

УДК 621.383.4/5

Процессы рекомбинации и анализ времени жизни в узкозонных полупроводниковых структурах CdHgTe

Н. И. Яковлева

Обсуждаются основные процессы генерации-рекомбинации носителей заряда в структурах на основе тройного соединения CdHgTe: объемные процессы (излучательная и безизлучательная рекомбинация) и процессы, происходящие на поверхности. Рассматривается концепция моделирования согласно классической теории, представлены параметры и коэффициенты, необходимые для расчета времени жизни в узкозонных гетероэпитаксиальных структурах. Показано влияние ударных Оже-процессов, излучательного механизма и механизмов рекомбинации, зависящих от наличия дополнительных уровней в запрещенной зоне вследствие включений, примесей и несовершенств кристаллической решетки, являющихся центрами рекомбинации Шокли-Рида-Холла, в заданном температурном диапазоне. Построены аналитические зависимости времени жизни неосновных носителей заряда от обратной температуры в полупроводниковых структурах CdHgTe различного состава.

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

Ключевые слова: гетероэпитаксиальная структура, теллурид кадмия-ртути, CdHgTe, инфракрасный, время жизни неосновных носителей заряда, рекомбинация.

Введение

Время жизни неосновных носителей заряда в полупроводниковых структурах является важным параметром, который не только характеризует структурное совершенство и связан с длиной диффузии и коэффициентом диффузии, но и влияет на выходные параметры фоточувствительного прибора, изготавливаемого на основе исходной структуры.

Задача уменьшения дефектов в гетероэпитаксиальных структурах тройного соединения кадмий-ртуть-теллур (КРТ) в процессе выращивания на гомо- и гетероподложках [1, 2] с целью создания радиационноустойчивых и термостойких матричных фотоприемных устройств на основе ГЭС КРТ второго и третьего поколений [3—5] приводит к необходимости анализа процессов рекомбинации и времени жизни неосновных носителей заряда. Поскольку, если длина диффузии неосновных носителей заряда в области поглощения мала из-за высокой скорости рекомбинации, то квантовая эффективность падает, что приводит к уменьшению параметров качества фотодиода, например,

таких как обнаружительная способность и токовая чувствительность.

Концепции и основы расчета времени жизни в полупроводниковых материалах были заложены классиками полупроводниковой электроники в пятидесятых годах прошлого столетия [6—8]. Тем не менее, и в настоящее время анализ механизмов генерации-рекомбинации и времени жизни в различных важных полупроводниковых материалах, прежде всего таких, как CdHgTe, InSb и InGaAs, широко используется при конструировании многослойных гетероструктур для достижения высоких параметров качества [9].

В данной работе рассматриваются основные механизмы рекомбинации, которые оказывают наибольшее влияние на поведение неосновных носителей заряда, а, следовательно, на параметры фотоприемного устройства (ФПУ). Рассмотрены классическое представление времени жизни и эмпирические зависимости, полученные различными исследователями, а также построена теоретическая модель для оценки времени жизни в узкозонном материале CdHgTe.

Классическое представление о времени жизни

Поведение неосновных носителей заряда в фотодиодных структурах характеризуется двумя временными характеристиками: временем генерации и временем рекомбинации [10]. Время генерации τ_g , описывает процесс возникновения носите-

Яковлева Наталья Ивановна, зам. начальника НИЦ.

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 24 февраля 2015 г.

© Яковлева Н. И., 2015

лей заряда в области поглощения и области объемного заряда под воздействием внешнего излучения при подаче обратного напряжения смещения на фотодиод. Время рекомбинации τ_r описывает процесс исчезновения избыточных неравновесных носителей заряда в результате взаимодействия электронов и дырок при подаче прямого напряжения смещения. При этом возникновение и исчезновение носителей заряда происходит как в объеме (чаще всего в области поглощения), так и на поверхности или границах раздела структуры, поэтому анализируется некоторое интегральное или эффективное время жизни неосновных носителей заряда.

Если под действием внешнего излучения возникает небольшое количество неосновных носителей заряда, можно предположить, что концентрация изменяется незначительно и соблюдается закон равновесия, который характеризуется скоростями генерации G и рекомбинации R :

$$G - R = \sum_k (G - R)_k$$

где k — число электрон-дырочных пар, участвующих в процессе.

Время жизни носителей заряда связано с обоими процессами и определяется формулой

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \sum_k \frac{1}{\tau_k} = \frac{R - G}{\Delta n}$$

Если события рекомбинации и генерации происходят в объеме полупроводника, они характеризуются объемными скоростями генерации-рекомбинации R_b и G_b и объемным временем жизни τ_b . Если процессы происходят на поверхности или границе раздела, они характеризуются скоростями и временем поверхностной генерации и рекомбинации R_s , G_s , τ_s . Поскольку процессы генерации-рекомбинации происходят одновременно как в объеме, так и на поверхности полупроводниковой структуры, то разделить их крайне трудно и поэтому эффективное значение времени жизни состоит из объемной и поверхностной составляющих:

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{\tau_b} + \frac{1}{\tau_s}$$

В процессе объемной рекомбинации различают следующие механизмы [11]:

1. Рекомбинация через уровни в запрещенной зоне: Шокли-Рида-Холла и ТАТ-рекомбинация.
2. Излучательная рекомбинация.
3. Ударная Оже-рекомбинация.

Суммарное объемное время жизни τ_b вычисляется по формуле:

$$\tau_b = \frac{1}{\frac{1}{\tau_{SRH}} + \frac{1}{\tau_{TAT}} + \frac{1}{\tau_{Rad}} + \frac{1}{\tau_{Aug}}}$$

Рассмотрим каждый механизм рекомбинации более подробно.

