

Механизмы Оже-рекомбинации в узкозонных полупроводниковых структурах HgCdTe

Н. И. Яковлева

Рассмотрены основные механизмы Оже-рекомбинации и рассчитаны скорости генерации-рекомбинации и времена жизни в зависимости от состава и температуры в материале HgCdTe p- и n-типа проводимости на основе модели Битти–Ландсберга–Блэкмора (Beattie–Landsberg–Blakemore (BLB)). Определены пороговые значения энергии, требуемые для процессов рекомбинации по механизмам Оже-1, Оже-7 и Оже-3. Проведена оценка темновых токов и обнаружительной способности в узкозонных полупроводниковых структурах HgCdTe с учетом фундаментальных Оже-механизмов.

Ключевые слова: HgCdTe, инфракрасный спектральный диапазон, ИК-диапазон, гетероэпитаксиальные структуры, Оже-рекомбинация, время жизни.

Введение

Концепция расчета скоростей генерации-рекомбинации и времени жизни в тройных соединениях $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ (в русскоязычном варианте – КРТ) заложена классиками полупроводниковой электроники в пятидесятых годах прошлого столетия [1–3]. Процессы генерации-рекомбинации неосновных носителей заряда в поглощающей области полупроводникового прибора определяют квантовую эффективность, темновой ток и шумы, поэтому оценка механизмов рекомбинации и времени жизни неосновных носителей заряда имеют большое значение при создании приборов с высокими фотоэлектрическими параметрами или работающими при повышенных температурах.

Для материала $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, как правило, рассматриваются три принципиальных механизма рекомбинации, а именно: рекомбинация Шокли–Рида–Холла (Shockley–Read–Hall – SRH) через уровни ловушек в запрещенной зоне; межзонная излучательная рекомбинация (radiative), проходящая с излучением фотона; межзонная Оже (Auger) рекомбинация с передачей энергии третьей частице. Схематичное представление трех основных механизмов рекомбинации показано на рис. 1.

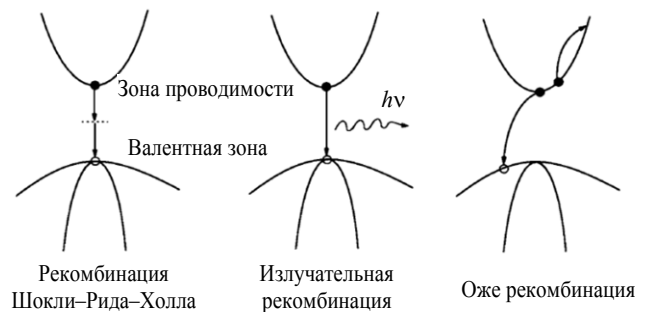


Рис. 1. Схематичное представление трех основных механизмов рекомбинации.

Оже-рекомбинация является доминирующим механизмом в КРТ и, следовательно, определяет время жизни неосновных носителей заряда при высоких температурах и собственных концентрациях носителей заряда, в то время как при низких температурах наиболее вероятны механизмы Шокли–Рида–Холла (ШРХ) [4]. С уменьшением плотности центров рекомбинации ШРХ время жизни неосновных носителей заряда существенно возрастает, при этом Оже-механизмы становятся последним фундаментальным ограничением, определяющим основные параметры. В связи с этим время жизни по механизму Оже активно используется для оценки качества приборов на основе материала $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Среди десяти возможных механизмов генерации-рекомбинации, как правило, рассматривается два: Оже-1 и Оже-7 (Auger-1, Auger-7), поскольку для их реализации необходимы наименьшие предельные значения энергии [5]. Считается, что рекомбинация по механизму Оже-1 описывает поведение неосновных носителей заряда в материале $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ n-типа проводимости, а

Яковлева Наталья Ивановна, г.н.с., к.т.н.
АО «НПО «Орион».
Россия, 111538, Москва, ул. Косинская, 9.
Тел. 8(499) 374-81-30. E-mail: orion@orion-ir.ru

Статья поступила в редакцию 26 марта 2018 г.

© Яковлева Н. И., 2018

рекомбинация по механизму Оже-7 – в материале $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ p -типа проводимости [6].

Для вычисления скоростей генерации-рекомбинации и времени жизни неосновных носителей заряда применяются различные модели, связанные с описанием зонной диаграммы полупроводникового соединения. Формулы выводятся с учетом типа зонной диаграммы: модель плоских, параболических, эллиптических зон и др., от которых в существенной степени зависит произведение интегралов перекрытия волновых функций [7]. Наиболее часто исследователями применяется модель Битти–Ландсберга–Блэкмора (Beattie–Landsberg–Blakemore (BLB) [8], которая с хорошей точностью позволяет вычислять время жизни по механизму Оже в тройных растворах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$.

В данной работе представлены расчеты скоростей генерации и времени жизни неосновных носителей заряда в соответствии с механизмами Оже в широком диапазоне температур, составов и концентраций. Для вырожденного материала $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ состава $x \sim 0,2$ мол. дол. рассмотрены условия рекомбинации по механизму Оже-3 с участием электрона и двух тяжелых дырок. Проведена оценка темновых токов и обнаружительной способности для фотоприемных устройств, изготовленных на основе узкозонных полупроводниковых структур HgCdTe .

Теоретические основы

В фотоэлектронном приборе после генерации избыточных неосновных носителей заряда (электронов в материале p -типа или дырок в материале n -типа проводимости) требуется некоторое время, чтобы вновь прийти к состоянию равновесия. Данный переход осуществляется за счет рекомбинации генерированных носителей заряда, локализованных в минимуме зоны проводимости (электроны) или в максимуме валентной зоны (дырки) при определенных значениях энергии и квазиимпульса. Различные рекомбинационные процессы классифицируются как по способу перехода электрона из зоны проводимости в валентную зону, так и по способу передачи энергии в результате рекомбинации [9]. При переходе и рекомбинации электрона наблюдается уменьшение энергии на величину порядка ширины запрещенной зоны, которая может либо выделяться в виде фотона излучения, либо передается кристаллической решетке (фонону) или другому носителю заряда.

