

# Фотоэлектроника

УДК 621.383.8

## ИК-матрицы с большим временем накопления фотосигнала на основе трапецеидальных $\delta$ -легированных сверхрешеток с собственным поглощением излучения

А. Ю. Селяков

Государственное унитарное предприятие «НПО «Орион»», Москва, Россия

*Показана принципиальная возможность построения планарных смотрящих ИК-матриц с высокой квантовой эффективностью с большим временем накопления фотосигнала на основе нового вида сверхрешеток — трапецеидальных  $\delta$ -легированных сверхрешеток (ТСР) с собственным поглощением излучения. Рассчитана оптимальная структура и проанализированы механизмы рекомбинации в данных ТСР на основе полупроводников типа  $A^3B^5$ , таких как  $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ ,  $InAs$ ,  $InSb$ ,  $InAs_{1-x}Sb_x$ . Установлено, что время жизни неравновесных носителей в ТСР (в том числе на основе  $InSb$  и  $InAs_{0,35}Sb_{0,65}$ ) можно достигать величины порядка нескольких миллисекунд. Показано, что даже при большом (порядка времени жизни) времени накопления фотосигнала и реальном уровне фонового излучения в спектральных диапазонах 3—5 и 8—10 мкм фотоотклик ТСР фотоприемника сохраняет линейный характер.*

Для реализации предельно высоких пороговых характеристик время накопления фотосигнала в крупноформатных смотрящих ИК-матрицах должно быть как можно больше и в пределе достигать величины порядка времени кадра в стандартном телевизионном режиме [1]. Большое время накопления фотосигнала (порядка нескольких миллисекунд) реализовано в неохлаждаемых матрицах на основе болометров и пироэлектрических приемников [2, 3], вследствие чего такие матрицы имеют относительно высокие пороговые характеристики. Однако в неохлаждаемых фотодетекторах темновые шумы значительно превышают флуктуации фонового излучения, поэтому пороговые характеристики таких приборов существенно ниже абсолютного теоретического предела. В матрицах на основе квантоворазмерных гетероструктур GaAs/AlGaAs также реализовано большое время накопления фотосигнала [4], однако низкая квантовая эффективность фотодетекторов на основе квантовых ям ограничивает пороговые характеристики таких матриц.

Основная причина, препятствующая достижению требуемой величины времени накопления в матрицах с квантовой эффективностью порядка единицы, заключается в высоком уровне фонового излучения в спектральном диапазоне 3—5 и особенно 8—14 мкм. Именно по этой причине на основе узкозонных полупроводников не удалось реализовать крупноформатные планарные ИК-матрицы на основе приборов с зарядовой связью и с зарядовой инжекцией. В планарных ИК-матрицах нового типа на основе  $InSb$ , рассмотренных в работе [5], удалось реализовать время накопления фотосигнала порядка 0,5 мс и пороговые характеристики, определяемые флуктуациями фо-

нового излучения. Более высоких значений времени накопления фотосигнала в матрицах на основе узкозонных полупроводников удалось достичь на пути разработки гибридных ИК-матриц. Так, в разработанных к настоящему времени гибридных матрицах среднего ИК-диапазона благодаря использованию накопительных элементов на основе сверхтонких диэлектрических слоев (порядка  $200 \text{ \AA}$ ), удалось достичь времени накопления фотосигнала порядка  $1 \text{ мс}$  [6]. Время накопления фотосигнала порядка  $20 \text{ мс}$  и предельно высокие пороговые характеристики могут быть реализованы в гибридной ИК-матрице нового типа, предложенной в работах [7–10].

Однако планарный вариант архитектуры ИК-матриц на основе фотонных фотоприемников с большим временем жизни неравновесных носителей имеет ряд несомненных преимуществ, среди которых более низкое тепловыделение, простота организации, принципиальная возможность интеграции фоточувствительных элементов на основе узкозонных полупроводников и обрабатываемой электроники на единой подложке. Оценим максимально достижимые значения времени накопления фотосигнала при различных потенциальных вариантах реализации таких планарных ИК-матриц. Рассмотрим сперва простейший вариант архитектуры ИК-матриц — матрицу на основе фоторезисторов из узкозонного полупроводника с большим объемным временем жизни неравновесных носителей. Таким полупроводником может быть  $\text{Pb}_{0,85}\text{Sn}_{0,12}\text{Ge}_{0,03}\text{Te:In}$ , в эпитаксиальных слоях которого время жизни фотоносителей достигает огромных величин [11–14]. В  $\text{Pb}_{0,85}\text{Sn}_{0,12}\text{Ge}_{0,03}\text{Te:In}$  коэффициент поглощения на длине волны  $10 \text{ мкм}$  равен  $\alpha = 10^3 \text{ см}^{-1}$  [13], поэтому в случае, когда толщина слоя полупроводника меньше  $10 \text{ мкм}$ , фотогенерацию можно считать однородной, и концентрация неравновесных носителей фотогенерированных фоновым излучением определяется выражением  $\Delta n = \alpha J_b \tau$ , где  $J_b$  — плотность потока фоновых квантов, а  $\tau$  — время жизни. В спектральном диапазоне  $8\text{--}10 \text{ мкм}$   $J_b = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  при температуре фона  $300 \text{ К}$  [1]. Принимая во внимание, что при рабочей температуре  $T = 30 \text{ К}$  значение эффективной плотности состояний в зоне проводимости  $\text{Pb}_{0,85}\text{Sn}_{0,12}\text{Ge}_{0,03}\text{Te:In}$  равно  $N_c \approx 1,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , получим, что вырождение электронного газа в  $\text{Pb}_{0,85}\text{Sn}_{0,12}\text{Ge}_{0,03}\text{Te:In}$  фоторезисторе, работающем в режиме накопления, начнется примерно через  $60 \text{ мкс}$ , что много меньше времени кадра. Вырождение электронов приведет к искажению спектральной характеристики фотодетектора вследствие эффекта Бурштейна-Мосса и тем самым — к нелинейной зависимости фотосигнала от времени накопления.

В работах [15–18] предложены и теоретически исследованы так называемые классические легированные сверхрешетки (ЛСР), которые по сути представляют собой последовательность  $p\text{--}n$ -переходов. Электроны и дырки в ЛСР разделены в пространстве и за счет этого время жизни неравновесных носителей в таких сверхрешетках может достигать огромных величин. Заметим, что в ЛСР накопление фотоэлектронов и фотодырок происходит в областях пространственного заряда (ОПЗ)  $p\text{--}n$ -переходов, поэтому в процессе накопления высота потенциальных барьеров, разделяющих носители заряда, будет уменьшаться, а скорость рекомбинации — возрастать.

Из сказанного следует, что время накопления в ЛСР насквозь проткнутых встроенным электрическим полем [15] будет больше, чем в ЛСР с квазинейтральными областями [18]. Оценим максимально достижимое время накопления фотосигнала в ЛСР. Прежде всего отметим, что энергетический спектр носителей в соответствующих потенциальных ямах ЛСР должен быть квазинепрерывен, т. е. энергетический зазор между соседними уровнями не дол-

жен превышать величину  $kT$ , где  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура. Оценки, выполненные в рамках модели линейного квантово-механического осциллятора [19], показывают, что при  $T = 77$  К квантование энергетического спектра электронов в ЛСР на основе InSb начнется при  $N_d \geq 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , а в ЛСР — на основе  $\text{InAs}_{0,35}\text{Sb}_{0,65}$  — при  $N_d \geq 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Будем считать, что толщина ЛСР  $l = \alpha^{-1}$  (в InSb коэффициент межзонного поглощения равен  $\alpha \approx 10^4 \text{ см}^{-1}$ , а в  $\text{InAs}_{0,35}\text{Sb}_{0,65}$  —  $\alpha \approx 10^3 \text{ см}^{-1}$ ) и что квантовая эффективность равна  $\eta = 0,5$ . В качестве верхней оценки времени накопления фотосигнала в ЛСР примем время, за которое число неравновесных носителей, фотогенерированных фоновым излучением, сравнивается с числом доноров в ОПЗ  $p$ - $n$ -переходов ЛСР  $\tau_{\max} = lN_d/(\eta J_b)$ . Расчеты показывают, что в случае ЛСР на основе InSb (в спектральном диапазоне 3–5 мкм  $J_b = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  [1])  $\tau_{\max} = 200$  мкс, а в случае ЛСР на основе  $\text{InAs}_{0,35}\text{Sb}_{0,65}$  ( $E_g \approx 0,1$  эВ)  $\tau_{\max} = 50$  мкс. Подчеркнем, что время накопления фотосигнала в ЛСР фоторезисторах будет существенно меньше этих величин, так как незначительное уменьшение высоты потенциальных барьеров  $p$ - $n$ -переходов ЛСР приведет к экспоненциально резкому снижению времени жизни неравновесных носителей.