Рекомбинация через уровни в запрещенной зоне

В процессе выращивания кристаллической структуры или в процессе изготовления фоточувствительных элементов (ФЧЭ) возникают особенности и дефекты, которые включают вакансии, дислокации, границы кристаллических зерен и др. Легирование структуры проводится за счет введения специальных примесей, которые подразделяются на примеси внедрения и замещения. Дефекты и примеси в полупроводнике нарушают идеальную кристаллическую структуру и формируют энергетические уровни в запрещенной зоне, на которые с помощью ловушек или центров захвата могут попадать носители заряда. При этом различаются центры термического захвата, которые связывают с процессами генерации-рекомбинации Шокли-Рида-Холла (SRH) и центры захвата в процессе туннелирования (ТАТ-процессы). Данные процессы также являются причиной возникновения дополнительных темновых токов, увеличивающих шумы и уменьшающих параметры прибора. Процессы рекомбинации через уровни в запрещенной зоне не являются собственными или фундаментальными, так как они описывают исчезновение электронно-дырочных пар на дополнительных энергетических уровнях.

Процесс генерации-рекомбинации SRH условно представлен на рис. 1. Он включает четыре стадии: захват электрона, эмиссию электрона, захват дырки и эмиссию дырки. Как показано на рис. 1, дополнительные энергетические уровни в запрещенной зоне полупроводника являются центрами генерации-рекомбинации. В первом случае они эмитируют носители заряда, во втором — они выступают как ловушки для электронов и дырок. Скорости генерации-рекомбинации зависят от природы центров генерации-рекомбинации, степени их занятости и от концентрации носителей заряда в зоне проводимости и валентной зоне.

При моделировании механизмов SRH предполагается, что полупроводник не вырожден, а, следовательно, можно использовать статистические уравнения Больцмана. В простом случае допускается наличие одного энергетического уровня E_l , при этом концентрация ловушек принимается рав-

ной N_t (см⁻³). Она считается много меньшей плотности основных носителей заряда, причем равновесная концентрация носителей заряда, расположенных на ловушках, обозначается n_1 . Пусть f_t — вероятность захвата электрона, $(1-f_t)$ — вероятность освобождения ловушки. Тогда изменение концентрации электронов в зоне проводимости в результате процессов захвата электронов ловушками и их освобождения со временем можно представить зависимостью

$$-\frac{dn}{dt} = \gamma_{SRH}^n n N_t (1-f_t) - \gamma_{SRH}^n n_1 N_t f_t = \gamma_{SRH}^n N_t (n(1-f_t) - n_1 f_t)$$

где γ_{SRH}^n — коэффициент (сечение) захвата электронов.

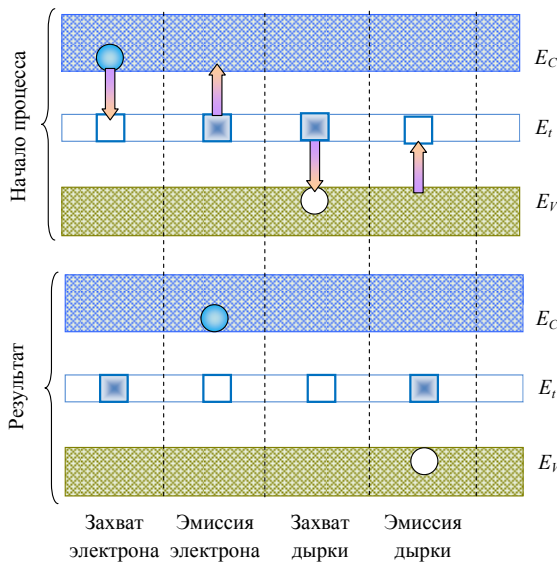


Рис. 1. Процесс генерации-рекомбинации Шокли-Рида-Холла (SRH)

Аналогично, изменение концентрации дырок в валентной зоне во времени при условии, что p_1 — равновесная концентрация дырок, захваченных ловушками, можно описать формулой

$$-\frac{dp}{dt} = \gamma_{SRH}^p N_t (p f_t - p_1 (1-f_t))$$

где γ_{SRH}^p — коэффициент (сечение) захвата дырок.

В условиях термодинамического равновесия процессы генерации-рекомбинации носителей заряда через ловушки уравновешены

$$\gamma_{SRH}^p N_t (p f_t - p_1 (1-f_t)) - \gamma_{SRH}^n N_t (n(1-f_t) - n_1 f_t) = 0,$$

и можно определить вероятность заполнения ловушки электроном f_t , которая равна

$$f_t = \frac{\gamma_{SRH}^n n + \gamma_{SRH}^p p_1}{\gamma_{SRH}^n (n + n_1) + \gamma_{SRH}^p (p + p_1)}.$$

Соответственно, вероятность освобождения ловушки, занятой электроном, равна

$$1-f_t = \frac{\gamma_{SRH}^n n_1 + \gamma_{SRH}^p p}{\gamma_{SRH}^n (n + n_1) + \gamma_{SRH}^p (p + p_1)}.$$

Подставляя полученные уравнения в формулу изменения концентрации электронов, можно получить скорость рекомбинации Шокли-Рида-Холла [6—8].

$$R_{SRH} = \gamma_{SRH}^n N_t \left[\frac{n \cdot (\gamma_{SRH}^n n_1 + \gamma_{SRH}^p p)}{\gamma_{SRH}^n (n + n_1) + \gamma_{SRH}^p (p + p_1)} - \frac{n_1 \cdot (\gamma_{SRH}^n n + \gamma_{SRH}^p p_1)}{\gamma_{SRH}^n (n + n_1) + \gamma_{SRH}^p (p + p_1)} \right] = \gamma_{SRH}^n \gamma_{SRH}^p N_t \left[\frac{np - n_1 p_1}{\gamma_{SRH}^n (n + n_1) + \gamma_{SRH}^p (p + p_1)} \right].$$

При этом концентрации равновесных носителей заряда, захваченных ловушками, определяются уравнениями:

$$n_1 = n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right), \quad p_1 = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right).$$

Учитывая известное соотношение для концентраций, $n_1 p_1 = n_0 p_0 = n_i^2$, можно определить время жизни неосновных носителей заряда по формуле

$$\tau_{SRH} = -\frac{\Delta n}{dn/dt} = \frac{\Delta n}{\gamma_{SRH}^n \gamma_{SRH}^p N_t \left[\frac{np - n_1 p_1}{\gamma_{SRH}^n (n + n_1) + \gamma_{SRH}^p (p + p_1)} \right]} = \frac{\gamma_{SRH}^n (n_0 + n_1 + \Delta n) + \gamma_{SRH}^p (p_0 + p_1 + \Delta p)}{\gamma_{SRH}^n \gamma_{SRH}^p N_t (n_0 + p_0 + \Delta n)}.$$

Окончательно время жизни в результате процесса Шокли-Рида-Холла запишем в виде

$$\tau_{SRH} = \frac{\tau_{p0} (n_0 + n_1 + \Delta n) + \tau_{n0} (p_0 + p_1 + \Delta p)}{(n_0 + p_0 + \Delta n)},$$

где $\tau_{p0} = \frac{1}{\gamma_{SRH}^p N_t}$, $\tau_{n0} = \frac{1}{\gamma_{SRH}^n N_t}$ — характеристические времена электронов и дырок.

