трапециевидная δ -легированная сверхрешетка: 1 — профиль легирования, 2 — энергетическая диаграмма; стрелкой 3 показаны не прямые в реальном пространстве межзонные оптические переходы при поглощении фотона с энергией $\hbar\omega < E_g$; стрелкой 4 показана туннельная (не прямая в реальном пространстве) рекомбинация электрона и дырки с испусканием фотона с энергией $\hbar\omega \simeq E_g^{\text{eff}}$, E_g^{eff} — эффективная ширина запрещенной зоны ТСР; σ_d и σ_a — поверхностные плотности атомов в δ -легированных слоях донорного и акцепторного типа соответственно; N_d, N_a — неконтролируемые концентрации донорной и акцепторной примеси; l_d, l_a, l_{ad} — толщины слоев ТСР.

действующих масс [9]:

$$N_0 P_0 = N_c N_v l_d l_a \exp \left\{ -E_g^{\text{eff}} / kT \right\} \equiv N_i^2, \quad (1)$$

где $N = \int n dx$, $P = \int p dx$, n и p есть соответственно числа и локальные концентрации электронов и дырок в потенциальных ямах n - и p -типа (интегрирование ведется по соответствующей потенциальной яме); N_0, P_0 — равновесные числа электронов и дырок в потенциальных ямах n - и p -типа соответственно, N_c и N_v — эффективные плотности состояний полупроводника в зоне проводимости и валентной зоне соответственно; k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура; l_d, l_a — расстояние между одноименно заряженными δ -легированными слоями донорного и акцепторного типа соответственно (рис. 1); N_i — эффективная собственная концентрация носителей.

Из энергетической диаграммы ТСР (рис. 1) видно, что неравновесные электронно-дырочные пары, образующиеся при межзонном поглощении ИК излучения с энергией фотона $\hbar\omega \ll E_g$ в областях сверхсильного электрического поля, быстро разделяются в пространстве: электроны скатываются в потенциальные ямы n -типа,

а дырки — в ямы p -типа. Это приводит к необычной ситуации: поглощение ИК излучения в ТСР определяется межзонными оптическими переходами, сопровождающимися генерацией электронно-дырочных пар, а фотопроводимость ТСР является монополярной.

Поясним это утверждение на примере продольного фоторезистора, структура которого схематически показана на рис. 2. Такой фоторезистор представляет собой ТСР, в которой на расстоянии \mathcal{L} друг от друга сформированы две сильно легированные области n^+ -типа, являющиеся омическими контактами ко всем слоям (потенциальным ямам) n -типа ТСР. Иными словами, ток течет вдоль n -слоев, а p -слои блокированы запирающими контактами p - n^+ -типа. Поскольку фотоэлектроны скапливаются в n -областях, то фотопроводимость такого фоторезистора будет носить монополярный характер.

Отметим, что в биполярных фоторезисторах величина коэффициента фотоэлектрического усиления K ограничена вследствие вытягивания неосновных носителей в контакт. Так, для фоторезисторов n -типа проводимости $K \leq (\mu_n / \mu_p + 1) / 2$, где μ_n, μ_p — подвижности электронов и дырок соответственно [10]. В монополярном фоторезисторе явление вытягивания неосновных носителей не реализуется и $K \propto V$, где максимальная величина напряжения V , подаваемого на фоторезистор, ограничена только его пробоем (электрическим, тепловым или туннельным). Подчеркнем, что поле электрического и туннельного пробоя продольного ТСР-фоторезистора может быть достаточно большим, поскольку его значение определяется шириной запрещенной зоны полупроводника, из которого изготовлена ТСР.