В работах [20–24] предложены и теоретически исследованы сверхрешетки нового типа — т. н. трапецеидальные  $\delta$ -легированные сверхрешетки (ТСР). Поглощение длинноволнового ИК-излучения в таких ТСР связано с эффектом Франца-Келдыша в областях сильного встроенного электрического поля. Так же, как и в ЛСР, энергетический спектр носителей в потенциальных ямах ТСР квазинепрерывен, а электроны и дырки разделены в пространстве. Однако величина встроенного заряда в  $\delta$ -легированных слоях ТСР существенно превышает заряд ОПЗ  $p$ - $n$ -переходов ЛСР, поэтому можно ожидать, что линейность фотоотклика ТСР при реальных фонах будет сохраняться при существенно больших временах накопления. В настоящей работе изучена альтернативная возможность построения смотрящих ИК-матриц на основе ТСР другого вида — ТСР, в которых ИК-излучение поглощается в области фундаментальной полосы поглощения полупроводника.

### Свойства пространственно-разделенных электронов и дырок в ТСР

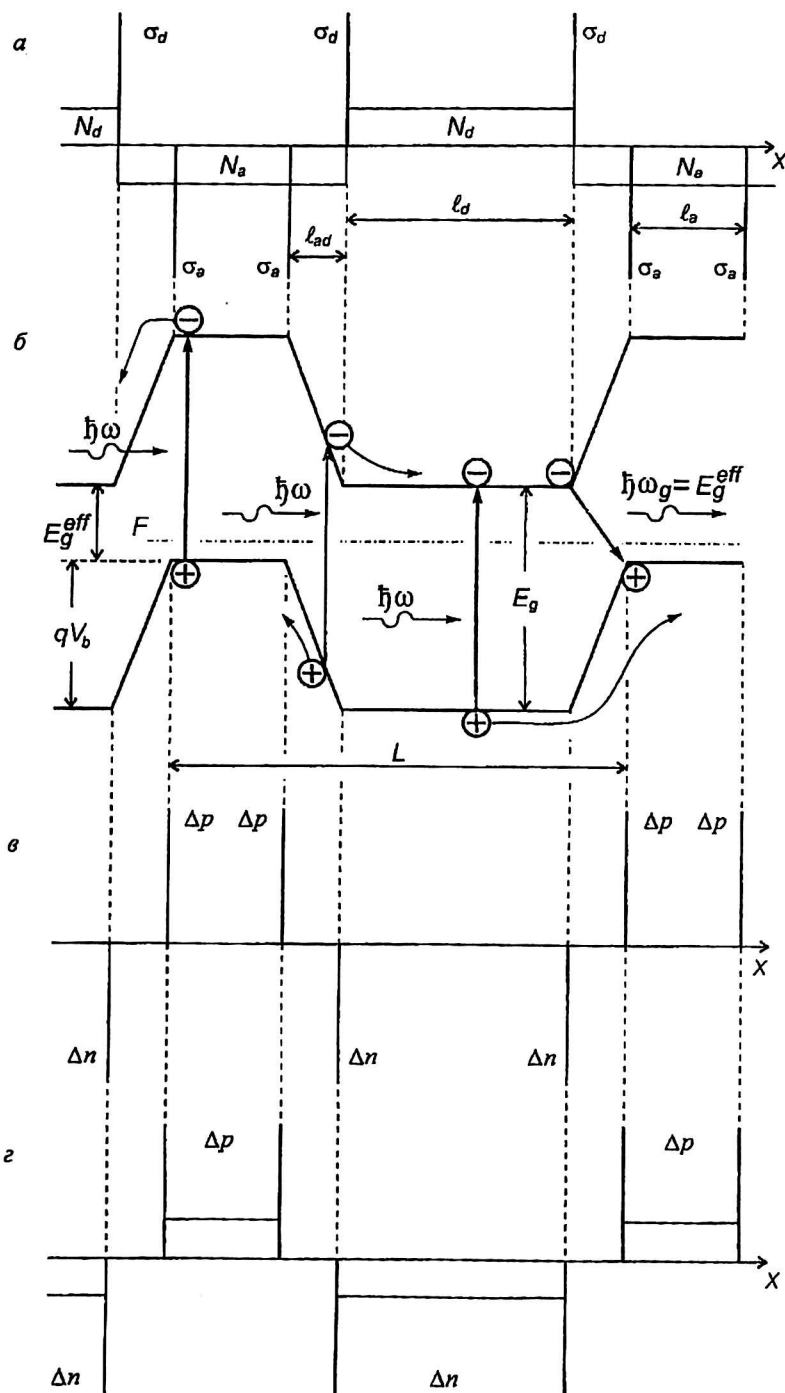
ТСР образуется в монокристаллическом невырожденном полупроводнике попарно чередующимися  $\delta$ -легированными слоями донорного и акцепторного типов, поверхностная плотность атомов в которых равна  $\sigma_d$  и  $\sigma_a$ , соответственно (см. рисунок, а). В дальнейшем мы будем рассматривать ТСР, в которых выполняется условие  $\sigma_d = \sigma_a = \sigma$ . Период ТСР состоит из двух пар таких разноименно заряженных  $\delta$ -легированных слоев, а энергетическая диаграмма сверхрешетки — из чередующихся трапецеидальных потенциальных ям для электронов и дырок (см. рисунок, б) [20, 21]. Последние будем называть, соответственно, ямами  $n$ - и  $p$ -типа.

Энергетический спектр электронов и дырок в прямоугольных потенциальных ямах толщиной  $l_d$  и  $l_a$ , соответственно ( $l_d$  и  $l_a$  — толщины областей между одноименно-заряженными  $\delta$ -легированными слоями донорного и акцепторного типов, можно считать квазинепрерывным при выполнении условий [25]

$$l_d \geq (\pi\hbar) / \left( \sqrt{2m_c kT} \right), \quad l_a \geq (\pi\hbar) / \left( \sqrt{2m_{hh} kT} \right), \quad (1)$$

где  $m_c$  — эффективная масса электрона;

$m_{hh}$  — эффективная масса тяжелой дырки.



**Трапецидальная  $\delta$ -легированная сверхрешетка с собственным поглощением излучения:**

*a* — профиль легирования; *б* — зонная диаграмма

( $\uparrow$  — прямые оптические переходы;  $\searrow$  — туннельно-излучательные переходы;  $\nwarrow$  — пространственное разделение неравновесных носителей); *в* — распределение неравновесных носителей в ТСП с квазинейтральными областями; *з* — распределение неравновесных носителей в случае, когда выбор концентраций  $N_d$  и  $N_a$  обеспечивает выполнение условия

$$E_g - kT \ln(N_c / N_d) - kT \ln(N_v / N_a) > El_{ad}$$

Очевидно, что выполнение неравенств (1) означает также квазинепрерывность энергетического спектра носителей в соответствующих трапецеидальных потенциальных ямах рассматриваемой сверхрешетки.