Скорость рекомбинации R пропорциональна произведению концентраций электронов n и дырок p , где β – коэффициент пропорциональности [10], и определяется выражением:

$$R = \beta np.$$

В условиях термического равновесия скорости генерации и рекомбинации одинаковы и имеет место соотношение:

$$R_{th} = G_{th} = \beta n_0 p_0 = \beta n_i^2,$$

где n_0 , p_0 – равновесные концентрации электронов и дырок; n_i – собственная концентрация.

Если процесс рекомбинации преобладает над процессом генерации, то скорость избыточной рекомбинации U определяется как разница скоростей, а именно:

$$U = R - R_{th} = \beta(np - n_0 p_0) = \beta(np - n_i^2).$$

Если под воздействием внешнего излучения полупроводника процесс генерации носителей заряда со скоростью G_L преобладает над процессом рекомбинации, то обе концентрации (как основных, так и неосновных носителей заряда) от своих равновесных значений n_0 и p_0 изменяются на некоторое значение Δn , и скорость рекомбинации возрастает:

$$R = \beta(n_0 + \Delta n) \times (p_0 + \Delta p).$$

При постоянном уровне облучения дополнительная разница между неравновесным и равновесным значениями скорости рекомбинации будет равна скорости генерации:

$$G_L = U = R - R_{th} = \beta \Delta n_L (n_0 + p_0 + \Delta n_L).$$

Для малого уровня инжекции при малом изменении концентрации носителей заряда ($\Delta n \ll p_0$, $n_0 \ll p_0$), получим, например, для полупроводника p -типа проводимости следующие выражения:

$$G_L = U = R - R_{th} = \beta \Delta n_L p_0$$

$$G_L = \frac{\Delta n_L}{\tau_r}, \quad \tau_r = \frac{1}{\beta p_0}.$$

Если убрать источник излучения, скорость рекомбинации U будет пропорциональна плотности избыточных носителей заряда Δn . Скорость рекомбинации или изменение концентрации в единицу времени будет равна отношению изменения концентрации к времени рекомбинации:

$$U = \frac{\Delta n}{\tau_r} = \frac{n - n_0}{\tau_r}.$$

При этом плотность неосновных носителей заряда уменьшается на Δn к равновесному значению n_0 за время рекомбинации τ_r , необходимое для возвращения в состояние равновесия. Именно

данное время считается временем жизни неосновных носителей заряда.

Более подробно рассмотрим Оже-рекомбинацию, которая может включать несколько различных механизмов, непосредственно связанных с зонной диаграммой полупроводникового соединения. Для материала HgCdTe, как уже сказано, существует десять возможных механизмов Оже-рекомбинации [3, 7]. Они определяются положением зоны проводимости, двух валентных зон (легких и тяжелых дырок) и зоны спин-орбитального расщепления. Каждый из десяти возможных механизмов рекомбинации связан с сохранением энергии и импульса, в каждом из них электрон переходит из зоны проводимости в валентную зону. Избыточная энергия и момент импульса передаются второму электрону или дырке, позволяя им перемещаться на уровень с большей энергией.

Скорость генерации в отсутствие внешнего возбуждения для механизма Оже-1 получена рядом авторов в основополагающих работах [3, 11, 12]. При расчете скорости генерации для механизма Оже-1 используется функция вероятности перехода электрона в единицу времени с начального в конечное положение в течение временного периода t [13]:

$$T_{if} = \frac{2t^2}{\hbar^2} |U_{if}|^2 \frac{1 - \cos x}{x^2},$$

$$g_0^{(i)} = \left[\frac{1}{t\nu} \right] \cdot \left[\frac{V}{8\pi^3} \right]^4 \iiint T_{if} [f(k_1)][f(k_2)][1-f(k'_1)][1-f(k'_2)] dk_1 dk_2 dk'_1 dk'_2,$$

где i – целое число.

В приближении параболичности зон для невырожденных материалов, скорость генерации по механизму Оже-1 для материала КРТ n -типа определяется по формуле:

$$g_0^{(1)} = \frac{8(2\pi)^{5/2} e^4 m_0}{h^3} \times \frac{(m_0^* / m_0) |F_1 F_2|^2}{\varepsilon^2 (1 + \mu)^{1/2} \times (1 + 2\mu)} \times n_0 \left(\frac{k_B T}{E_g} \right)^{3/2} \times \exp \left(- \frac{(1 + 2\mu)}{(1 + \mu)} \times \frac{E_g}{k_B T} \right)$$

где $|F_1 F_2|$ – произведение интегралов перекрытия волновых функций, причём данное значение обычно выбирается равным от 0,1 до 0,3; (m_0^* / m_0) – значение эффективной массы у дна

где переменная x вычисляется (исходя из соотношения между энергетическими уровнями E_i и E_f) по формуле $x = \frac{t}{\hbar} |E_f - E_i|$. Уровни E_i и E_f являются начальным и конечным значениями энергии при переходе электрона с уровня на уровень, а U_{if} – матричный элемент взаимодействия.

В свою очередь, матричный элемент U_{if} рассчитывается как произведение пространственной функции возмущения и функций спин-орбитального взаимодействия:

$$|U_{if}| = \left\langle \Phi_{S,T}^* \left| H^{(1)} \right| \Phi_{S,T} \right\rangle$$

где $H^{(1)}$ – функция возмущения при взаимодействии двух частиц с зарядами e и радиус-векторами r_1, r_2 , $\Phi_{S,T}^*$ и $\Phi_{S,T}$ – функции спин-орбитального взаимодействия. Справедливо выражение для функции возмущения:

$$H^{(1)}(r_1, r_2) = \frac{e^2 \exp(-\lambda \cdot |r_1 - r_2|)}{\varepsilon \cdot |r_1 - r_2|},$$

причем здесь λ – длина экранирования; ε – диэлектрическая постоянная.

Учитывая вышеприведенные соотношения, скорость генерации по механизму Оже в общем виде описывается выражением:

зоны проводимости; μ – соотношение эффективных масс электронов и дырок.