Вольтовая фоточувствительность монополярного фоторезистора $R_v \propto \Delta N / N$, где ΔN — число фотоносителей [11]. Поэтому величина R_v для ТСР-фоторезистора будет высокой, если число электронов в слоях n -типа проводимости будет малым. В большинстве полупровод-

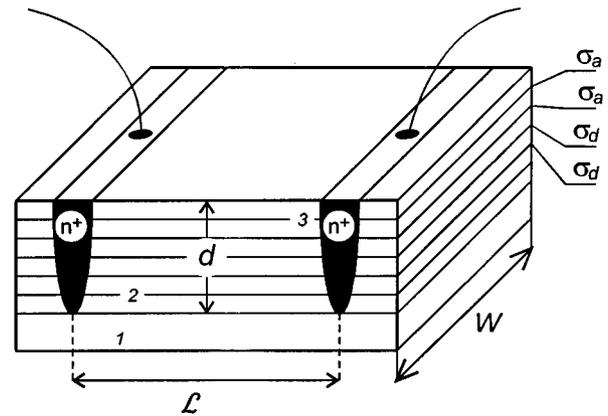


Рис. 2. Структура продольного ТСР-фоторезистора. 1 — подложка; 2 — трапециевидная δ -легированная сверхрешетка; 3 — сильно легированные области n^+ -типа — омические контакты; \mathcal{L}, W и $d = M\mathcal{L}$ — длина, ширина и толщина ТСР-фоторезистора соответственно.

ников $A^{III}B^V$ эффективные массы электронов и тяжелых дырок сильно различаются: $m_c \ll m_{hh}$. Поэтому число равновесных невырожденных дырок в ямах p -типа может значительно превышать число равновесных невырожденных электронов в ямах n -типа. Это означает, что, согласно (1), число электронов в ТСП p -типа можно сделать много меньше, чем число дырок в ТСП n -типа. Это обосновывает выбор контактов n^+ -типа рассматриваемого ТСП-фоторезистора.

Высокая концентрация дырок в ТСП-фоторезисторе реализуется, например, когда $\sigma_a > \sigma_d$. Действительно, в ТСП, эффективно поглощающих ИК излучение [1–4], величины σ_d и σ_a , как правило, много больше $N_d l_d$ и $N_a l_a$, где N_d и N_a — неконтролируемые концентрации донорной и акцепторной примеси в областях ТСП между донорными и акцепторными δ -легированными слоями. Поэтому из условия электронейтральности для периода ТСП следует, что $P = 2(\sigma_a - \sigma_d) \gg N_i$. Например, для ТСП на основе InSb величины σ_a и σ_d составляют $(2 \div 5) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, а толщина ямы p -типа $l_a \approx 100 \text{ \AA}$ [1–4]. Поэтому концентрация дырок в ямах p -типа может составлять величину порядка 10^{18} см^{-3} , т.е. близкую к величине N_v для InSb. Отсюда также следует, что при выполнении условия $N_d, N_a < 10^{18} \text{ см}^{-3}$ концентрации равновесных электронов N_0 и дырок P_0 в ТСП не будут зависеть от величин N_d и N_a .

Для анализа фотопроводимости рассмотрим уравнение непрерывности

$$\frac{\partial n}{\partial t} = g + g_T - r + \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x}, \quad (2)$$

где g_T, g — скорости тепловой генерации и фотогенерации электронов; r — скорость рекомбинации, J_n — плотность электронного тока. Следуя [5], проинтегрируем (2) по периоду сверхрешетки L . Заметим, что в ТСП выполняется условие $\alpha_{\text{eff}} L \ll 1$, где α_{eff} — эффективный (усредненный по периоду) коэффициент поглощения ИК излучения в ТСП [1]. Это означает, что оптическую генерацию в пределах многих соседних периодов можно считать однородной. В этом случае плотность электронного тока является периодической функцией, точнее можно считать, что $\int_L (\partial J_n / \partial x) dx = 0$. Тогда, учитывая, что с экспоненциальной точностью $\int_L n dx = N$, из (2) получим, что для каждого периода сверхрешетки L справедливо уравнение

$$\frac{\partial N}{\partial t} = G + G_T - R, \quad (3)$$

где $G = \int_L g dx$, $G_T = \int_L g_T dx$, $R = \int_L r dx$ — интегральные скорости фотогенерации, тепловой генерации и рекомбинации соответственно.