Другие условия, которым должны удовлетворять параметры ТСР (плотность встроенного заряда в  $\delta$ -легированных слоях  $q\sigma$ , где  $q$  — заряд электрона, расстояние между разноименно-заряженными  $\delta$ -легированными слоями  $l_{ad}$ , концентрация донорной  $N_d$  и акцепторной  $N_a$  легирующей примеси в областях толщиной  $l_d$  и  $l_a$ , соответственно, проанализированы в работах [20, 21], где рассмотрены ТСР, эффективно поглощающие дальнейшее ИК-излучение посредством эффекта Франца-Келдыша. В частности, толщины слоев  $l_{ad}$  и плотность встроенного заряда  $q\sigma$  должны выбираться так, чтобы отсутствовали прямые туннельные переходы между ямами  $n$ - и  $p$ -типов. В случае, когда в областях между одноименно-заряженными  $\delta$ -легированными слоями отсутствует локальная электронейтральность, потенциальные ямы рассматриваемой сверхрешетки имеют трапецеидальную форму, если толщины  $l_d$  и  $l_a$  меньше соответствующих дебаевских длин экранирования. Ниже мы покажем, что в рассматриваемых ТСР с собственным поглощением ИК-излучения, работающих в режиме накопления в условиях сильных фонов, требования к параметрам ТСР будут определяться не только условиями, изложенными в [20, 21], но и дополнительным требованием линейности фотоотклика при больших временах накопления фотосигнала.

Из работы [22] следует, что эффективная оптическая ширина запрещенной зоны ТСР  $E_g^{eff} = E_g - qV_b$  (излучение с энергией кванта  $\hbar\omega < E_g^{eff}$  в ТСР не поглощается [20, 21]) играет роль термической ширины запрещенной зоны. Здесь  $E_g$  — ширина запрещенной зоны полупроводника;  $V_b = El_{ad}$  — разность потенциалов между разноименно-заряженными  $\delta$ -легированными слоями;  $E = 4\pi q\sigma/\epsilon$ , — напряженность встроенного электрического поля между разноименно-заряженными  $\delta$ -легированными слоями;  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника. Иными словами, равновесные пространственно-разделенные электроны и дырки, локализованные, соответственно, в потенциальных ямах  $n$ - и  $p$ -типов, эффективно описываются статистикой невырожденного электронного газа в однородном полупроводнике с шириной запрещенной зоны  $E_g^{eff}$  [22], точнее число невырожденных электронов и дырок в соответствующих потенциальных ямах единичной площади  $N = \int n dx$ ,  $P = \int p dx$ , где  $n$  и  $p$  — локальные концентрации электронов и дырок в потенциальных ямах  $n$ - и  $p$ -типов (интегрирование ведется по соответствующей потенциальной яме, а величины  $N$  и  $P$  имеют размерность поверхностной концентрации), с высокой точностью определяются выражениями, совпадающими по форме с известными выражениями для трехмерного электронного газа, а также выполняется аналог закона действующих масс:

$$N = N_c l_d \exp\left\{\left(F_n - E_g^{eff}\right) / (kT)\right\}; \quad P = N_v l_a \exp\left\{-F_p / (kT)\right\}; \quad (2)$$

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

где  $N_0$  и  $P_0$  — равновесные числа электронов и дырок в соответствующих потенциальных ямах;

$N_c$  и  $N_v$  — эффективные плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне, соответственно;

$N_i$  — эффективная собственная концентрация носителей, квазиуровни Ферми  $F_n$  и  $F_p$  отсчитываются от края валентной зоны в потенциальной яме  $p$ -типа.

Заметим, что соотношения (2) по существу следуют из условий  $\alpha l_d \ll 1$ ,  $\alpha l_a \ll 1$ , где  $\alpha$  — коэффициент межзонного поглощения ИК-излучения, которые обуславливают постоянство квазиуровней Ферми для электронов и дырок в потенциальных ямах  $n$ - и  $p$ -типов, соответственно.

Из сказанного следует, что толщины  $l_d$ ,  $l_a$  удовлетворяют условиям  $l_d \ll L_p$ ,  $l_a \ll L_n$ ,  $L_n$ ,  $L_p$  — диффузионные длины в полупроводнике  $n$ - и  $p$ -типов, соответственно. Выполнение этих условий в ТСП с собственным поглощением ИК-излучения обуславливает быстрое разделение в пространстве неравновесных электронно-дырочных пар, образовавшихся при межзонном поглощении ИК-излучения и тем самым монополярный характер продольной фотопроводимости. Структура продольного ТСП фоторезистора рассмотрена в работе [23], где также показано, что для каждого периода ТСП  $L$  справедливо уравнение баланса

$$\frac{\partial N}{\partial t} = G + G_t - R, \tag{3}$$

где  $G = \int_L g dx$ ,  $G_t = \int_L g_t dx$ ,  $R = \int_L r dx$ ,  $g$ ,  $g_t$ ,  $r$  — интегральные и локальные скорости фотогенерации, тепловой генерации и рекомбинации, соответственно. Для малых отклонений от термодинамического равновесия ( $\Delta N \ll N_0$ ) уравнение (3) можно переписать в виде

$$\frac{\partial \Delta N}{\partial t} = G - \frac{\Delta N}{\tau}, \tag{4}$$

где  $\tau$  — время жизни носителей, определяющее спад числа неравновесных электронов, а следовательно, и фотопроводимости [23].

### Рекомбинация неравновесных носителей в ТСП

В ТСП, эффективно поглощающих дальше ИК-излучение в широком температурном диапазоне, доминирует туннельно-излучательная рекомбинация [22]. Этот механизм рекомбинации связан с эффектом Франца-Келдыша в областях сильного электрического поля ТСП. Скорость туннельно-излучательной рекомбинации и время жизни неравновесных носителей равны [22]

$$R_r = G_t^{(R)} \left( \frac{NP}{N_i^2} - 1 \right),$$

$$\tau R = N_i^2 / \left\{ G_t^{(R)} (N_0 + P_0) \right\}, \tag{5}$$

где скорость тепловой генерации  $G_t^{(R)}$ , обусловленная непрямыми в реальном пространстве межзонными оптическими переходами, определяется выражением

$$G_t^{(R)} = \frac{2n^2}{\pi^2 c^2 \hbar^3 q E} \exp \left\{ - \frac{E_g^{eff}}{kT} \right\} \int_0^\infty \alpha_E \left( E_g^{eff} + \varepsilon \right) \left( E_g^{eff} + \varepsilon \right)^2 \varepsilon \exp \left\{ - \frac{\varepsilon}{kT} \right\} d\varepsilon. \tag{6}$$

Здесь  $n$  — показатель преломления полупроводника;  $c$  — скорость света в вакууме;  $\alpha_E(\hbar\omega)$  — коэффициент электропоглощения [26]

$$\alpha(\hbar\omega) = \pi R \sqrt{\hbar\omega} \int_{\beta}^{\infty} A_i^2(x) dx, \quad (7)$$

где  $R = (2\mu/\hbar^2)^{3/2} (2q^2 P_{cv}^2) / (m^2 c n \omega)$ ,  $\omega_E = (qE)^{2/3} / (2\mu\hbar)^{1/3}$ ,  $\beta = (E_g - \hbar\omega) / (\hbar\omega_E)$ ;  $m$  — масса свободного электрона;  $A_i(x)$  — функция Эйри;  $P_{cv}$  — межзонный матричный элемент оператора импульса;  $\mu^{-1} = m_c^{-1} + m_v^{-1}$  — приведенная эффективная масса;  $m_c$  — эффективная масса электрона;  $m_v$  — эффективная масса дырки (легкой или тяжелой в зависимости от величины встроенного электрического поля [20, 21]).