Скорость рекомбинации по механизму Оже-3 для материала КРТ p -типа проводимости рассчитывается по формуле:

$$g_0^{(3)} = \frac{8(2\pi)^{5/2} e^4 m_0}{h^3} \times \frac{(m_{hh}^* / m_0) |F_1 F_2|^2}{\varepsilon^2 (1 + 1/\mu)^{1/2} \times (1 + 2/\mu)} \times p_0 \left(\frac{k_B T}{E_g} \right)^{3/2} \times \exp \left(- \frac{(2 + \mu)}{(1 + \mu)} \times \frac{E_g}{k_B T} \right).$$

Как видно из выше приведенных формул, наибольшее различие между скоростями генерации по механизмам Оже-1 и Оже-3 вносится за счет экспоненциального множителя, аргументы которого отличаются в два раза.

Моделирование времени жизни в материале Hg_{1-x}Cd_xTe *n*- и *p*-типа проводимости

Скорости генерации и рекомбинации по механизму Оже-1 соотносятся с концентрациями носителей заряда как

$$\begin{cases} g^{(1)} = \frac{n}{n_0} g_0^{(1)} \\ r^{(1)} = \frac{n^2 p}{n_0^2 p_0} r_0^{(1)} \end{cases}$$

Зная скорость генерации $g_0^{(1)}$, можно рассчитать время жизни по механизму Оже для материала HgCdTe *n*-типа проводимости. В общем виде время жизни определяется выражением:

$$\tau_{n,A} = \frac{n - n_0}{(r_{n,A} - g_n)}$$

где n_0 – равновесная концентрация носителей заряда.

Учитывая, что скорости генерации и рекомбинации в стационарных условиях равны $r_0^{(1)} = g_0^{(1)}$, и используя статистику Ферми–Дирака при условии параболичности энергетических уровней, можно вывести уравнение для времени жизни по механизму Оже-1:

$$\tau_A^{(1)} = \frac{n_i^4}{np_0(n_0 + \Delta n + p_0)} \times \frac{1}{g_0^{(1)}}$$

Используя соотношения между концентрациями носителей заряда и скоростями генерации и рекомбинации по механизму Оже-3

$$\begin{cases} g^{(3)} = \frac{p}{p_0} g_0^{(3)} \\ r^{(3)} = \frac{p^2 n}{p_0^2 n_0} r_0^{(3)} \end{cases}$$

можно рассчитать время жизни по механизму Оже-3:

$$\tau_A^{(3)} = \frac{n_i^4}{n_0 p (n_0 + \Delta n + p_0)} \times \frac{1}{g_0^{(3)}}$$

Суммарное время жизни неосновных носителей заряда с учетом механизмов Оже-1 и Оже-3 имеет вид:

$$\tau_A = \frac{n_i^4}{(n_0 + p_0 + \Delta n)} \times \frac{1}{(np_0 g_0^{(1)} + pn_0 g_0^{(3)})}$$

Если в данную формулу ввести параметр β , который определяется как

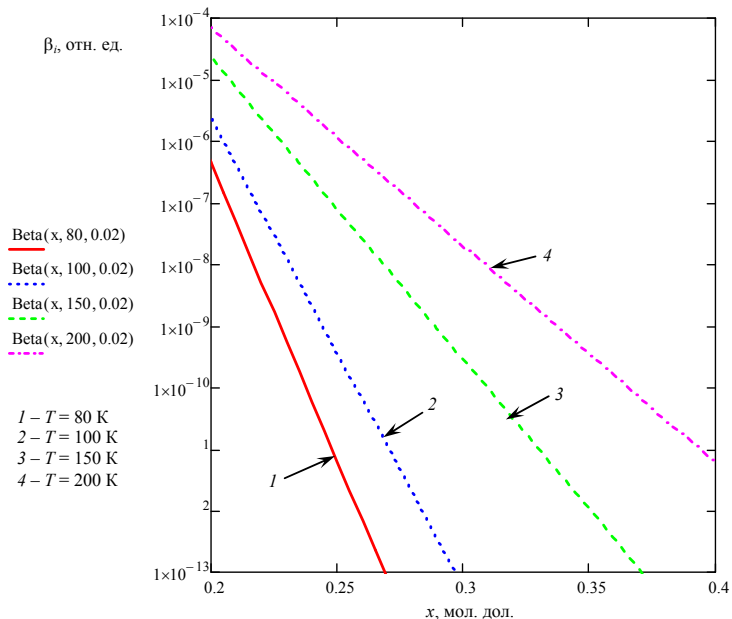
$$\beta = \frac{n_0 g_0^{(3)}}{p_0 g_0^{(1)}} = \frac{\sqrt{\mu}(1+2\mu)}{(2+\mu)} \times \exp\left[-\frac{(1-\mu)}{(1+\mu)} \times \frac{E_g}{k_B T}\right],$$

то полученное суммарное время жизни будет иметь вид:

$$\tau_A = \frac{n_i^4 (p_0 g_0^{(1)})}{(n_0 + p_0 + \Delta n) \times [(n_0 + \Delta n) + \beta(p_0 + \Delta n)]}$$

Зависимость коэффициента β от состава x при различных температурах ($T = 80; 100; 150; 200$ К) показана на рис. 2. Из него видно, что коэффициент β всегда меньше единицы, т. е. для материала КРТ *p*-типа проводимости время жизни неосновных носителей заряда теоретически больше, чем в материале *n*-типа.

Рис. 2. Соотношение между коэффициентом β и составом x при различных температурах.



Для собственного материала КРТ с фоновой проводимостью n -типа значение времени жизни можно рассчитать, если известны собственная концентрация и скорость генерации в равновесном состоянии:

$$\tau_{Ai}^{(1)} = \frac{n_i}{2g_0^{(1)}} = \frac{n_0}{2g_0^{(1)}}.$$

Данная аппроксимация широко используется для предварительных оценок при обработке экс-

периментальных данных для структур HgCdTe n -типа проводимости при небольших концентрациях носителей заряда. На рис. 3 представлены зависимости времени жизни по механизму Оже-1 от обратной температуры в собственном материале HgCdTe для трех составов $x = 0,2; 0,3; 0,4$ мол. дол. при соотношении масс электронов и дырок $\mu = 0,02; 0,038$ и $0,06$. Время жизни в собственном материале КРТ рассчитано по модели из работ [14, 15].