ТАТ (trap-assisted tunneling) рекомбинация отличается от рекомбинации Шокли-Рида-Холла тем, что она происходит через ловушки в области пространственного заряда в процессе туннелирования. Их можно описать характеристическими временами $\tau_{p0T} = \frac{1}{\gamma_{TAT}^p N_t}$, $\tau_{n0T} = \frac{1}{\gamma_{TAT}^n N_t}$.

Сечение ловушки в процессе туннельного захвата определяется зависимостью [12]

$$\omega_{c,v} = \frac{\pi^2 \cdot q \cdot F \cdot m_{eff}}{N_{c,v} \cdot h^3 \cdot (E_g - E_t)} \cdot |W_c|^2 \cdot \exp(-2\theta_{c,v})$$

где F — напряженность электрического поля в переходе;

m_{eff} — эффективная масса;

$N_{c,v}$ — эффективная плотность состояний в зоне проводимости (валентной зоне), в зависимости от типа захватываемых носителей заряда — электронов или дырок;

E_g — ширина запрещенной зоны;

$|W_c|^2$ — квадрат матричного элемента ионизации ловушки, $|W_c|^2 = 3 \cdot 10^{-67}$ Дж²·м³.

$\theta_{c,v}$ — показатель экспоненты, зависящий от особенностей процесса туннелирования.

Межзонная излучательная рекомбинация

Межзонная излучательная рекомбинация связана с переходом электрона из зоны проводимости в валентную зону и излучением фотона, энергия которого равна ширине запрещенной зоны (см. рис. 2).

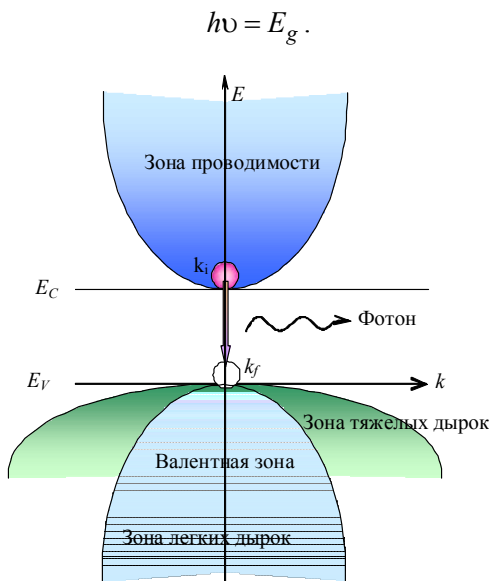


Рис. 2. Процесс излучательной рекомбинации

Если соблюдается принцип термодинамического равновесия, то количество поглощаемых фотонов должно соответствовать количеству излучаемых, а скорость генерации пропорциональна концентрации электронов и дырок, где γ_{rad} — коэффициент межзонной излучательной генерации-рекомбинации. В результате имеем выражение:

$$G_{rad} = \gamma_{rad} n_0 p_0 = \gamma_{rad} n_i^2.$$

Скорость рекомбинации также пропорциональна произведению концентраций электронов и дырок, при этом необходимо учесть наличие неравновесных носителей заряда:

$$R_{rad} = \gamma_{rad} np.$$

Изменение концентрации носителей заряда описывается формулой

$$-\frac{dn}{dt} = R_{rad} - G_{rad} = \gamma_{rad} (np - n_i^2),$$

а время жизни при межзонной рекомбинации определяется зависимостью

$$\tau_{rad} = \frac{\Delta n}{-dn/dt}.$$

Допуская равенство концентраций неравновесных электронов и дырок $\Delta n = \Delta p$, а также проведя необходимые преобразования, можно вычислить время жизни неосновных носителей заряда в процессе межзонной излучательной рекомбинации в соответствии с уравнением:

$$\tau_{rad} = \frac{1}{\gamma_{rad} (n_0 + p_0 + \Delta n)}.$$

Ударная Оже-рекомбинация

Ударные Оже-процессы очень важны в узкозонных материалах, поскольку при уменьшении ширины запрещенной зоны вероятность данных процессов резко возрастает.

Если происходит столкновение одновременно двух свободных носителей заряда одного знака и одного носителя заряда другого знака, то имеет место рекомбинация двух из них с передачей энергии третьему носителю заряда, который переходит на более высокий энергетический уровень в соответствующей зоне (рис. 3). После перехода носитель с высоким значением энергии отдает ее кристаллической решетке, что приводит к уравниванию процесса.