Рассмотрим теперь рекомбинацию Шокли-Рида в ТСР. Мы уже упоминали выше, что в ТСР фотогенерированные электроны и дырки разделены в пространстве, поэтому можно предположить, что время жизни фотоносителей в таких структурах достаточно велико (много больше характерного времени захвата носителей на рекомбинационный уровень). В этом случае рекомбинацию Шокли-Рида в ТСР можно рассматривать в квазистационарном приближении. В соответствии с выражениями (3) и (4) введем время жизни неравновесных носителей в ТСР, связанное с рекомбинацией Шокли-Рида, соотношением  $\Delta N / \tau_{shr} = \int_L r_{shr} dx$ , где скорость рекомбинации Шокли-Рида определяется известным выражением

$$r_{shr} = \frac{np - n_i^2}{\tau_{n_0}(p + p_1) + \tau_{p_0}(n + n_1)}.$$

Здесь  $n_i$  — концентрация носителей в собственном полупроводнике, а величины  $\tau_{n_0}$ ,  $\tau_{p_0}$ ,  $p_1$ ,  $n_1$  имеют свое обычное значение [27]. Период ТСР (см. рисунок) включает в себя слой полупроводника  $n$ -типа, слой полупроводника  $p$ -типа и два слоя с сильным полем ( $L = l_d + l_a + 2l_{ad}$ ), поэтому интеграл по периоду от скорости рекомбинации Шокли-Рида  $r_{shr}$  можно записать в виде

$$R_{shr} = \int_{l_d} r_{shr} dx + \int_{l_a} r_{shr} dx + 2 \int_{l_{ad}} r_{shr} dx. \quad (8)$$

Рассмотрим сначала рекомбинацию Шокли-Рида в слоях толщиной  $l_d$  и  $l_a$ , которые являются полупроводниками  $n$ - и  $p$ -типов, соответственно. В этом случае рекомбинационный уровень в слое толщиной  $l_d$  практически полностью занят электронами, а в слое толщиной  $l_a$  — дырками. При этом в слое  $n$ -типа выполняются условия  $n \gg p$ ,  $n_1$ ,  $p_1$  и скорость рекомбинации Шокли-Рида можно записать в виде  $r_{shr} = p/\tau_{p_0} - n_0 p_0 / (\tau_{p_0} n)$ , где  $n_0$  и  $p_0$  — равновесные локальные концентрации электронов и дырок, соответственно. В случае слабого отклонения от термодинамического равновесия, когда  $\Delta n \ll n_0$  ( $n = n_0 + \Delta n$ ,  $p = p_0 + \Delta p$ ), после разложения знаменателя второго слагаемого по малому параметру  $\Delta n / n_0$ , выражение для скорости рекомбинации примет вид  $r_{shr} = (p_0 \Delta n) / (n_0 \tau_{p_0}) + \Delta p / (\tau_{p_0})$ . Проинтегрируем это выражение по слою  $n$ -типа и получим

$$R_{shr}^{(n)} \equiv \frac{\Delta N}{\tau_{shr}^{(p)}} = \frac{\Delta N}{\tau_{p_0}} \frac{p_0}{n_0} + \frac{\int \Delta p dx}{\tau_{p_0}}.$$

Полагая квазиуровни Ферми постоянными на период и принимая во внимание, что  $\Delta N = \Delta P$ , интеграл во втором слагаемом правой части выражения (12) можно записать в виде  $\int_{l_d} \Delta p dx = (l_d / l_a) \Delta N \exp\{-qV_b / (kT)\}$ . Из последних

выражений следует, что время жизни, связанное с рекомбинацией Шокли-Рида, в слое  $n$ -типа равно

$$\tau_{shr}^{(p)} = \tau_{p0} \left\{ \frac{p_0}{n_0} + \frac{l_d}{l_a} \exp\left(-\frac{qV_b}{kT}\right) \right\}^{-1} \quad (9)$$

Для ТСР, в которой выполняется условие  $N_0 = P_0 = N_i$  (т. н. собственной ТСР [22]), выражение (9) можно преобразовать к виду

$$\tau_{shr}^{(p,i)} = \tau_{p0} \frac{l_a}{2l_d} \exp\left(-\frac{qV_b}{kT}\right). \quad (10)$$

Физический смысл полученных результатов очевиден. В полупроводнике  $n$ -типа время жизни неравновесных носителей, связанное с рекомбинацией Шокли-Рида, определяется временем жизни неосновных носителей—дырок, поэтому  $\tau_{shr}^{(p)} \propto \tau_{p0}$ . В ТСР фотоносители разделены в пространстве, следовательно, в рекомбинации принимают участие только дырки, имеющие энергию, достаточную для преодоления потенциального барьера  $qV_b$ , поэтому  $\tau_{shr}^{(p)} \propto \exp\{qV_b / (kT)\}$ .

Выполним аналогичные выкладки для ямы  $p$ -типа ( $p \gg n, n_1, p_1$ ) и получим, что время жизни, связанное с рекомбинацией Шокли-Рида, в слое  $p$ -типа равно

$$\tau_{shr}^{(n)} = \tau_{n0} \left\{ \frac{n_0}{p_0} + \frac{l_a}{l_d} \exp\left(-\frac{qV_b}{kT}\right) \right\}^{-1} \quad (11)$$

Для собственной ТСР это выражение можно преобразовать к виду

$$\tau_{shr}^{(n,i)} = \tau_{n0} \frac{l_d}{2l_a} \exp\left(-\frac{qV_b}{kT}\right). \quad (12)$$

Из выражения (8) следует, что время жизни, связанное с рекомбинацией Шокли-Рида в областях толщиной  $l_d$  и  $l_a$ , равно  $1/\tau_{shr} = 1/\tau_{shr}^{(p)} + 1/\tau_{shr}^{(n)}$ . Из последнего соотношения и выражений (10) и (12) видно, что  $\tau_{shr}^{(i)} \propto \exp\{qV_b / (kT)\}$ .

При малых отклонениях от термодинамического равновесия для рекомбинации Шокли-Рида скорость тепловой генерации в полупроводнике  $n$ -типа ( $n \gg p, n_1, p_1$ ) равна  $g_{tn}^{shr} = n_i^2 / (n_0 \tau_{p0})$ , а в полупроводнике  $p$ -типа ( $p \gg n, n_1, p_1$ ) —  $g_{tp}^{shr} = n_i^2 / (p_0 \tau_{n0})$ . Отсюда следует, что интегральные скорости тепловой генерации в ямах  $n$ - и  $p$ -типов, соответственно, равны

$$G_m^{shr} = n_i^2 l_d^2 / (\tau_{p0} N_0); \quad G_{tp}^{shr} = n_i^2 l_a^2 / (\tau_{n0} P_0). \quad (13)$$

Рассмотрим рекомбинацию Шокли-Рида в областях сильного поля ТСР следуя методу, развитому в работе [28]. Будем считать, что рекомбинационный уровень находится в середине запрещенной зоны и коэффициенты захвата электронов и дырок одинаковы, т. е.  $\tau_{n0} = \tau_{p0} = \tau_0$ .

Локальная скорость рекомбинации  $r_{shr}$  в области сильного поля имеет резкий максимум [29], при этом максимальное значение  $r_{shr}$  определяется выражением

$$r_{shr}^{max} = \frac{n_i [\exp\{(F_n - F_p)/(kT)\} - 1]}{2\tau_0 [\exp\{(F_n - F_p)/(2kT)\} + 1]}. \quad (14)$$

Используя соотношения (2), преобразуем выражение (14) к виду

$$r_{shr}^{max} = \frac{n_i}{2\tau_0} \left( \frac{\sqrt{NP}}{N_i} - 1 \right).$$

Введем эффективную толщину области рекомбинации  $l_r = 2kT/(qE)$ , где  $E = 4\pi q\sigma/\epsilon$ . Тогда интегральную скорость рекомбинации  $R_{shr}$  можно записать в виде

$$R_{shr} = \frac{2kTn_i}{qE\tau_0} \left( \frac{\sqrt{NP}}{N_i} - 1 \right). \quad (15)$$

При записи (15) мы учли, что в период ТСР входят две области с сильным полем.

Рассмотрим малые отклонения от термодинамического равновесия, когда  $\Delta N \ll N_0$ ,  $\Delta P \ll P_0$ . В этом случае принимая во внимание, что  $\Delta N = \Delta P$ , из формулы (15) получим, что  $R_{shr} \equiv \Delta N / \tau_{shr f} = (kTn_i \Delta N (N_0 + P_0)) / (N_i^2 qE\tau_0)$ . Здесь мы ввели время жизни неравновесных носителей, связанное с рекомбинацией Шокли-Рида в областях сильного поля  $\tau_{shr f}$ . Из последних выражений получим, что для времени жизни  $\tau_{shr f}$  справедливо соотношение

$$\tau_{shr f} = \left\{ qE\tau_0 N_i^2 \right\} / \left\{ kTn_i (N_0 + P_0) \right\}. \quad (16)$$

Из выражения (16) видно, что при  $N = P = N_i$  время жизни  $\tau_{shr f}^{(i)} \propto N_i / n_i \propto \exp\{qV_b / (2kT)\}$ .