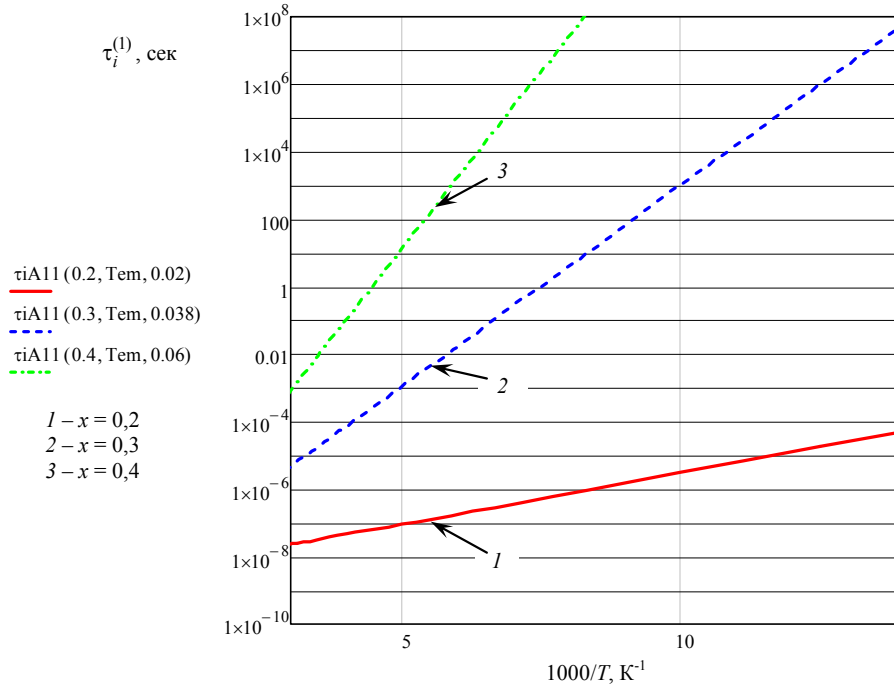


Рис. 3. Время жизни по механизму Оже-1 в собственном материале HgCdTe в зависимости от обратной температуры, для составов $x = 0,2; 0,3; 0,4$ мол. дол. при соотношении масс электронов и дырок $\mu = 0,02; 0,038$ и $0,06$.

Время жизни по механизму Оже-1 $\tau_A^{(1)}$ можно рассчитать через собственное время жизни $\tau_{Ai}^{(1)}$ в материале КРТ, если известны зависимости для концентраций n_i , n_0 , p_0 . Справедливо выражение:

$$\tau_A^{(1)} = \frac{n_i^2 n_0 p_0}{n p_0 (n + p_0)} \times \frac{1}{g_0^{(1)}} = \frac{n_i^2 \tau_{Ai}^{(1)}}{n(n + p_0)}.$$

Поскольку для материала КРТ n -типа проводимости $p_0 \ll n_0$, то $\tau_A^{(1)}$ пропорционально $\frac{1}{n_0^2} \exp\left[\frac{1+2\mu}{1+\mu} \times \frac{E_g}{k_B T}\right]$. В результате имеем следующую формулу:

$$\tau_A^{(1)} = 2 \frac{n_i^2}{n_0^2} \tau_{Ai}^{(1)} \times \frac{1}{n_0^2} \exp\left[\frac{1+2\mu}{1+\mu} \times \frac{E_g}{k_B T}\right].$$

Как видно из последнего выражения, время жизни по механизму Оже-1 зависит от ширины запрещенной зоны, т. к. E_g входит в экспоненциальный член $\exp\left[\frac{1+2\mu}{1+\mu} \times \frac{E_g}{k_B T}\right]$. С уменьшением ширины запрещенной зоны при уменьшении соотношения эффективных масс μ электронов и дырок время жизни уменьшается. Усовершенствовав формулу для расчета значений времени жизни по механизму Оже-1, можно получить выражение:

$$\tau_A^{(1)} = \frac{n_i^2 n_0}{g_0^{(1)} \times (n_0 + p_0 + \Delta n)(n_0 + \Delta n)}.$$

На рис. 4 представлено время жизни по механизму Оже-1 от обратной температуры для материала КРТ n -типа проводимости двух составов

$x = 0,22$ и $x = 0,25$ мол. дол. при различных значениях концентрации легирующей примеси от 10^{14}

до 10^{16} см^{-3} . Прямыми линиями показано время жизни $\tau_{Ai}^{(1)}$ для собственного материала.