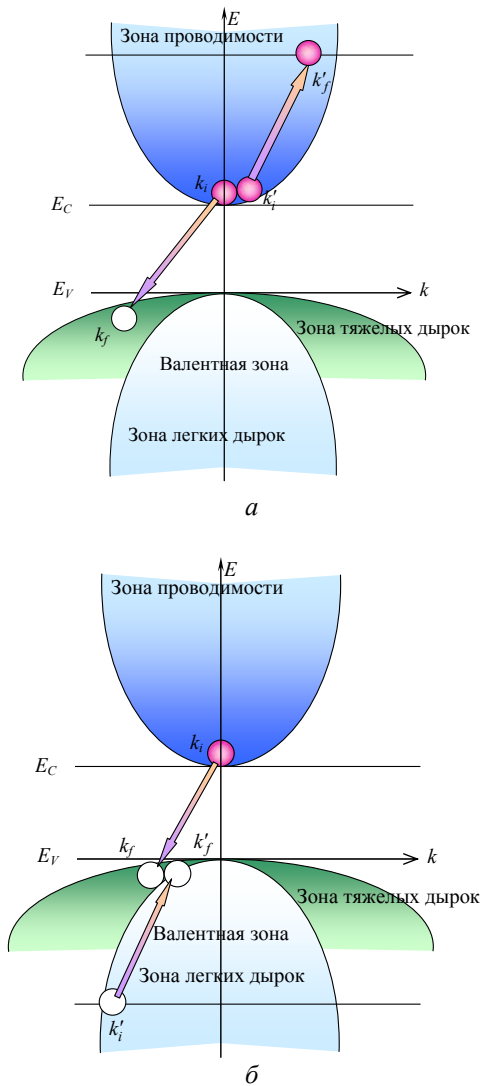


Рис. 3. Процессы Оже-рекомбинации: а — процесс Оже-1, б — процесс Оже-7

При простом рассмотрении скорость рекомбинации R пропорциональна плотности носителей заряда возведенной в третью степень, поскольку в данном механизме участвует три носителя заряда, а именно, электрон и дырка, которые рекомбинируют, и третий носитель, которому передается энергия. Вероятность столкновения пары электрон-дырка со свободным электроном пропорциональна n^2p , а с дыркой np^2 . Изменение концентрации неравновесных электронов и дырок в результате межзонной ударной генерации-рекомбинации определяется выражением

$$-\frac{dn}{dt} = R_{Aug} - G_{Aug} = \gamma_{Aug}^n n^2 p + \gamma_{Aug}^p np^2 - \gamma_{Aug}^n n_0^2 p_0 - \gamma_{Aug}^p n_0 p_0^2,$$

где $\gamma_{Aug}^n, \gamma_{Aug}^p$ — коэффициенты ударной рекомбинации электронов и дырок.

Время жизни неосновных носителей заряда в процессе Оже-рекомбинации и условия равенства концентраций неравновесных электронов и дырок $\Delta n = \Delta p$ описывается уравнением

$$\tau_{Aug} = -\frac{\Delta n}{dn/dt} = \frac{1}{\gamma_{Aug}^n \cdot A + \gamma_{Aug}^p \cdot B};$$

$$A = (n_0^2 + 2n_i^2 + 2n_0\Delta n + p_0\Delta n + \Delta n^2);$$

$$B = (p_0^2 + 2n_i^2 + 2p_0\Delta n + n_0\Delta n + \Delta n^2).$$

Поверхностная рекомбинация

Помимо объемной рекомбинации Шокли-Рида-Холла в полупроводниковых структурах присутствует поверхностная рекомбинация SRH или рекомбинация на границах раздела. Поверхностная рекомбинация характеризуется скоростью поверхностной рекомбинации, которая определяется из выражения [13].

$$R_s = \frac{S_n S_p \cdot (p_{0s} + n_{0s} + \Delta n_s)}{S_n (n_{0s} + n_{1s} + \Delta n_s) + S_p (p_{0s} + p_{1s} + \Delta p_s)}$$

где $S_n = \sigma_{ns} v_{th} N_{it}$, $S_p = \sigma_{ps} v_{th} N_{it}$ — характеристические скорости поверхностной рекомбинации на границе полупроводников n - и p -типа проводимости; σ_{ns}, σ_{ps} — эффективные площади ловушек, захватывающих электроны и дырки; v_{th} — тепловая скорость; N_{it} — плотность ловушек.

Время жизни неосновных носителей заряда в процессе рекомбинации на поверхности полупроводника p -типа можно определить по формуле [14]

$$\tau_s = \frac{1}{\beta^2 \cdot D_n}$$

где D_n — коэффициент диффузии электронов; β — коэффициент, который определяется из уравнения $\tan\left(\frac{\beta \cdot d}{2}\right) = \frac{S_p}{\beta \cdot D_n}$,

d — толщина p -области.

Аналогично определяется время жизни неосновных носителей заряда в процессе рекомбинации на поверхности полупроводника n -типа, если в выше приведенных формулах использовать коэффициенты D_p и S_p .

Особенности расчета времени жизни в структурах CdHgTe

Механизм Шокли-Рида-Холла типичен для материала КРТ как в материале p -типа, так и в ма-

териале n -типа проводимости [15, 16]. Причиной возникновения дополнительных уровней в запрещенной зоне, как правило, являются собственные дефекты, примеси и дислокации с плотностью более $5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$ [17]. Скорость рекомбинации Шокли-Рида-Холла рассчитывается в соответствии с классической формулой:

$$R_{SRH} = \frac{np - n_i^2}{\tau_{p0}(n + n_1) + \tau_{n0}(p + p_1)},$$

где n_1, p_1 — концентрации равновесных электронов и дырок, расположенных на ловушках. При этом считается, что дополнительные уровни в запрещенной зоне совпадают с собственным уровнем Ферми:

$$\begin{aligned} n_1 &= N_C \exp(-E_t/kT); \\ p_1 &= N_V \exp(-(E_g - E_t)/kT); \\ \tau_{n0} &= (\sigma_n \nu_{th} N_t)^{-1}; \\ \tau_{p0} &= (\sigma_p \nu_{th} N_t)^{-1}, \end{aligned}$$

где σ_n, σ_p — эффективные площади захвата электронов и дырок;

ν_{th} — тепловая скорость;

N_t — концентрация ловушек.

Особенности излучательного процесса в ФПУ на основе КРТ подробно изучены в литературе [18, 19]. Скорость излучательной рекомбинации определяется в соответствии с классической формулой:

$$R_{Rad} = G_R (np - n_i^2).$$

Коэффициент G_R определяется из уравнения [20]

$$\begin{aligned} G_{Rad} &= 5,8 \cdot 10^{-13} \cdot \varepsilon_s^{0,5} \cdot \left(\frac{m_0}{m_e^* + m_h^*} \right)^{1,5} \cdot \left(1 + \frac{m_0}{m_e^*} \right) \times \\ &\times \left(\frac{300}{T} \right)^{1,5} \cdot (E_g^2 + 3kTE_g + 3,75k^2T^2) \end{aligned}$$

где ε_s — статическая диэлектрическая постоянная;

m_0 — масса свободного электрона;

m_e^*, m_h^* — эффективные массы электрона и дырки в КРТ;

E_g — энергия запрещенной зоны;

k — постоянная Больцмана;

T — рабочая температура.