Из выражения (14) следует, что интегральная скорость тепловой генерации для рассматриваемого механизма рекомбинации равна

$$G_i^{(f)} = (n_i l_r) / (2\tau_0). \quad (17)$$

Используя последнее соотношение, преобразуем выражение (16) к виду, аналогичному выражению для времени жизни неравновесных носителей, связанного с туннельно-излучательной рекомбинацией (5)

$$\tau_{shr f} = N_i^2 \left\{ G_i^{(f)} (N_0 + P_0) \right\}. \quad (18)$$

Очевидно, что время накопления фотосигнала в ТСП фоторезисторе не может превышать времени жизни фотоносителей. Однако, как показано выше на примере ЛСП, в условиях сильных фонов нелинейность рекомбинации может привести к тому, что время накопления фотосигнала окажется значительно меньше времени жизни. Фотоотклик ТСП будет иметь линейный характер при временах накопления фотосигнала, сравнимых с временем жизни, в случае, когда заряд фотогенерированных фоновым излучением носителей много меньше встроенного заряда в  $\delta$ -легированных слоях, т. е. при выполнении условия

$$2M\sigma \gg \eta J_b \tau, \quad (19)$$

где  $M$  — число периодов ТСП.

Ниже показано, что в ТСП на основе  $\text{InSb}$  и  $\text{InAs}_{0,35}\text{Sb}_{0,65}$ , работающих в спектральных диапазонах 3—5 и 8—10 мкм, соответственно, доминирует туннельно-излучательная рекомбинация и рекомбинация Шокли-Рида в областях сильного поля. Тогда, полагая, что в рассматриваемой ТСП выполняется условие ВЛР-режима  $\eta J_b = MG_i$  [23] и подставляя выражения (5) и (18) в неравенство (19), получим условие линейности фотоотклика ТСП, содержащее только параметры сверхрешетки

$$\{2\sigma(N_0 + P_0)\} / N_i^2 \gg 1. \quad (20)$$

Для собственной ( $N_0 = P_0 = N_i$ ) ТСП выражение (20) упрощается, т. е.

$$(4\sigma) / N_i \gg 1.$$

### Время накопления фотосигнала в ячейках ИК-матриц на основе ТСП

Фоточувствительная ячейка ИК-матрицы на основе ТСП представляет собой продольный ТСП фоторезистор, работающий в режиме накопления. Структура такого ТСП фоторезистора рассмотрена в работе [23]. Заметим, что матрица на основе фоторезисторов с большим временем жизни фотоносителей имеет простейшую архитектуру, например подобную архитектуре матриц на основе  $\text{Pb}_{0,85}\text{Sn}_{0,12}\text{Ge}_{0,03}\text{Te:In}$  [14].

Число равновесных электронов и дырок в потенциальных ямах  $n$ - и  $p$ -типов рассчитаем по формулам (2). При этом в случае, когда в областях между одноименно-заряженными  $\delta$ -легированными слоями отсутствует локальная электронейтральность, положение уровня Ферми в ТСП может быть рассчитано из условий электронейтральности периода [22]. Время жизни неравновесных носителей, обусловленное туннельно-излучательной рекомбинацией и рекомбинацией Шокли-Рида, рассчитаем по формулам (5)—(7), (9), (11) и (16), соответственно.

Фотоэлектрические и пороговые характеристики ТСП фоторезистора рассмотрены в работе [23], где показано, что спектральная плотность генерационно-рекомбинационного шума продольного ТСП фоторезистора пропорциональна скорости тепловой генерации и скорости фоновой фотогенерации  $S_i \propto MG_i + \eta J_b$ , а условие ВЛР-режима имеет вид  $\eta J_b \geq MG_i$ . Скорости тепловой генерации для различных механизмов рекомбинации рассчитаем по формулам (6), (13) и (17), а плотность потока фоновых квантов  $J_b$  — приближенным методом, изложенном в [1].

Рассчитаем теперь оптимальные параметры fotocувствительных ячеек ИК-матриц различного спектрального диапазона на основе ТСР. В начале рассмотрим оптимальные параметры ТСР на основе  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ . Матрицы на основе этого соединения могут найти свое применение в системах твердотельного ночного видения. В расчетах принимались следующие значения параметров материала при  $T = 300 \text{ K}$ :  $m_c = 0,041$ ;  $m_{hh} = 0,61$ ;  $E_g = 0,75 \text{ эВ}$ ;  $\epsilon = 13,8$ ;  $\alpha = 10^4 \text{ см}^{-1}$  (здесь и далее мы будем выбирать толщину ТСР, равную  $\alpha^{-1}$ ) [30]. Время жизни, связанное с рекомбинацией Шокли-Рида, принималось равным  $\tau_{n_0} = \tau_{p_0} = \tau_0 = 10^{-7} \text{ с}$  [31]. В результате расчетов найдено, что ТСР с параметрами  $\sigma = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ,  $l_d = l_a = 570 \text{ \AA}$ ,  $l_{ad} = 176 \text{ \AA}$ ,  $M = 7$  является оптимальной, время жизни фотоносителей в ней равно  $\tau = 23 \text{ мс}$ . В рассматриваемой ТСР доминирует рекомбинация Шокли-Рида в областях с сильным полем  $\tau_{shrf} = 23 \text{ мс}$ , для сравнения, туннельно-излучательное время жизни равно  $\tau_R = 1,5 \text{ с}$ , а время жизни, связанное с рекомбинацией Шокли-Рида, в областях  $n$ - и  $p$ -типов равно  $\tau_{shr} = 1,4 \text{ с}$ .

Отметим, что в рассматриваемой ТСР равновесные локальные концентрации электронов и дырок в потенциальных ямах  $n$ - и  $p$ -типов соответственно равны  $n_0 = p_0 \approx 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . При таких концентрациях дебаевские длины экранирования равны  $L_{Dn_0} = L_{Dp_0} \approx 570 \text{ \AA}$ , иными словами, выполняются условия  $l_d \leq L_{Dn_0}$  и  $l_a \leq L_{Dp_0}$ , и требования к концентрациям доноров и акцепторов  $N_d$  и  $N_a$  в слоях толщиной  $l_d$  и  $l_a$  соответственно, являются довольно мягкими. Величины  $N_d$  и  $N_a$  должны удовлетворять условиям  $N_d, N_a < 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

Рассмотрим теперь оптимальные параметры ТСР на основе  $\text{InAs}$ . В расчетах принимались следующие значения параметров материала при  $T = 170 \text{ K}$ :  $m_c = 0,025$ ;  $m_{hh} = 0,4$ ;  $E_g = 0,39 \text{ эВ}$ ;  $\epsilon = 14,5$ ;  $\alpha = 10^4 \text{ см}^{-1}$  [32]. Плоский угол зрения на фон принимался равным  $\nu = 60^\circ$ , плотность потока фоновых квантов в телесном угле  $2\pi$  стерадиан принималась равной  $J_b = 8,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , а квантовая эффективность — равной  $\eta = 0,7$ . Времена жизни, связанные с рекомбинацией Шокли-Рида, принимались равными  $\tau_{n_0} = 5 \cdot 10^{-10} \text{ с}$ ;  $\tau_{p_0} = 6 \cdot 10^{-8} \text{ с}$  [33];  $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-8} \text{ с}$  [34]. В результате расчетов найдено, что ТСР с параметрами:  $\sigma = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ,  $l_d = 1780 \text{ \AA}$ ,  $l_a = 94 \text{ \AA}$ ,  $l_{ad} = 63 \text{ \AA}$ ,  $M = 5$  является оптимальной, в ней выполняются условие линейности фотоотклика (19) и условие ВЛР-режима, а время жизни фотоносителей равно  $\tau = 1,8 \text{ мс}$ . Заметим, что выбор соотношения между толщинами слоев  $l_d \gg l_a$  обусловлен соотношением времен  $\tau_{p_0} \gg \tau_{n_0}$  и позволяет уменьшить скорость тепловой генерации, связанную с рекомбинацией Шокли-Рида в слоях  $p$ -типа (см. выражение (13)). В рассматриваемой ТСР доминирует рекомбинация Шокли-Рида в областях с сильным полем  $\tau_{shr} = 3,5 \text{ мс}$ , для сравнения туннельно-излучательное время жизни равно  $\tau_R = 5 \text{ мс}$ , а время жизни, связанное с рекомбинацией Шокли-Рида в областях  $n$ - и  $p$ -типов, равно  $\tau_{shr} = 12 \text{ мс}$ . В рассматриваемой структуре равновесные локальные концентрации электронов и дырок в потенциальных ямах  $n$ - и  $p$ -типов, соответственно, равны  $n_0 \approx 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $p_0 \approx 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , при таких концентрациях дебаевские длины экранирования равны  $L_{Dn_0} \approx 1670 \text{ \AA}$ ;  $L_{Dp_0} \approx 398 \text{ \AA}$ , иными словами, выполняются условия  $l_d \approx L_{Dn_0}$  и  $l_a \leq L_{Dp_0}$ .