Для малых отклонений от термодинамического равновесия ($\Delta N \ll N_0$) уравнение (3) можно переписать

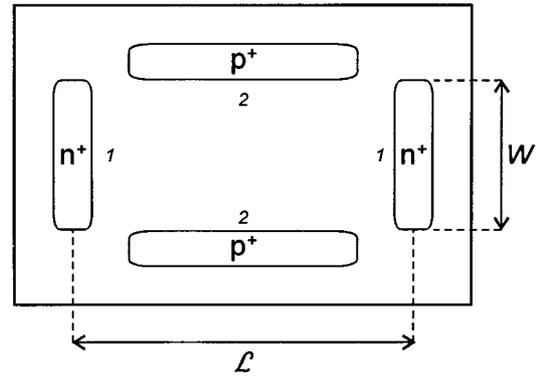


Рис. 3. Структура, позволяющая осуществить гашение фотопроводимости в ТСП-фоторезисторе. 1 — омические контакты к слоям n -типа; 2 — дополнительные омические контакты к слоям p -типа.

в виде

$$\frac{\partial \Delta N}{\partial t} = G - \frac{\Delta N}{\tau}, \quad (4)$$

где τ — время жизни неравновесных носителей. Из (4) видно, что τ определяет спад числа неравновесных электронов после прекращения ИК засветки ТСП, а следовательно, и фотопроводимости. В ТСП, эффективно поглощающих длинноволновое ИК излучение, время жизни неравновесных носителей τ_R определяется туннельно-излучательными переходами электронов из потенциальных ям n -типа в потенциальные ямы p -типа [9] и может достигать достаточно больших величин (порядка 1 мс для InSb). Заметим, однако, что в ТСП-фоторезисторе можно осуществлять гашение фотопроводимости. Для этого необходимо наряду с омическими контактами к слоям одного типа проводимости сформировать еще один или два дополнительных омических контакта к слоям другого типа проводимости (рис. 3). Подавая на омические контакты к слоям разного типа проводимости напряжение, уменьшающее высоту потенциального барьера между донорными и акцепторными δ -легированными слоями (рис. 1), можно экстрагировать неравновесные электроны и дырки из соответствующих потенциальных ям.

3. Фототок в ТСП-фоторезисторе n -типа можно записать в виде

$$I = q \mu_n E_L W \sum_{j=1}^{j=M} \Delta N_j, \quad (5)$$

где E_L — продольное электрическое поле в ТСП-фоторезисторе, W — ширина ТСП-фоторезистора (рис. 2), M — число периодов ТСП, а ΔN_j — число неравновесных электронов в j -й потенциальной яме ТСП. Последнее определяется уравнением (4) и в стационарном случае равно

$$\Delta N_j = \tau_R G_j, \quad (6)$$

где скорость фотогенерации в j -м периоде ТСП $G_j = (1 - \tilde{R}) \exp[-\alpha_{\text{eff}}(j-1)L] \int_L \alpha_{\text{eff}} \exp(-\alpha_{\text{eff}} x) dx$,

\tilde{R} — коэффициент отражения, J — плотность потока фотонов падающего на фоторезистор оптического излучения. Используя условие $\alpha_{\text{eff}}L \ll 1$, скорость фотогенерации в j -м периоде ТСР можно переписать в виде

$$G_j = (1 - \tilde{R}) \alpha_{\text{eff}} L J \exp[-\alpha_{\text{eff}}(j-1)L]. \quad (7)$$

Подставляя (6) и (7) в (5), получим

$$I = q\eta JAK. \quad (8)$$

Здесь $A = \mathcal{L}W$ — площадь фоточувствительной площадки; \mathcal{L} — длина ТСР-фоторезистора; $K = \tau_R/t_r$ — коэффициент фотоэлектрического усиления, $t_r = \mathcal{L}^2/\mu_n V$ — время пролета электрона через n -область ТСР; $V = E\mathcal{L}$ — напряжение, поданное на ТСР-фоторезистор; η — квантовая эффективность, равная

$$\begin{aligned} \eta &= (1 - \tilde{R}) \alpha_{\text{eff}} L \sum_{j=1}^{j=M} \exp[-\alpha_{\text{eff}}(j-1)L] \\ &= (1 - \tilde{R}) \alpha_{\text{eff}} d, \end{aligned} \quad (9)$$

где $d = ML$ — толщина ТСР. В (9) мы учли, что число периодов ТСР ограничено диффузионным расплыванием δ -легированных слоев, и наиболее реальной представляется ситуация, когда $\alpha_{\text{eff}}d \ll 1$.