Для приближенных расчетов можно использовать формулу Холла:

$$G_{Rad} = \frac{q^2 \cdot \sqrt{\varepsilon_\infty} \cdot E_g^2 \cdot h \cdot \sqrt{2\pi}}{m_e^* \cdot (m_h^* \cdot k \cdot T)^{1,5} c^3}.$$

В узкозонных полупроводниках, к которым относится CdHgTe, имеется значительное число носителей заряда, которое имеет энергию больше, чем пороговое значение, необходимое, чтобы инициировать процессы Оже-1 и Оже-7. Поэтому генерация-рекомбинация по механизму Оже считается одним из доминирующих процессов в узкозонных полупроводниках $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ и InSb [21]. Из-за наличия трех зон (одной зоны проводимости и двух валентных зон: легких и тяжелых дырок), межзонный Оже-механизм генерации-рекомбинации содержит десять возможных вариантов [22]. Два из них имеют наименьшую пороговую энергию ($E_T \approx E_g$), а именно, Оже-1 и Оже-7, которые поэтому считаются наиболее вероятными. В случае процесса Оже-1 электрон рекомбинирует с тяжелой дыркой, а избыточная энергия передается второму электрону, который в зоне проводимости переходит на уровень с более высокой энергией. В случае процесса Оже-7 электрон рекомбинирует с тяжелой дыркой, а избыточная энергия передается легкой дырке. При повышении температуры и уменьшении ширины запрещенной зоны интенсивность данных процессов увеличивается.

Для расчета Оже-процессов в данной работе выбраны эмпирические формулы из источников [12, 23—25]. Скорость рекомбинации описывается уравнением из [26]:

$$R_{Aug} = G_{A1} (pn^2 - nn_i^2) + G_{A7} (np^2 - pn_i^2).$$

Скорости генерации процессов Оже-1 и Оже-7 определяются формулами:

$$\begin{aligned} G_{A1} &= \frac{1}{2n_i^2 \tau_{A1}^i} = \\ &= \left[\frac{3,18 \cdot 10^{-18} \varepsilon_s^2 \left(1 + \frac{m_e^*}{m_h^*} \right)^{0,5} \cdot \left(1 + 2 \frac{m_e^*}{m_h^*} \right)}{m_e^* |F_1 F_2|^2 \left(\frac{kT}{E_g} \right)^{1,5}} \right] \times \\ &\times \exp \left[\left(\frac{1 + 2 \frac{m_e^*}{m_h^*}}{1 + \frac{m_e^*}{m_h^*}} \right) \cdot \frac{E_g}{kT} \right]^{-1}, \end{aligned}$$

$$G_{A7} = \frac{1}{2n_i^2 \tau_{A7}^i} = G_{A1} \left(\frac{\gamma' \left(1 - \frac{5E_g}{4kT} \right)}{1 - \frac{3E_g}{2kT}} \right)$$

где n_i — собственная концентрация носителей заряда; $|F_1 F_2|^2$ — интеграл межзонного перекрытия (для CdHgTe изменяется в диапазоне от 0,1 до 0,3); γ' — коэффициент (для CdHgTe изменяется в диапазоне от 3 до 60);

τ_{A1}^i, τ_{A7}^i — времена жизни, характерные для собственного материала, соотношение между ними задается уравнением из [27]:

$$\frac{\tau_{A7}^i}{\tau_{A1}^i} = \frac{\gamma' \left(1 - \frac{5E_g}{4kT} \right)}{1 - \frac{3E_g}{2kT}} = \gamma.$$

Время жизни для собственного материала по механизму Оже-1 можно рассчитать по более простой формуле из работы [28]:

$$\tau_{A1}^i = 8,3 \cdot 10^{-13} E_g^{1/2} \left(\frac{q}{kT} \right)^{3/2} \exp \left(\frac{qE_g}{kT} \right).$$

Окончательно эффективное время жизни неосновных носителей заряда в полупроводниковых структурах на основе тройного раствора $Hg_{1-x}Cd_xTe$ определяется выражением:

$$\tau_{eff} = \frac{1}{\frac{1}{\tau_{SRH}} + \frac{1}{\tau_{TAT}} + \frac{1}{\tau_{Rad}} + \frac{1}{\tau_{Aug}} + \frac{1}{\tau_s}},$$

при этом для расчета отдельных составляющих τ_{eff} использовались классические формулы, описывающие поведение времени жизни неравновесных носителей заряда под влиянием различных механизмов.

Расчет времени жизни в структурах CdHgTe

Исследовалась гетероэпитаксиальная *n-on-p*-структура с концентрацией акцепторов $N_A = 5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в слое поглощения *p*-типа проводимости толщиной 5 мкм и концентрация доноров в слое *n*-типа $N_D = 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Расчеты проводились для составов $x = 0,2; 0,3; 0,4$ в диапазоне температур $T = 80\text{—}300 \text{ К}$. Необходимые фундаментальные параметры материала $Cd_xHg_{1-x}Te$, которые включали ширину запрещенной зоны $E_g(x, T)$ [29], собственную концентрацию $n_i(x, T)$ [30], плотности состояний электронов N_C и дырок N_V [31, 32], эффективную массу электрона m_e [33], диэлектрическую постоянную $\epsilon(x)$ [34], были рассчитаны в соответ-

ствии с классическими эмпирическими зависимостями.

Полученные зависимости времени жизни от температуры и состава в поглощающем слое CdHgTe *p*-типа проводимости представлены ниже на соответствующих графиках. На рис. 4 представлены зависимости времени жизни неосновных носителей заряда от обратной температуры при наличии двух фундаментальных процессов: Оже и межзонной излучательной рекомбинации ($x = 0,2; 0,3; 0,4$); для сравнения представлена характеристика процесса Оже-7 ($x = 0,3$). На рис. 5 представлены зависимости времени жизни от обратной температуры и состава: Оже-1 и Оже-7 ($x = 0,3$); Шокли-Рида-Холла ($x = 0,2; 0,3; 0,4$); излучательная ($x = 0,3$).