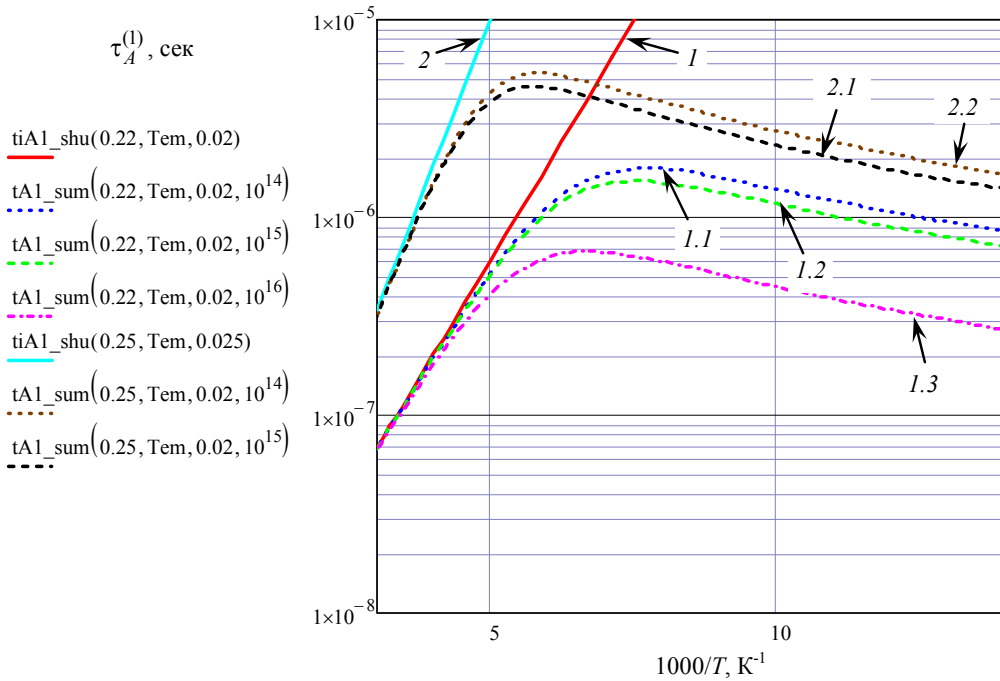


Рис. 4. Время жизни по механизму Оже-1 для материала КРТ n-типа проводимости двух составов $x = 0,22$ и $x = 0,25$ мол. дол. при различных значениях концентрации легирующей примеси от 10^{14} до 10^{16} см^{-3} ; (1 – $\tau_{Ai}^{(1)}$; $x = 0,22$; 1.1 – $\tau_A^{(1)}$; $x = 0,22$; $N_D = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; 1.2 – $\tau_A^{(1)}$; $x = 0,22$; $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$; 1.3 – $\tau_A^{(1)}$; $x = 0,22$; $N_D = 10^{16} \text{ см}^{-3}$; 2 – $\tau_{Ai}^{(1)}$; $x = 0,25$; 2.1 – $\tau_A^{(1)}$; $x = 0,25$; $N_D = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; 2.2 – $\tau_A^{(1)}$; $x = 0,25$; $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$).

Аналогично для материала p-типа проводимости с учетом механизма Оже-3 имеем при $\beta p_0 \gg n_0$ соотношение:

$$\tau_A^{(3)} = 2 \frac{n_i^2}{\beta p_0^2} \tau_{Ai}^{(1)} \prec \frac{1}{\beta p_0^2} \exp \left[\frac{2 + \mu}{1 + \mu} \times \frac{E_g}{k_B T} \right].$$

Представленное уравнение позволяет провести быструю оценку времени жизни в материале КРТ p-типа проводимости, если известны: p_0 , n_0 , $\tau_{Ai}^{(1)}$ и β .

Отметим, что для материала HgCdTe p-типа кроме механизма Оже-3 необходимо учитывать механизм Оже-7, при котором взаимодействие между электроном из зоны проводимости и тяжелой дыркой из валентной зоны приводит к передаче энергии легкой дырке. По аналогии с механизмом Оже-3, для собственного материала КРТ p-типа время жизни по механизму Оже-7 равно отношению равновесной концентрации p_0 к скорости генерации $\tau_{Ai}^{(7)} = \frac{p_0}{2g_0^{(7)}}$, а время жизни по

механизму Оже-7 $\tau_A^{(7)}$ определяется в следующем виде:

$$\begin{aligned} \tau_A^{(7)} &= \frac{n_i^4}{n_0 p (n_0 + \Delta n + p_0)} \times \frac{1}{g_0^{(7)}} = \\ &= \frac{n_i^2 n_0 p_0}{n_0 p (n_0 + \Delta n + p_0)} \times \frac{1}{g_0^{(7)}} = \frac{2n_i^2 \times \tau_{Ai}^{(7)}}{(p_0 + \Delta n)(n_0 + \Delta n + p_0)}. \end{aligned}$$

Если равновесная концентрация основных носителей заряда p_0 существенно больше неравновесных носителей, т. е. $p_0 \gg \Delta n$, то уравнение приводится к виду:

$$\tau_A^{(7)} = \frac{2n_i^2 \tau_{Ai}^{(7)}}{p_0 (n_0 + p_0)}$$

где $\tau_{Ai}^{(7)}$ – собственное время жизни по механизму Оже-7.

На рис. 5 для материала КРТ p-типа показано время жизни по механизму Оже-7 от обратной температуры для составов $x = 0,22$; 0,3 и 0,4 мол. дол. при значении концентрации легирующей примеси $N_A = 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

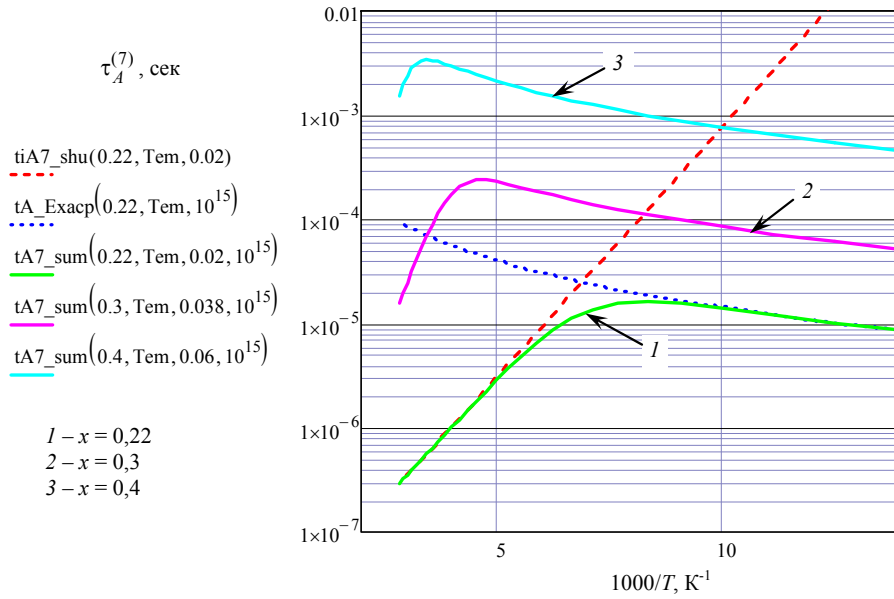


Рис. 5. Время жизни по механизму Оже-7 от обратной температуры для составов $x = 0,22; 0,3$ и $0,4$ мол. дол. при значении концентрации легирующей примеси от $N_A = 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Сравнивая собственные значения времени жизни механизмов Оже-1 и Оже-7 для $\tau_{Ai}^{(1)}$ и $\tau_{Ai}^{(7)}$, Кассельман и Петерсен [14] получили соотношение γ между ними в следующем виде:

$$\gamma = \frac{\tau_{Ai}^{(7)}}{\tau_{Ai}^{(1)}} = \frac{p_0 / 2g_0^{(7)}}{n_0 / 2g_0^{(1)}} = 2 \frac{m_c^* \left(1 - \frac{5}{4}\eta_{th}\right)}{m_0^* \left(1 - \frac{3}{2}\eta_{th}\right)},$$