4. По определению токовая чувствительность фоторезистора есть $R_I = I/P$, где $P = \hbar\omega JA$ — мощность падающего монохроматического излучения [10]. Согласно (8), токовая фоточувствительность ТСР есть

$$R_I = q\eta K / \hbar\omega. \quad (10)$$

Из (10) и (9) видно, что спектральная токовая фоточувствительность $R_I(\hbar\omega) \propto \alpha_{\text{eff}}(\omega)/\omega$, где эффективный коэффициент поглощения излучения в ТСР с энергией кванта $\hbar\omega < E_g$ равен [1,4]

$$\alpha_{\text{eff}}(\hbar\omega) = 2\alpha(\hbar\omega)(\hbar\omega - E_g^{\text{eff}})/qEL. \quad (11)$$

Здесь $\alpha(\hbar\omega)$ — коэффициент электропоглощения, который для предельного случая сверхсильного электрического поля равен

$$\alpha(\hbar\omega) = \Gamma^2(2/3) \mathcal{R} \sqrt{\hbar\omega_E} / 4\pi, \quad (12)$$

где $\mathcal{R} = (2\mu/\hbar^2)^{3/2} (2q^2 P_{cv}^2) / (m^2 c \tilde{n} \omega)$, $\omega_E = (qE)^{2/3} / (2\mu\hbar)^{1/3}$, $\mu^{-1} = m_c^{-1} + m_{hh}^{-1}$, m — масса свободного электрона, c — скорость света в вакууме, P_{cv} — межзонный матричный элемент оператора импульса, \tilde{n} — показатель преломления полупроводника, $\Gamma(x)$ — гамма-функция. Выражение (12) удобно преобразовать к виду $\alpha(\hbar\omega) = \alpha_g E_g^{\text{eff}} / \hbar\omega$, где $\alpha_g = \alpha(E_g^{\text{eff}})$.

Подставляя эту формулу и выражение (11) в (9) и учитывая, что $\alpha_{\text{eff}}d \ll 1$, из (10) получим, что спектральная

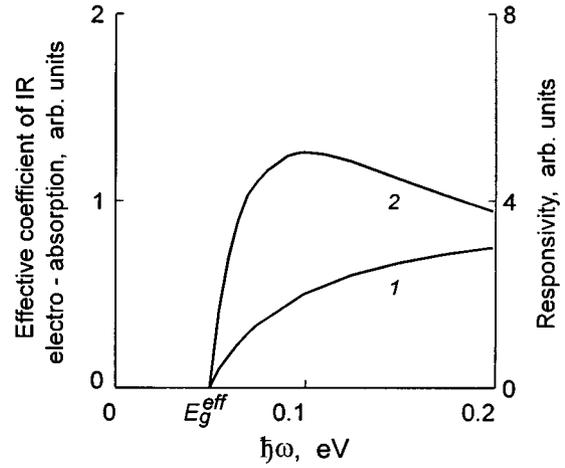


Рис. 4. Спектральная зависимость фоточувствительности ТСР-фоторезистора. 1 — эффективный коэффициент поглощения ИК излучения в ТСР; 2 — спектральная зависимость фоточувствительности; расчет проведен для ТСР-фоторезистора на основе InSb с длинноволновой границей поглощения $\lambda_{co} = 25$ мкм, параметры структуры которого приведены в [9].