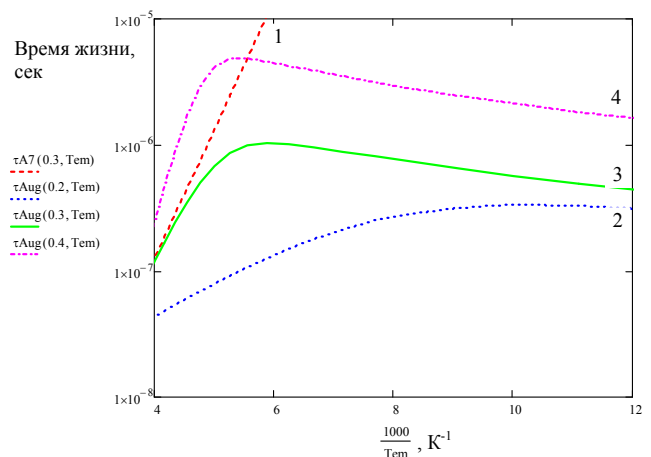


Рис. 4. Зависимости времени жизни неосновных носителей заряда от обратной температуры в поглощающем слое CdHgTe *p*-типа проводимости. 1 — процесс рекомбинации Оже 7 ($x = 0,3$); 2, 3, 4 — совместное воздействие двух фундаментальных процессов: Оже и межзонной излучательной рекомбинации; 2 — ($x = 0,2$), 3 — ($x = 0,3$), 4 — ($x = 0,4$)

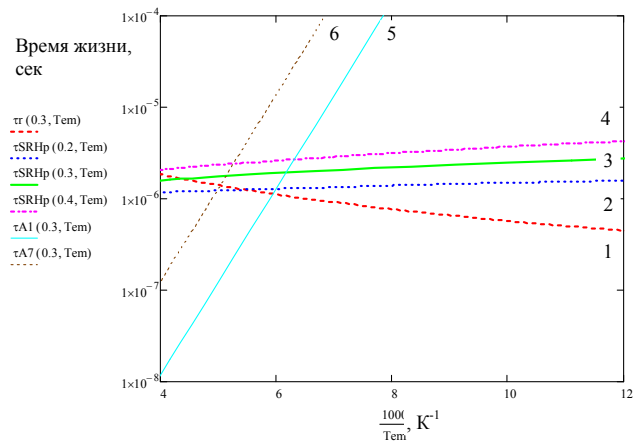


Рис. 5. Зависимости времени жизни неосновных носителей заряда от обратной температуры в поглощающем слое CdHgTe *p*-типа проводимости: 1 — межзонная излучательная рекомбинация; 2, 3, 4 — рекомбинация Шокли-Рида-Холла, 2 ($x = 0,2$); 3 ($x = 0,3$), 4 ($x = 0,4$); 5, 6 — Оже рекомбинация 5 — Оже 1 ($x = 0,3$), 6 — Оже 7 ($x = 0,3$)

На рис. 6 представлены зависимости времени жизни неосновных носителей заряда от обратной температуры при наличии трех процессов: Оже, межзонной излучательной рекомбинации и рекомбинации Шокли-Рида-Холла ($x = 0,2; 0,3; 0,4$).

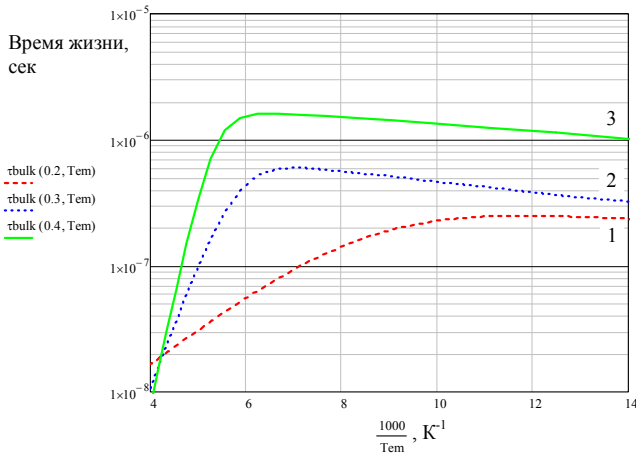


Рис. 6. Зависимости времени жизни неосновных носителей заряда от обратной температуры при наличии в поглощающем слое CdHgTe p -типа проводимости трех процессов: Оже-рекомбинации, межзонной излучательной рекомбинации и рекомбинации Шокли-Рида-Холла: 1 — ($x = 0,2$), 2 — ($x = 0,3$), 3 — ($x = 0,4$)

При расчете полагалось, что уровень ловушек E_t в запрещенной зоне совпадает с собственным уровнем Ферми. Проведено сравнение данных моделирования и температурных зависимостей времени жизни в материале КРТ различного состава из работ [35, 36], которое показывает состоятельность выбранной модели.

Генерация-рекомбинация по механизму Оже является определяющим фундаментальным процессом для фотодиодов в узкозонных полупроводниках. Её влияние особенно проявляется в области температур 150—300 К. В полупроводниковых структурах состава $x = 0,2$ она распространяется практически на весь исследуемый температурный диапазон. Для температур ниже 150 К активно проявляется влияние межзонной излучательной рекомбинации и рекомбинации через уровни в запрещенной зоне. Несмотря на то, что рекомбинация Шокли-Рида-Холла не представляет фундаментального ограничения для материала КРТ, она оказывает существенное влияние на время жизни в материале p -типа проводимости с концентрацией более $N_A = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Измерена зависимость длины диффузии неосновных электронов в области поглощения p -типа проводимости состава $x = 0,4$ мол. дол. у фотодиода матричного фотоприемного устройства, изготовленного в гетероэпитаксиальной структуре, выращенной методом могиридидной эпитаксии. Рассчитано время жизни неосновных носителей

заряда в области поглощения p -типа проводимости. Проведена подгонка рассчитанной зависимости согласно представленной аналитической модели. На рис. 7 представлена температурная зависимость длины диффузии неосновных электронов в поглощающем слое p -типа. На рис. 8 представлены две зависимости времени жизни неосновных носителей заряда: 1 — полученная по результатам измерений; 2 — рассчитанная по представленным выше формулам. В результате подгонки параметров модели наблюдается хорошее соответствие измеренной и рассчитанной характеристик в области высоких температур. Несотответствие характеристик в области низких температур объясняется погрешностью метода измерения длины диффузии, а именно, дифракционным ограничением данного метода.