Отметим, что при  $T = 170$  К в ТСП фотодетекторе на основе InAs могут быть реализованы и большие времена жизни фотоносителей. Так, в ТСП с параметрами  $\sigma = 1,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ,  $l_d = 1577 \text{ \AA}$ ,  $l_a = 83 \text{ \AA}$ ,  $l_{ad} = 170 \text{ \AA}$ ,  $M = 5$  время жизни фотоносителей равно  $\tau = 22$  мс. В данной структуре также доминирует рекомбинация Шокли-Рида в областях с сильным полем  $\tau_{shr f} = 29$  мс, при этом туннельно-излучательное время жизни равно  $\tau_R = 0,1$  с, а время жизни, связанное с рекомбинацией Шокли-Рида в областях  $n$ - и  $p$ -типов, равно  $\tau_{shr} = 3$  с. В рассматриваемой сверхрешетке выполняются условия линейности фотоотклика и условие ВЛІР-режима. Однако в такой ТСП равновесные локальные концентрации электронов и дырок в потенциальных ямах  $n$ - и  $p$ -типов, соответственно, равны  $n_0 \approx 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и  $p_0 \approx 1,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . При таких концентрациях дебаевские длины экранирования равны  $L_{Dn_0} \approx 400 \text{ \AA}$  и  $L_{Dp_0} \approx 100 \text{ \AA}$ , иными словами,  $l_a \leq L_{Dp_0}$ , но  $l_d > L_{Dn_0}$ , и для обеспечения трапецеидального характера потенциальной ямы  $n$ -типа необходимо обеспечить электронейтральность в слоях толщиной  $l_d$ , т. е. должно достаточно жестко выполняться условие  $N_d = 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

Рассчитаем оптимальные параметры ТСП на основе  $\text{InAs}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$ . В расчетах принимались следующие значения параметров материала при  $T = 170$  К:  $m_c = 0,015$ ;  $m_{hh} = 0,41$ ;  $E_g = 0,296$  эВ (что соответствует длинноволновой границе поглощения  $\lambda_{CO} = 4,19$  мкм),  $\epsilon = 12,2$ ;  $\alpha = 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$  [32]. Плоский угол зрения на фон принимался равным  $\nu = 60^\circ$ , плотность потока фоновых квантов в телесном угле  $2\pi$  стерadian принималась равной  $J_b = 2,9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , а квантовая эффективность —  $\eta = 0,7$ . Времена жизни, связанные с рекомбинацией Шокли-Рида, принимались равными аналогичным временам в InAs. В результате расчетов найдено, что ТСП с параметрами  $\sigma = 1,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ,  $l_d = 3526 \text{ \AA}$ ,  $l_a = 286 \text{ \AA}$ ,  $l_{ad} = 94 \text{ \AA}$ ,  $M = 5$  является оптимальной, в ней выполняются условия линейности фотоотклика (19) и условие ВЛІР-режима, а время жизни фотоносителей равно  $\tau = 700$  мкс. В рассматриваемой ТСП все три механизма рекомбинации примерно равнозначны. Так, время жизни, связанное с рекомбинацией Шокли-Рида в областях с сильным полем равно  $\tau_{shr f} = 1,9$  мс, туннельно-излучательное время жизни  $\tau_R = 2,3$  мс, а время жизни, связанное с рекомбинацией Шокли-Рида, в областях  $n$ - и  $p$ -типов, равно  $\tau_{shr} = 2,1$  мс. В рассматриваемой структуре равновесные локальные концентрации электронов и дырок в потенциальных ямах  $n$ - и  $p$ -типов равны  $n_0 \approx 3,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ;  $p_0 \approx 4,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . При таких концентрациях дебаевские длины экранирования равны  $L_{Dn_0} \approx 530 \text{ \AA}$ ,  $L_{Dp_0} \approx 154 \text{ \AA}$ , иными словами, выполняются условия  $l_d > L_{Dn_0}$  и  $l_a < 2 L_{Dp_0}$ .

Таким образом, для обеспечения трапецеидального характера потенциальной ямы  $n$ -типа необходимо обеспечить электронейтральность в слоях толщиной  $l_d$ , т. е. должно выполняться условие  $N_d = 3,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

Проанализируем оптимальные параметры ТСП на основе InSb. В расчетах принимались следующие значения параметров материала при  $T = 77$  К:  $m_c = 0,0139$ ;  $m_{hh} = 0,43$ ;  $E_g = 0,228$  эВ;  $\epsilon = 16,8$ ;  $\alpha = 10^4 \text{ см}^{-1}$  [32]. Плоский угол зрения на фон принимался равным  $\nu = 60^\circ$ , плотность потока фоновых квантов в телесном угле  $2\pi$  стерadian —  $J_b = 1,3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , а квантовая эффективность —  $\eta = 0,7$ . Времена жизни, связанные с рекомбинацией Шокли-Рида, принимались равными  $\tau_{n_0} = 10^{-9}$  с;  $\tau_{p_0} = 10^{-7}$  с [35];  $\tau_0 = 10^{-7}$  с [36, 37]. В результате расчетов найдено, что ТСП с параметрами  $\sigma = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ;

$l_d = 640 \text{ \AA}$ ;  $l_a = 200 \text{ \AA}$ ;  $l_{ad} = 80 \text{ \AA}$ ;  $M = 10$  является оптимальной, в ней выполняется условие BLIP-режима, а время жизни фотоносителей определяется туннельно-излучательной рекомбинацией, причем  $\tau_R = 5$  мс. Для сравнения, время жизни, связанное с рекомбинацией Шокли-Рида, в областях с сильным полем равно  $\tau_{shr f} = 2,5$  с, а время жизни, связанное с рекомбинацией Шокли-Рида в областях  $n$ - и  $p$ -типов, равно  $\tau_{shr} = 257$  с.

В отличие от спектральных диапазонов, рассмотренных выше, спектральный диапазон 3—5 мкм характеризуется довольно высоким уровнем фонового излучения, что оказывает существенное влияние на выбор структуры и параметров ТСР. Отметим, что в отличие от рассмотренных выше случаев в ТСР на основе InSb толщины слоев  $l_d$  и  $l_a$  выбираются близкими к своим минимальным значениям, определяемым условием квазинепрерывности энергетического спектра носителей в соответствующих потенциальных ямах (1). Такой выбор толщин  $l_d$  и  $l_a$  обусловлен необходимостью обеспечить выполнение условия линейности фотоотклика (19) не только за счет величины  $\sigma$ , но и за счет увеличения числа периодов ТСР.