зависимость фоточувствительности ТСР имеет вид

$$R_I(\omega) = \left\{ \frac{2(1 - \tilde{R})MK\alpha_g E_g^{\text{eff}}}{E} \right\} \left\{ \frac{\hbar\omega - E_g^{\text{eff}}}{(\hbar\omega)^2} \right\}. \quad (13)$$

Зависимость $R_I(\omega)$ изображена на рис. 4. На этом рисунке максимум фоточувствительности соответствует энергии фотона $\hbar\omega_{\text{max}} = 2E_g^{\text{eff}}$ и равен $R_I^{\text{max}} = (1 - \tilde{R})MK\alpha_g / 2E$.

Вольтовая чувствительность фоторезистора определяется выражением $R_v = R_I/Y$, где Y — проводимость фоторезистора, которая для ТСР равна

$$Y = q\mu_n W (MN_0 + \eta J_b \tau_R) / \mathcal{L}, \quad (14)$$

где J_b — плотность потока фотонов фонового излучения. При записи (14) мы использовали (6), (7) и (9) и предполагали, что интенсивность сигнального излучения много меньше фонового, т.е. $J \simeq J_b$.

В случае малых интенсивностей фона ($\eta J_b \tau_R \ll N_0$) из (10) и (14) следует, что

$$R_v = \left\{ \frac{\eta V}{\hbar\omega AM} \right\} \left\{ \frac{\tau_R}{N_0} \right\}. \quad (15)$$

Время жизни неравновесных носителей в ТСР определяется туннельно-излучательными переходами и равно [9]

$$\tau_R = N_i^2 / \{G_T(N_0 + P_0)\}, \quad (16)$$

где скорость тепловой генерации G_T определяется выражением

$$G_T = \left\{ \frac{2(\tilde{n}kTE_g^{\text{eff}})^2}{\pi^2 c^2 \hbar^3 qE} \right\} \alpha_g \exp \left\{ -\frac{E_g^{\text{eff}}}{kT} \right\}. \quad (17)$$

Подставляя (16) в (15) и принимая во внимание, что в рассматриваемом случае $P_0 \gg N_0$, получим

$$R_v = \{(1 - \tilde{R})\alpha_{\text{eff}}\hbar\omega LV\} / \{\hbar\omega AG_T\}. \quad (18)$$

Как известно [10–12], в примесных и собственных фоторезисторах вольтовая фоточувствительность пропорциональна времени жизни и обратно пропорциональна концентрации основных носителей, которая определяет проводимость фоторезистора. Обратим внимание на нетривиальность полученных результатов: как уже отмечалось, в ТСП-фоторезисторах поглощение ИК излучения связано с межзонными переходами в сильных электрических полях и сопровождается генерацией электронно-дырочных пар; вместе с тем, согласно (15), их вольтовая фоточувствительность $R_v \propto 1/n_0$, где $n_0 = N_0/l_d$ — эффективная концентрация неосновных носителей в ТСП, которая в рассматриваемом случае $P_0 \gg N_0$, согласно (1), экспоненциально зависит от температуры с энергией активации E_g^{eff} . Более того, из (15) и (18) следует, что величина R_v не зависит от времени жизни и экспоненциально увеличивается при уменьшении температуры, по существу за счет уменьшения числа равновесных электронов N_0 . Таким образом, ТСП-фоторезистор может иметь высокое быстродействие при сохранении большой вольтовой фоточувствительности.

В случае больших интенсивностей фона ($\eta J_b \tau_R \gg N_0$) из (10) и (14) следует, что $R_v = V/\hbar\omega J_b A$, т.е. выражение для вольтовой чувствительности ТСП-фоторезистора совпадает с известной формулой [11] для монополярного фоторезистора в ВЛР-режиме.

5. Шумы в фоторезисторах в широкой области частот, как правило, определяются флуктуациями числа носителей, обусловленными случайностью процессов генерации–рекомбинации [10,12]. Поэтому рассмотрим пороговые характеристики ТСП-фоторезисторов, определяемые генерационно-рекомбинационным шумом. Основным параметром, характеризующим свойства пороговых детекторов, является удельная обнаружительная способность, которая, по определению, равна (см., например, [10,12])

$$D^* = R_l \sqrt{A \Delta f} / \sqrt{\delta I^2}, \quad (19)$$

где Δf — полоса частот измерительного тракта, $\delta I^2 = S_i \Delta f$ — дисперсия шумового тока, S_i — спектральная плотность шума.