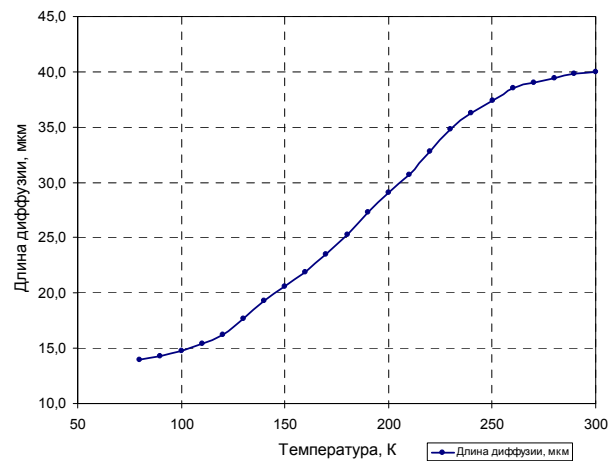


Рис. 7. Зависимость длины диффузии неосновных электронов в поглощающем слое p -типа проводимости от температуры состава $x = 0,4$

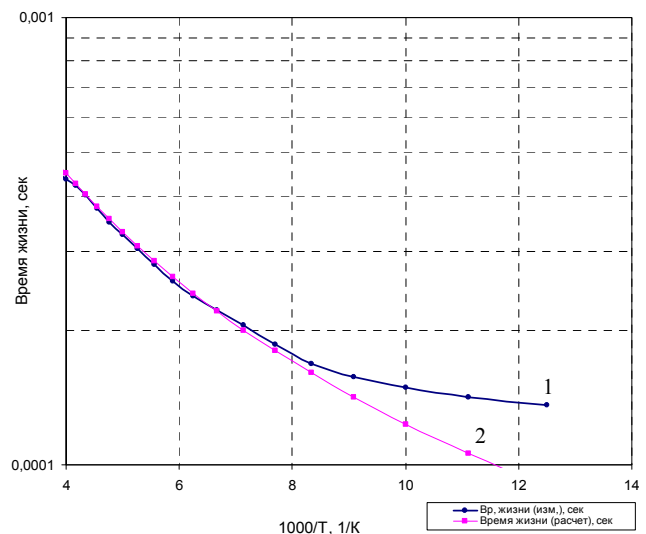


Рис. 8. Время жизни неосновных носителей заряда в поглощающем слое p -типа проводимости состава $x = 0,4$: 1 — полученная по результатам измерений; 2 — рассчитанная в результате подгонки параметров модели

По данным аналитического расчета получено, что поведение времени жизни в материале HgCdTe p -типа проводимости состава $x = 0,4$ мол. дол. можно представить в виде суммы основных составляющих времени жизни. При этом наибольший вклад вносят излучательная рекомбинация и рекомбинация Шокли-Рида-Холла:

$$\tau_{eff} = \frac{1}{\frac{1}{\tau_{SRH}} + \frac{1}{\tau_{Rad}} + \frac{1}{\tau_{Aug}}}$$

Поверхностная рекомбинация не вносит существенного вклада в поведение неосновных носителей заряда в области поглощения исследуемого образца вследствие пассивации его поверхности.

В таблице представлены результаты измерений длины диффузии и расчета времени жизни неосновных носителей заряда у образца состава $x = 0,4$ мол. дол. в области поглощения p -типа проводимости

заряда в области поглощения, и играет ключевую роль при проектировании архитектуры фоточувствительного прибора. В работе представлены основные механизмы, определяющие поведение времени жизни в важных полупроводниковых материалах, прежде всего, таких, как CdHgTe, InSb и InGaAs. Исследование времени жизни для узкозонного материала CdHgTe проведено в широком диапазоне температур и составов.

Измерена зависимость длины диффузии неосновных электронов в области поглощения p -типа проводимости состава $x = 0,4$ мол. дол. у фотодиода матричного фотоприемного устройства, изготовленного в гетероэпитаксиальной структуре, выращенной методом мосгидридной эпитаксии. Рассчитано время жизни неосновных носителей заряда в области поглощения. В результате подгонки параметров модели получено хорошее соответствие измеренной и рассчитанной характеристик в области высоких температур.

Таблица

Температура	Длина диффузии, мкм	Подвижность электронов см ² /В·с	Коэффициент диффузии, см ² /В·с	Время жизни, с (расчет по результатам измерений)	Время жизни, с (аналитическая модель)
80	14,0	1,53E+04	105,71	1,36E-04	8,93E-05
90	14,3	1,31E+04	101,84	1,42E-04	1,06E-04
100	14,8	1,14E+04	98,50	1,49E-04	1,23E-04
110	15,4	1,01E+04	95,54	1,58E-04	1,42E-04
120	16,2	8,98E+03	92,89	1,68E-04	1,61E-04
130	17,7	8,08E+03	90,54	1,86E-04	1,80E-04
140	19,3	7,32E+03	88,43	2,05E-04	2,00E-04
150	20,6	6,69E+03	86,50	2,21E-04	2,21E-04
160	21,9	6,14E+03	84,73	2,38E-04	2,42E-04
170	23,5	5,67E+03	83,11	2,58E-04	2,64E-04
180	25,3	5,26E+03	81,60	2,80E-04	2,86E-04
190	27,3	4,89E+03	80,20	3,05E-04	3,08E-04
200	29,1	4,57E+03	78,90	3,28E-04	3,31E-04
210	30,7	4,29E+03	77,68	3,48E-04	3,55E-04
220	32,8	4,03E+03	76,53	3,75E-04	3,78E-04
230	34,8	3,80E+03	75,46	4,01E-04	4,02E-04
240	36,3	3,60E+03	74,44	4,21E-04	4,26E-04
250	37,4	3,41E+03	73,58	4,36E-04	4,49E-04
260	38,5	3,24E+03	72,54	4,52E-04	4,72E-04
270	39,0	3,08E+03	71,68	4,61E-04	4,94E-04
280	39,4	2,93E+03	70,86	4,68E-04	5,13E-04
290	39,8	2,80E+03	69,96	4,76E-04	5,28E-04
300	40,0	2,68E+03	69,32	4,80E-04	5,36E-04