Сильный фон обуславливает еще одну особенность рассматриваемой сверхрешетки. Расчеты показывают, что равновесные локальные концентрации электронов и дырок в потенциальных ямах  $n$ - и  $p$ -типов, соответственно, равны  $n_0 \approx 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $p_0 \approx 1,9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . При таких концентрациях дебаевские длины экранирования равны  $L_{Dn_0} \approx 1000 \text{ \AA}$ ;  $L_{Dp_0} \approx 575 \text{ \AA}$ , иными словами,

выполняются условия  $l_d \leq L_{Dn_0}$  и  $l_a \leq 2 L_{Dp_0}$  и казалось бы дополнительного легирования слоев  $n$ - и  $p$ -типов не требуется. Однако в рассматриваемой ТСР средние по потенциальной яме концентрации фоновых фотоносителей  $\overline{\Delta n} = \alpha L J_b \tau / l_d$ ,  $\overline{\Delta p} = \alpha L J_b \tau / l_a$ , где  $L$  — период ТСР, соответственно равны  $\overline{\Delta n} = 2,7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $\overline{\Delta p} = 8,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . При таких концентрациях фотоносителей дебаевские длины экранирования крайне малы  $L_{Dn} \approx 48 \text{ \AA}$ ;  $L_{Dp} \approx 27 \text{ \AA}$ ,

т. е. выполняются условия  $l_d \gg L_{Dn}$  и  $l_a \gg L_{Dp}$ , иными словами, при реальных фонах профиль потенциала в ТСР уже не будет иметь трапецеидальный характер, может даже произойти перестройка энергетического спектра потенциальных ям. Чтобы предотвратить это, необходимо легировать слои толщиной  $l_d$  донорной примесью с концентрацией  $N_d = n_0$ , а слои толщиной  $l_a$  — акцепторной примесью с концентрацией  $N_a = p_0$ . В этом случае в слоях толщиной  $l_d$  и  $l_a$  будет выполняться условие электронейтральности, а распределение фотоносителей будет иметь  $\delta$ -образный характер (см. рисунок, в) — фотоэлектроны и фотодырки будут сосредоточены в областях донорных и акцепторных  $\delta$ -легированных слоев (и будут экранировать заряды этих слоев  $q\sigma_d$  и  $q\sigma_a$ ).

Рассмотрим другой способ реализации большого времени жизни неравновесных носителей в ТСР при реальных фонах, позволяющий несколько снизить требования к точности контроля концентраций легирующей примеси в слоях  $n$ - и  $p$ -типов. Этот способ заключается в легировании областей толщиной  $l_d$  и  $l_a$  донорной и акцепторной примесью так, что выбор концентраций  $N_d$  и  $N_a$  обеспечивает выполнение условия  $E_g - kT \ln(N_c / N_d) - kT \ln(N_v / N_a) > E_{ad}$ , где  $E = 4\pi q\sigma / \epsilon$ . Помимо этого, дебаевские длины экранирования ионизованными донорами и акцепторами должны быть больше толщин  $l_d$  и  $l_a$ . Эти условия обеспечивают, с одной стороны, полную ионизацию доноров и акцепторов в слоях  $n$ - и  $p$ -типов, а с другой стороны — трапецеидальное рас-

пределение потенциала в ТСР. В случае, когда концентрации доноров и акцепторов удовлетворяют условию  $N_d l_d = N_a l_a$  уровень Ферми в рассматриваемой ТСР совпадает с положением уровня Ферми в собственной ТСР [22], и время жизни неравновесных носителей будет максимальным. Заметим, что в рассматриваемой ТСР пространственное распределение фотоносителей в потенциальных ямах будет иметь характер, изображенный на рисунке,  $z$ : сперва фотоносители нейтрализуют ионизованные доноры и акцепторы, в слоях толщиной  $l_d$  и  $l_a$  сформируются квазинейтральные области, а затем фотоносители будут накапливаться в областях  $\delta$ -легированных слоев.

Расчеты показывают, что ТСР на основе InSb с параметрами  $\sigma = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ;  $l_d = 660 \text{ \AA}$ ;  $l_a = 115 \text{ \AA}$ ;  $l_{ad} = 33 \text{ \AA}$ ;  $M = 12$ ;  $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ;  $N_a = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  является оптимальной при том же фоне, что и выше, в ней выполняются условие VLIP-режима и условие линейности фотоотклика (19). Время жизни фотоносителей в рассматриваемой сверхрешетке определяется туннельно-излучательной рекомбинацией, причем  $\tau_R = 10,5 \text{ нс}$ . Для сравнения, время жизни, связанное с рекомбинацией Шокли-Рида в областях с сильным полем, равно  $\tau_{shr f} = 355 \text{ нс}$ , а время жизни, связанное с рекомбинацией Шокли-Рида в областях  $n$ - и  $p$ -типов, равно  $\tau_{shr} = 2,6 \text{ нс}$ .

Рассмотрим теперь оптимальные параметры ТСР на основе соединения InAs<sub>0,35</sub>Sb<sub>0,65</sub>, которое при  $T = 77 \text{ К}$  обладает следующими значениями параметров:  $m_c = 0,0113$ ;  $m_{hh} = 0,43$ ;  $E_g = 0,136 \text{ эВ}$  (что соответствует  $\lambda_{CO} = 9,1 \text{ мкм}$ ),  $\epsilon = 14,9$ ;  $\alpha = 10^3 \text{ см}^{-1}$  [32]. Плоский угол зрения на фон принимался равным  $\nu = 30^\circ$  (такой выбор  $\nu$  обусловлен необходимостью обеспечить выполнение условия (19)), плотность потока фоновых квантов в телесном угле  $2\pi$  стерadians принималась равной  $J_b = 1,4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , а квантовая эффективность  $\eta = 0,7$ . Времена жизни, связанные с рекомбинацией Шокли-Рида, принимались равными  $\tau_{n0} = \tau_{p0} = \tau_0 = 10^{-8} \text{ с}$ . В результате расчетов найдено, что в ТСР с параметрами  $\sigma = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ;  $l_d = 1970 \text{ \AA}$ ;  $l_a = 148 \text{ \AA}$ ;  $l_{ad} = 190 \text{ \AA}$ ;  $N_d = 3,7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ;  $N_a = 4,4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  (при таких концентрациях доноров и акцепторов обеспечивается электронейтральность слоев  $n$ - и  $p$ -типов),  $M = 40$  является оптимальной, в ней выполняются условие линейности фотоотклика (19) и условие VLIP-режима, а время жизни фотоносителей определяется рекомбинацией Шокли-Рида в областях с сильным полем ( $\tau_{shr f} = 1,6 \text{ нс}$ ) и туннельно-излучательной рекомбинацией ( $\tau_R = 3 \text{ нс}$ ) и равно  $\tau = 960 \text{ нс}$ . Для сравнения, время жизни связанное с рекомбинацией Шокли-Рида в областях  $n$ - и  $p$ -типов, равно  $14 \text{ нс}$ .

### Заключение

Итак, мы показали, что на основе ТСР с собственным поглощением излучения можно создать планарные ИК-матрицы различного спектрального диапазона, реализующие время накопления фотосигнала порядка нескольких миллисекунд и обладающие предельно высокими пороговыми характеристиками. При этом линейность фотоотклика сохраняется в ТСР, поглощающих ИК-излучение в спектральных диапазонах 3—5 и 8—10 мкм, при большом времени накопления фотосигнала и реальном уровне фоновых засветок. Таким образом, ТСР объединяют в себе как достоинства фотонных фотодетекторов — высокую квантовую эффективность и возможность работы в VLIP-режиме, так и достоинства, присущие современным тепловым фотодетекторам — возможность реализации большого времени накопления фотосигнала,

что позволяет рассматривать ТСП как реальную альтернативу для построения крупноформатных смотрящих ИК-матриц с предельно высокими пороговыми характеристиками.