Используя (5), флуктуацию тока в ТСП-фоторезисторе запишем как

$$\delta I = \frac{q\mu_n V}{\mathcal{L}^2} \sum_{j=1}^{j=M} \delta \tilde{N}_j = \frac{q}{t_r} \sum_{j=1}^{j=M} \delta \tilde{N}_j, \quad (20)$$

где $\delta \tilde{N}_j = A \delta N_j$ — флуктуация числа носителей в j -й потенциальной яме ТСП, связанная с процессами генерации и рекомбинации.

Предполагая, что флуктуации числа носителей в различных потенциальных ямах ТСП некоррелированы, и используя теорему Винера–Хинчина [13], из (20) найдем, что спектральная плотность шумового тока

$$S_i = \frac{q^2}{t_r^2} \sum_{j=1}^{j=M} S_{\tilde{N},j}, \quad (21)$$

где $S_{\tilde{N},j}$ — спектральная плотность флуктуаций числа носителей в j -й потенциальной яме ТСП. Следуя методу Ланжевена [13,6], введем в уравнение (4) случайные источники, описывающие влияние шумов тепловой генерации, фотогенерации и рекомбинации. В рассматриваемом случае можно предположить, что случайные источники шума δ -коррелированы, и спектральные плотности флуктуаций случайных источников шума, связанных с тепловой генерацией, рекомбинацией и фоновой фотогенерацией, соответственно равны: $S_g = S_r = 2G_T$, $S_b = 2G_j$. Решение уравнения (4), линеаризованного относительно малых флуктуаций с введенными в него случайными источниками, позволяет найти, что на частотах $\omega \tau_R \ll 1$ спектральная плотность флуктуаций числа носителей в j -й потенциальной яме ТСП равна

$$S_{\tilde{N},j} = 4\tau_R^2 A (G_T + G_j). \quad (22)$$

Сумму в правой части уравнения (21) можно преобразовать к виду

$$\sum_{j=1}^{j=M} S_{\tilde{N},j} = 4\tau_R^2 A (MG_T + \eta J_b).$$

Подставляя последнее выражение в (21), получим

$$S_i = 4q^2 K^2 A (MG_T + \eta J_b). \quad (23)$$

Из (23) и (19) видно, что условие ВЛР-режима ТСП-фоторезистора определяется очевидным неравенством $\eta J_b \geq MG_T$. Иными словами, температура ВЛР-режима ТСП, как и его вольтовая фоточувствительность, определяется E_g^{eff} — эффективной шириной запрещенной зоны ТСП, которая определяет длинноволновую границу поглощения [1–4].

Подставляя (23) в (19), получим, что в случае малых интенсивностей фона, $MG_T \gg \eta J_b$, удельная обнаружительная способность равна

$$D^* = \eta / 2\hbar\omega \sqrt{MG_T}, \quad (24)$$

т.е. также определяется величиной E_g^{eff} .

В случае сильного фона, $MG_T \ll \eta J_b$, удельная обнаружительная способность ТСП-фоторезистора определяется обычной формулой $D^* = \sqrt{\eta} / 2\hbar\omega \sqrt{J_b}$ для удельной обнаружительной способности собственных и примесных фоторезисторов в ВЛР-режиме [10].