где η_{th} – предельное значение тепловой энергии в единицах kT , $\eta_{th} = E_{th} / kT$, E_{th} – пороговое значение энергии, при которой возможен процесс рекомбинации, $m_c^*(E_{th})$ – эффективная масса в зоне проводимости; m_0^* – эффективная масса электрона. Соотношение времени жизни по механизмам Оже-7 и Оже-3 определяется формулой

$$\frac{\tau_A^{(7)}}{\tau_A^{(3)}} = \gamma \frac{1}{2} \frac{m_0^*}{m_{hh}^*} \times \exp\left(\frac{-E_g}{k_B T}\right).$$

Обсуждение результатов

Скорости генерации носителей заряда по механизмам Оже-1 и Оже-3 пропорциональны экспоненциальным множителям

$$g_0^{(1)} \propto \exp\left[-\left(\frac{1+2\mu}{1+\mu}\right) \times \frac{E_g}{k_B T}\right],$$

$$g_0^{(3)} \propto \exp\left[-\left(\frac{2+\mu}{1+\mu}\right) \times \frac{E_g}{k_B T}\right],$$

а уровни энергии $E_{t1} = \left(\frac{1+2\mu}{1+\mu}\right) \times E_g$ и

$E_{t3} = \left(\frac{2+\mu}{1+\mu}\right) \times \frac{E_g}{k_B T}$ соответствуют пороговым значениям, которые требуются для прохождения процессов рекомбинации по механизмам Оже-1 и Оже-3. Поскольку массы электронов и дырок в материале КРТ сильно различаются ($\mu = m_e^* / m_{hh}^* \ll 1$), то пороговое значение энергии по механизму Оже-1 соответствует ширине запрещенной зоны ($E_{t1} \approx E_g$), а скорость генерации по механизму Оже-1 пропорциональна $g_0^{(1)} \propto \exp\left(-\frac{E_g}{k_B T}\right)$. Подобным образом для процесса Оже-3 можно найти, что пороговое значение энергии равно $E_{t3} \approx 2E_g$; для процесса Оже-2 оно равно $E_{t2} \approx \frac{1+2m_e^* / m_{lh}^*}{1+m_e^* / m_{lh}^*} E_g \approx \frac{3}{2} E_g$, для процесса Оже-7

$$\text{получаем } E_{t7} \approx \frac{1+2m_e^* / m_{hh}^*}{1+m_e^* / m_{hh}^* - m_e^* / m_{hh}^*} E_g \approx E_g.$$

Таким образом, в равновесных условиях скорость генерации неосновных носителей заряда пропорциональна экспоненте с аргументом, равным пороговому значению энергии. Следовательно,

если рассматривать материал HgCdTe *n*-типа проводимости, то в отсутствие вырождения доминирует процесс Оже-1, и пороговое значение энергии равно ширине запрещенной зоне $E_{th} \approx E_g$. При наличии вырождения $E_{th} > E_g$ необходимо учитывать процессы, реализация которых требует большей, чем ширина запрещенной зоны, энергии, например, процесс Оже-3 с пороговой энергией $E_{th} \approx 2E_g$.

На рис. 6 представлено суммарное время жизни по механизмам Оже-1 и Оже-3, рассчитанное из выражения $\tau_A^{(1,3)} = \left(\frac{1}{\tau_A^{(1)}} + \frac{1}{\tau_A^{(3)}} \right)^{-1}$ в зависимости от обратной температуры для материала КРТ *n*-типа проводимости составов $x = 0,22; 0,3$ и $0,4$ мол. дол. при концентрации легирующей примеси $N_D = 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Для материала *p*-типа проводимости вследствие равнозначности пороговых значений энергий меха-

низмов Оже-1 и Оже-7 при расчете времени жизни обычно учитываются оба упомянутых процесса.

Проведена оценка темнового тока в зависимости от температуры в материале КРТ *n*-типа проводимости с учетом рекомбинации Оже-1. Плотность темнового тока неосновных носителей заряда рассчитывалась аналогично работе [14, с. 15], т. е. имеем выражение:

$$J_{dark} = \frac{n_0 t}{2\tau_{Ai}} \frac{q}{\eta_a}$$

Результаты моделирования темнового тока в зависимости от температуры в материале HgCdTe *n*-типа проводимости с учетом рекомбинации Оже-1 для трех длин волн ($\lambda = 10,0; 5,0; 3,0$ мкм) показаны на рис. 7 при концентрации доноров $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_d \gg n_i$ в отсутствие вырождения. Видно, что значение темнового тока в поглощающем слое КРТ *n*-типа проводимости с граничной длиной волны $\lambda = 10,5$ мкм составляет порядка 10^{-12} А/см^2 при температуре $T = 50 \text{ К}$.