### Л и т е р а т у р а

1. Тришенко М. А. Фотоприемные устройства и ПЗС. Обнаружение слабых оптических сигналов. — М.: Радио и связь, 1992. — 400 с.
2. Radford W. A., Murphy D. F., Finch A., Kennedy A., Kojiro J. K., Ray M., Wyles R., Coda R., Moody E. A., Baur S. Microbolometer uncooled infrared camera with 20-mK NETD//PROC. SPIE. 1998. V. 3379. P. 22—35.
3. Evans S. B., Hayden T. High — MTF hybrid ferroelectric IR FPA // Ibid., 1998. V. 3379. P. 36—46.
4. Schneider H., Walther M., Schonbein C., Rehm R., Fleissner J., Pletschen W., Braunstein J., Koidl P., Weimann G., Ziegler J., Cabanski W. QWIP FPAs for high — performance thermal imaging // Physica E. 2000. V. 7. P. 101—107.
5. Морозов В. А., Осипов В. В., Селяков А. Ю., Таубкин И. И. Интегральный матричный приемник нового типа на основе InSb//Микроэлектроника. 1996. Т. 25. № 3. С. 163—175.
6. Audebert P., Giotta D., Mottin E., Rambaud P., Marion F. 640x480 MCT 3—5  $\mu\text{m}$  snapshot focal plane array//PROC. SPIE. 1998. V. 3379. P. 577—585.
7. Осипов В. В., Пономаренко В. П., Селяков А. Ю. Новая гибридная фотокальная матрица ИК-диапазона//Микроэлектроника. 1997. Т. 26. № 1. С. 12—20.
8. Osipov V. V., Ponomarenko V. P., Selyakov A. Yu. Ultimate performance of new infrared HgCdTe focal plane arrays//PROC. SPIE. 1999. V. 3819. P. 16—31.
9. Осипов В. В., Пономаренко В. П., Селяков А. Ю. Предельные характеристики новых смотрящих гибридных ИК-матриц на основе HgCdTe//Прикладная физика. 1999. Вып. 2. С. 9—29.
10. Осипов В. В., Селяков А. Ю. Режим ускоренного опроса в смотрящих ИК-матрицах с коммутирующими  $p-n$ -переходами//Там же, 2000. Вып. 5. С. 31—38.
11. Chishko V. F., Hryapov V. T., Kasatkin I. L., Osipov V. V., Slinco E. I., Smolin O. V., Tretinik V. V. High sensitivity photoresistors based on homogeneous  $\text{Pb}_{1-x-y}\text{Sn}_x\text{Ge}_y\text{Te}$ :In epitaxial films//Infrared. Phys. 1992. V. 33. № 3. P. 197—201.
12. Chishko V. F., Dirochka A. I., Kasatkin I. L., Osipov V. V., Slinco E. I., Tretinik V. V. Photoelectric properties of  $\text{Pb}_{1-x-y}\text{Sn}_x\text{Ge}_y\text{Te}$ :In epitaxial films//Applied Phys. 1993. V. A57. P. 567—572.
13. Курбатов Л. Н., Васильков В. Н., Дирочка А. И., Касаткин И. Л., Осипов В. В., Чижко В. Ф. Матричные ИК-фотоприемники диапазона 8—20 мкм на основе сверхфоточувствительных пленок твердого раствора  $\text{Pb}_{1-x-y}\text{Sn}_x\text{Ge}_y\text{Te}$ :In //Оптический журнал. 1995. № 12. С. 20—25.
14. Васильков В. Н., Дирочка А. И., Касаткин И. Л., Слинко Е. И., Чижко В. Ф. Фотоэлектрические свойства эпитаксиальных пленок твердых растворов  $\text{Pb}_{1-x-y}\text{Sn}_x\text{Ge}_y\text{Te}$ :In и матричных фотоприемников на их основе//Неорганические материалы. 1997. Т. 33. Вып. 2. С. 227—231.
15. Неустроев Л. Н., Осипов В. В., Холоднов В. А. Фотопроводимость полупроводников со слоистой неоднородностью//ФТП. 1980. Т. 14. Вып. 5. С. 939—947.
16. Неустроев Л. Н., Осипов В. В. Флуктуации продольной проводимости одномерно-неоднородных полупроводников при межзонных механизмах рекомбинации//Там же. Вып. 6. С. 1186—1192.
17. Неустроев Л. Н., Осипов В. В. Теория фотоэлектрических свойств структур с одномерно-неоднородным распределением примесей//Микроэлектроника. 1980. Т. 9. Вып. 2. С. 99—106.
18. Неустроев Л. Н., Осипов В. В. Фотопроводимость полупроводников со слоистой неоднородностью при наличии квазинейтральных областей//ФТП. 1981. Т. 15. Вып. 6. С. 1068—1077.
19. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. — М.: Наука, 1989. — 768 с.
20. Осипов В. В., Селяков А. Ю., Foygel M. Межзонное поглощение длинноволнового излучения в  $\delta$ -легированных сверхрешетках на основе монокристаллических широкозонных полупроводников//ФТП. 1998. Т. 32. Вып. 2. С. 221—226.
21. Osipov V. V., Selyakov A. Yu., Foygel M. Trapezoidal delta-doped superlattice for far — infrared detection//Phys. Stat. Sol. (a). 1998. V. 169. P. 161—170.
22. Осипов В. В., Селяков А. Ю., Foygel M. Туннельно-излучательная рекомбинация и люминесценция трапецидальных  $\delta$ -легированных сверхрешеток//ФТП. 1999. Т. 33. Вып. 1. С. 101—105.
23. Осипов В. В., Селяков А. Ю., Foygel M. Теория фоторезисторов на основе трапецидальных  $\delta$ -легированных сверхрешеток//Там же. Вып. 7. С. 870—875.
24. Осипов В. В., Селяков А. Ю. Сверхвысокочувствительные ИК-фоторезисторы на основе трапецидальных  $\delta$ -легированных сверхрешеток//IV Российская конференция по физике полупроводников: Тез. докл. — г. Новосибирск, 1999. — 308 с.

25. Козловский Ю. Я., Неустров Л. Н., Осипов В. В. Поперечная фотопроводимость классических композиционных сверхрешеток//ФТП. 1990. Т. 24. Вып. 3. С. 497—502.
26. Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. — М.: Наука, 1978. — 616 с.
27. Бонч-Бруевич В. Л., Калашиников С. Г. Физика полупроводников. — М.: Наука, 1990. — 688 с.
28. Sah C. T., Noyce R. N., Shockley W. Carrier generation and recombination in  $p-n$ -junction and  $p-n$ -junction characteristics//Proc. IRE. 1957. V. 45. № 9. P. 1228—1243.
29. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: в двух кн. Кн. 1/Пер. с англ. — М.: Мир, 1984. — 456 с.
30. Шур М. Физика полупроводниковых приборов: в двух кн. Кн. 2/Пер. с англ. — М.: Мир, 1992. — 294 с.
31. Ed. by Willardson R. K. and Beer C. Semiconductors and Semimetals, 1985. V. 22. P. D. — Academic Press Inc.: Orlando, San Diego, New York, London, Toronto, Montreal, Sydney, Tokyo.
32. Rogalski A. New ternary alloy systems for infrared detectors//Printed in the USA: SPIE Optical Engineering Press. 1994. — 359 p.
33. Баранский П. И., Ключков В. П., Потыкевич И. В. Полупроводниковая электроника. — Киев: Наукова думка, 1975. — 704 с.
34. Астахов В. П., Данилов Ю. А., Дудкин В. Ф., Лесников В. П., Сидорова Г. Ю., Сулов Л. А., Таубкин И. И., Эскин Ю. М. Планарные фотодиоды на основе InAs материала//Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 3. С. 1—5.
35. Маделунг О. Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп//Пер. с англ. — М.: Мир, 1967. — 478 с.
36. Приборы с зарядовой связью/Под ред. Д. Ф. Барба. — М.: Мир, 1982. — 240 с.
37. Косогов О. В., Новиков В. Б., Дрокин С. Н., Демидова Л. В., Мозжорин Ю. Д., Тихонов В. Г. Влияние температуры на вольтамперные характеристики диффузионных  $p-n$ -переходов на базе InSb//Электронная техника. Сер. 2. Полупроводниковые приборы. 1989. Вып. 1 (198). С. 63—65.

## IR FPAs with large photosignal integration time on the base of trapezoidal $\delta$ -doped superlattices with fundamental absorption

A. Yu. Selyakov

State Unitary Enterprise «RD&P Centre "Orion"», Moscow, Russia

*It is shown a possibility in principle of development of planar FPAs with large quantum efficiency and photosignal integration time on the base of new type of superlattices — trapezoidal  $\delta$ -doped superlattices (TSL) with fundamental absorption. An optimal structure of the TSL was calculated. Carrier recombination mechanisms in the TSL based of  $A^3B^5$  semiconductors ( $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ ,  $InAs$ ,  $InSb$  and  $InAs_{1-x}Sb_x$ ) was analyzed. It is established, that lifetime of nonequilibrium carriers in the TSLs can reach magnitude of some milliseconds. It is shown, that photo-response of TSL photodetector keep lineal character in spite of large lifetime and large background photon flux.*