6. Итак, мы показали, что на основе классических монокристаллических полупроводников, за счет создания в них только δ -легированных слоев, можно создать сверхвысокочувствительные фоторезисторы со спектральной чувствительностью от среднего до сверхдальнего ИК диапазона (вплоть до $50 \div 100$ мкм для InSb, InAs и $3 \div 4$ мкм для GaAs и Ge). Уникальная особенность ТСП-фоторезисторов состоит также в том, что их вольтовая чувствительность не зависит от времени жизни. Иными словами, такой фоторезистор может иметь высокое быстродействие при сохранении большой вольтовой фоточувствительности. Эта особенность ТСП-фоторезисторов позволяет создавать на их основе линейки фотодетекторов с высокими параметрами для оптико-электронных систем со сканированием изображения. ТСП-фоторезисторы могут обладать большим временем накопления фотосигнала, что наряду с высокой фоточувствительностью делает их весьма перспективными для использования в качестве элементов крупноформатных смотрящих матриц среднего, дальнего и сверхдальнего ИК диапазонов, обладающих предельно высокими пороговыми характеристиками.

The research described in this publication was made possible in part by Award # RE1-287 of the U.S. Civilian Research & Development Foundation for the Independent States of the Former Soviet Union (CRDF).

Список литературы

- [1] В.В. Осипов, А.Ю. Селяков, М. Foygel. ФТП, **32**, 221 (1998).
- [2] В.В. Осипов, А.Ю. Селяков. В кн.: *Тез. докл. III Всеросс. конф. по физике полупроводников* (М., РИИС ФИАН, 1997) с. 81.
- [3] V.V. Osipov, A.Yu. Selyakov, M. Foygel. *Proc. 1997 Int. Semicond. Dev. Res. Symp.* (Charlottesville, USA, 1997) p. 277.
- [4] V.V. Osipov, A.Yu. Selyakov, M. Foygel. *Phys. St. Sol.* (b), **169**, 223 (1998).
- [5] Л.Н. Неустроев, В.В. Осипов, В.А. Холоднов. ФТП, **14**, 939 (1980).
- [6] Л.Н. Неустроев, В.В. Осипов. ФТП, **14**, 1186 (1980).
- [7] Л.Н. Неустроев, В.В. Осипов. *Микроэлектроника*, **9**, 99 (1980).
- [8] Л.Н. Неустроев, В.В. Осипов. ФТП, **15**, 1068 (1981).
- [9] В.В. Осипов, А.Ю. Селяков, М. Foygel. ФТП, **33**, 13 (1999).
- [10] *Фотоприемники видимого и ИК диапазонов* (М., Радио и связь, 1985) [Пер. с англ.: *Optical and Infrared Detectors*, ed. by R.J. Keyes (Berlin, Heidelberg, N.Y., Springer Verlag, 1980)].
- [11] R.L. Petritz. *Proc. IRE*, **47**, 1458 (1959).
- [12] А.А. Другова, В.В. Осипов. ФТП, **15**, 2384 (1981).
- [13] А. ван дер Зил. *Шумы при измерениях* (М., Мир, 1979).

Редактор Л.В. Шаронова

Theory of photoresistors on the base of trapezoidal δ -doped superlattices

V.V. Osipov, A.Yu. Selyakov, M. Foygel[†]

Russian Science Center "ORION",
111123 Moscow, Russia

[†] South Dakota School of Mines and Technology,
Rapid City, SD 57701-3995, USA

Abstract A theory of far infrared photoresistors that is based on trapezoidal δ -doped superlattice (TSL) and proposed by the authors earlier has been developed. It is shown that photoconductivity of TSL is monopolar (n - or p -type only) despite the interband absorption and generation of electron — hole pairs. In this way, photoelectric gain and responsivity of TSL photoresistor can reach gigantic values. It is established that tunneling-radiative lifetime of electron–hole pairs determines the kinetics of photoconductivity decay. It is shown that a surprising effect takes place: voltage responsivity does not depend virtually on lifetime of nonequilibrium carriers and on the doping level (concentration of equilibrium carriers) of TSL photoresistor and can reach gigantic values. Spectral photoresponsivity $R(\omega)$ is calculated. It is found that $R(\omega)$ linearly increases as photon energy near absorption edge increases. Spectral density of generation–recombination noises is found and detectivity of TSL photoresistor is analysed. It is noted that the quick erase of photoconductivity can be realised in TSL photoresistors.