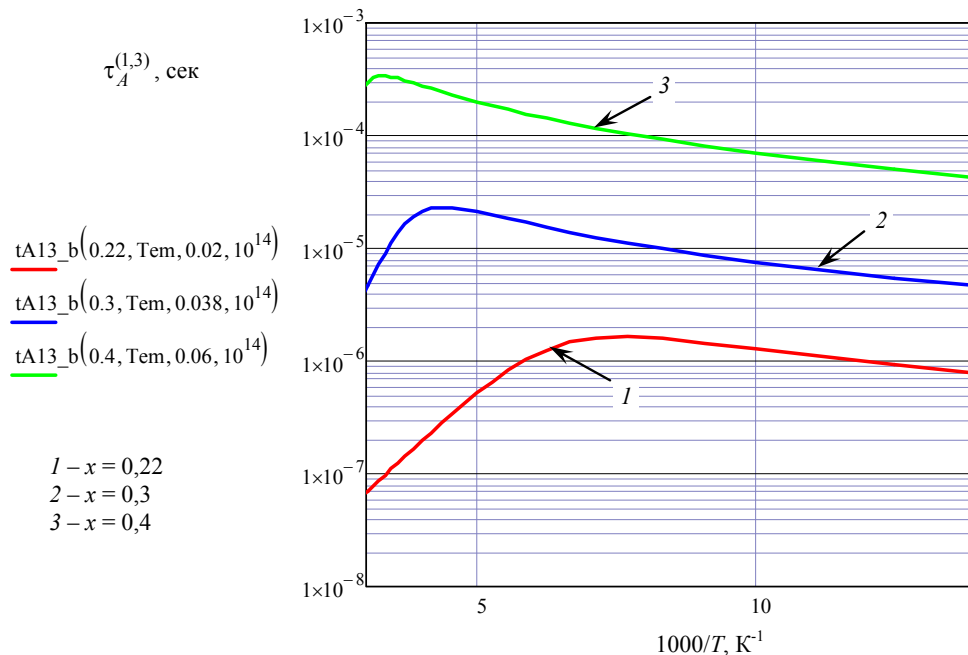


Рис. 6. Суммарное по механизмам Оже-1 и Оже-3 время жизни неосновных носителей заряда в зависимости от обратной температуры для материала КРТ *n*-типа составов $x = 0,22; 0,3$ и $0,4$ мол. дол. при значении концентрации легирующей примеси от $N_D = 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

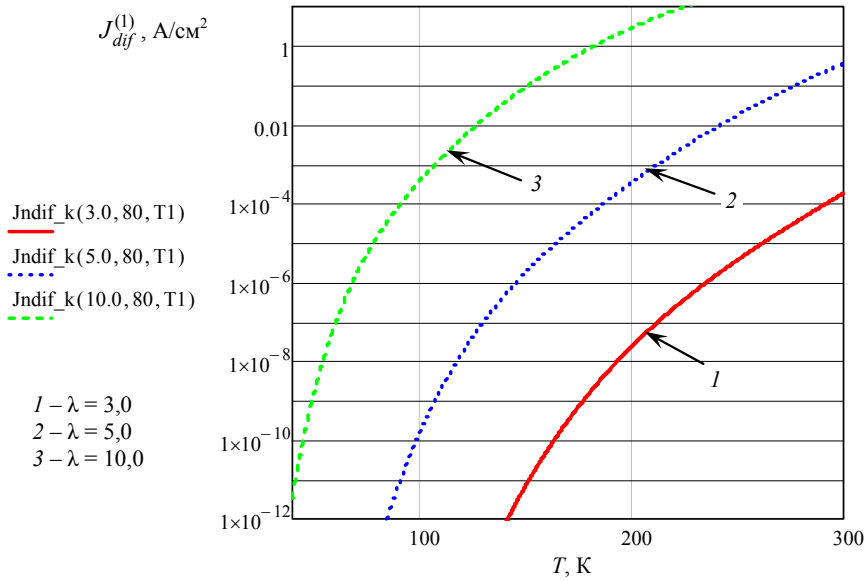


Рис. 7. Плотность темного тока в зависимости от температуры в материале HgCdTe n-типа проводимости с учетом рекомбинации Оже-1, результаты моделирования для трех длин волн: 10,0; 5,0; 3,0 мкм.

Проведена также оценка обнаружительной способности D^* в зависимости от длины волны и температуры для ФПУ с поглощающим слоем КРТ n-типа проводимости с концентрацией доноров $N_D = 5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$. В расчетах учитывалась скорость генерации неосновных носителей заряда, обуслов-

ленная механизмами Оже-1 и Оже-7, которая рассчитывалась по формуле $G_A = \frac{1}{2\tau_{Ai}^{(1)}} \left(n + \frac{p}{\gamma} \right)$. Соответствующие графики представлены на рис. 8.

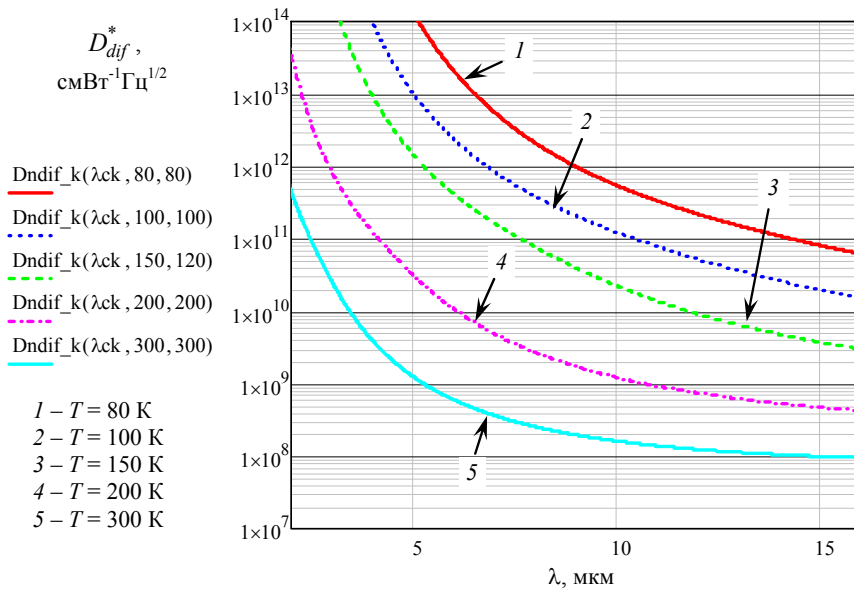


Рис. 8. Обнаружительная способность в зависимости от длины волны и температуры ($T = 80; 100; 150; 200; 300 \text{ K}$) для ФПУ с поглощающим слоем КРТ n-типа проводимости, в случае ограничения механизмами Оже-1 и Оже-7.

Обнаружительная способность определялась в соответствии с уравнением из работы [4, с. 392]:

$$D^* = \frac{\lambda \eta}{2hc \sqrt{G_A t}}$$

Считается, что ФПУ находится в условиях равновесия и соблюдается равенство площадей источника и приемника излучения. Здесь η – квантовая эффективность ($\eta = 1$); h – постоянная Планка, c – скорость света, G_A – скорость генера-

ции по механизму Оже; t – толщина слоя поглощения ($t = 10$ мкм). Из рис. 7 видно, что при температуре $T = 100$ К и граничной длины волны $\lambda = 10,0$ мкм достигается обнаружительная способность $D^* \sim 10^{11}$ см Вг⁻¹ Гц^{1/2}.

Другие характерные особенности материала КРТ, такие как микронеоднородности состава и концентрации носителей заряда, приводят к изменениям эквивалентной массы в зоне проводимости и валентной зоне, что оказывает дополнительное влияние на время жизни.

Заключение

Для оценки основных фотоэлектрических параметров фотоприемных устройств (ФПУ) на основе узкозонных тройных растворов Hg_{1-x}Cd_xTe необходимо знать время жизни неосновных носителей заряда в области поглощения. С уменьшением плотности центров рекомбинации ШРХ время жизни неосновных носителей заряда существенно возрастает, при этом Оже-механизмы становятся последним фундаментальным ограничением, определяющим основные параметры.

Вырождение полупроводникового материала HgCdTe, которое вследствие узкозонности является характерной особенностью данного соединения, особенно для малых составов ($x \sim 0,2$ мол. дол.) и низких температур, вносит коррективы в расчеты скоростей генерации-рекомбинации и времени жизни. Уменьшение ширины запрещенной зоны, снижение эффективной массы на краю зоны проводимости и смещение уровня Ферми выше края зоны проводимости приводят к тому, что в процессе Оже-рекомбинации носители заряда переходят на более высокие уровни энергии. В результате

начинают работать процессы рекомбинации, имеющие пороговые значения энергии больше ширины запрещенной зоны (Оже-2, Оже-3).

В работе также показано, что в условиях ограничения параметров ФПУ механизмами Оже-генерации-рекомбинации достигаются высокая обнаружительная способность ($D^* \sim 10^{11}$ см Вг⁻¹ Гц^{1/2} при $T = 100$ К) и низкие темновые токи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hall R. N. // Phys. Rev. July 1952. Vol. 87. P. 387.
2. Shockley W., Read W. T. // Phys. Rev. Sept. 1952. Vol. 87. P. 835.
3. Beattie A. R., Landsberg P. T. // Proceedings of the Royal Society of London. 1959. Vol. A249. P. 16.
4. Rogalski A. Infrared detectors. – Taylor and Francis Group, LLC. 2011.
5. Schacham S. E., Finkman E. // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 57. P. 2001.
6. Krishnamurthy S., Casselman T. N. // J. Electronic Materials. 2000. Vol. 29. P. 828.
7. Landsberg P. T. Recombination in Semiconductors. – Cambridge University Press, Cambridge, 2003.
8. Blakemore J. S. Semiconductor Statistics, International Series of Monographs on Semiconductors, Vol. 3. – New York: Pergamon, 1962.
9. Шалимова К. В. Физика полупроводников. – М.: Энергоатомиздат, 1985.
10. Lutz Gerhard. – Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1999, 2007, p. 29.
11. Petersen P. E. Auger Recombination in Mercury Cadmium Telluride. In Semiconductors and Semimetals, Vol. 18. P. 121–155 – Academic Press, New York, 1981.
12. Chu Junhao, Sher Arden. Device Physics of Narrow Gap Semiconductors. – Springer Science+Business Media, LLC, 2010.
13. Schiff L. Quantum Mechanics. – McGraw-Hill, New York, 1955.
14. Casselman T. N., Petersen P. E. // Solid State Communications. 1980. Vol. 33. P. 615.
15. Kinch M. A. Fundamentals of infrared detector materials – Bellingham, Washington 98227-0010 USA, 2007.

PACS: 42.79.Pw, 85.60.Gz, 07.57.Kp, 85.60.Dw

Auger recombination mechanisms in the HgCdTe narrow-band semiconductor structures

N. I. Iakovleva

Orion R&P Association
9 Kosinskaya str., Moscow, 111538, Russia
E-mail: orion@orion-ir.ru

Received March 26, 2018

The main mechanisms of Auger recombination have been considered, and the generation-recombination rates and the lifetime depending on the composition and temperature in the HgCdTe p- and n-type material have been calculated using Beattie–Landsberg–Blakemore (BLB) model.

The minimum energy levels of recombination processes by the Auger-1, Auger-7, and Auger-3 mechanisms were determined. Dark current and detectivity in HgCdTe narrow-band semiconductor structures have been estimated.

Keywords: HgCdTe, infrared spectral region, heteroepitaxial structure, photodiode array, Focal Plane Array, FPA, Auger recombination.

REFERENCES

1. R. N. Hall, *Phys. Rev.* **87**, 387 (July 1952).
2. W. Shockley and W. T. Read, *Phys. Rev.* **87**, 835 (Sept. 1952).
3. A. R. Beattie and P. T. Landsberg, *Proceedings of the Royal Society of London* **A249**, 16–29 (1959).
4. A. Rogalski, *Infrared detectors* (Taylor and Francis Group, LLC, 2011).
5. S. E. Schacham and E. Finkman, *J. Applied Physics* **57**, 2001 (1985).
6. S. Krishnamurthy and T. N. Casselman, *J. Electronic Materials* **29**, 828 (2000).
7. P. T. Landsberg, *Recombination in Semiconductors* (Cambridge University Press, Cambridge, 2003).
8. J. S. Blakemore, *Semiconductor Statistics, International Series of Monographs on Semiconductors, Vol. 3*. (New York: Pergamon, 1962).
9. K. V. Shalimova, *Physics of Semiconductors* (Energoatomizdat, Moscow, 1985) [in Russian].
10. Lutz Gerhard, (Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1999, 2007), p. 29.
11. P. E. Petersen, *Auger Recombination in Mercury Cadmium Telluride*, in *Semiconductors and Semimetals, Vol. 18, P. 121–155*, (Academic Press, New York, 1981).
12. Chu Junhao and Sher Arden, *Device Physics of Narrow Gap Semiconductors* (Springer Science+Business Media, LLC, 2010).
13. L. Schiff, *Quantum Mechanics*. (McGraw-Hill, New York, 1955).
14. T. N. Casselman and P. E. Petersen, *Solid State Communications* **33**, 615 (1980).
15. M. A. Kinch, *Fundamentals of infrared detector materials* (Bellingham, Washington 98227-0010 USA, 2007).