Заключение

Время жизни неосновных носителей заряда является одним из важнейших параметров, характеризующих поведение неосновных носителей

Работа выполнена по гранту Президента Российской Федерации НШ-2787.2014.9

ЛИТЕРАТУРА

1. Филачев А. М., Таубкин И. И., Трищенко М. А. Современное состояние и магистральные направления развития современной фотоэлектроники. — М.: Физматкнига, 2010.
2. Boltar K. O., Burlakov I. D., Ponomarenko V. P., and Filachev A. M. // Proc. SPIE. 2009. V. 7298. P. 72982P-1.
3. Дирочка А. И., Корнеева М. Д., Филачев А. М. // Прикладная физика. 2011. № 2. С. 37.
4. Бурлаков И. Д., Пономаренко В. П., Филачев А. М. и др. // Прикладная физика. 2007. № 2. С. 43.
5. Стафеев В. И., Болтарь К. О., Бурлаков И. Д. и др. // Физика и техника полупроводников. 2005. Т. 39. Вып. 10. С. 1257.
6. Hall R. N. // Phys. Rev. 1952. V. 87. P. 387.
7. Shockley W. and Read W. T. // Phys. Rev. 1952. V. 87. P. 835.
8. Shockley W. and Read W. T. // Phys. Rev. 1952. V. 87. P. 835.
9. Филачев А. М., Таубкин И. И., Трищенко М. А. Твердотельная фотоэлектроника. Физические основы. — М.: Физматкнига, 2005.
10. Schroder D. K. // IEEE Trans. Electron Devices. 1982. V. ED-29. P. 1336.
11. Emelie P. Y., Velicu S., Grein C. H., et al. // Journal of Electronic Materials. 2008. V. 37. No. 9.
12. Гуменюк-Сичевская Ж. В., Сизов Ф. Ф., Овсяук В. Н. и др. // Физика и техника полупроводников. 2001. Т. 35. Вып. 7. С. 835.
13. Schroder D. K. // IEEE Trans. Electron Devices. 1997. V. 44. No. 1. P. 160.
14. Luke K. L. and Cheng L. J. // J. Appl. Phys. 1987. V. 61. P. 2282.
15. Lopes V. C., Syllaios A. J., and Chen M. C. // Semicond. Sci. Technol. 1993. P. 824.
16. Rogalski A. // Rep. Prog. Phys. 2005. V. 68. P. 2267.
17. Jozwikowski K. and Rogalski A. // J. Electron. Mater. 2000. V. 29. P. 736–41.
18. Humpreys R. G. // Infrared Phys. 1986. V. 26. P. 337.
19. Elliott T., Gordon N. T., and White A. M. // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 74. P. 2881.
20. Schacham S. E., Finkman E. // J. Appl. Phys. V. 57. No. 6. P. 2001.
21. Emelie P. Y., Velicu S., Grein C. H., et al. // Journal of Electronic Materials. 2008. V. 37. No. 9.
22. Rogalski A., Adamiec K., and Rutkowski J. Narrow-Gap Semiconductor Photodiodes (Bellingham: SPIE Optical Engineering Press), 2000.
23. Dmitriev A. V., Mocker M. // Physics Reports. 1995. V. 257. P. 85.
24. Casselman T. N. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. P. 848.
25. Krishnamurthy S. and Casselman T. N. // J. Electron. Mater. 2000. V. 29. P. 828.
26. Beattie R. and White A. M. // J. Appl. Phys. 1996. V. 79. P. 802.
27. Beattie A. and Landsberg P. T. // Proc. R. Soc. Lond. 1959. V. A 249. P. 16.
28. Casselman T. N. and Petersen P. E. // Solid State Commun. 1980. V. 33. P. 615.
29. Kinch M. A. // J. Electron. Mater. 2000. V. 29. P. 809.
30. Hansen G. L., Schmidt J. L., and Casselman T. N. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. P. 7099.
31. Hansen G. L. and Schmidt J. L. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. P. 1639.
32. Gumenjuk-Sichevskaja J. V., Sizov F. F., Ovsyuk V. N., et al. // Semiconductors. 2001. V. 35. P. 800.
33. Gumenjuk-Sichevskaja J. V. and Sizov F. F. // Semiconductor Science Technology. 1999. V. 14. P. 1124.
34. Weiler M. // Semiconduct. Semimet. 1981. V. 16. P. 119.
35. Мухитдинов А. М., Стафеев В. И. // ФТП. 1992. Т. 6. Вып. 10. С. 1830.
36. Войцеховский А. В., Денисов Ю. А., Коханенко А. П. и др. // ФТП. 1997. Т. 31. Вып. 7. С. 1771.

Recombination mechanisms and minority carrier lifetime analysis in the narrowband CdHgTe structures

N. I. Iakovleva

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

Received February 24, 2015

Recombination and generation events concerning with the behavior of the minority carriers in CdHgTe structures including Shockley–Read–Hall recombination, radiative recombination, Auger recombination and surface processes have been discussed. A concept of lifetime simulation according classical model and parameters characterized lifetime behaviour are presented. The various recombination mechanisms in working temperature region analyzed. It is shown that an important role have Auger recombination, radiative recombination and Shockley–Read–Hall recombination through deep-level impurities, characterized by the impurity density energy level in the bandgap. Wherever possible, the concepts are augmented with experimental data. The minority carriers lifetime analytic dependences versus temperature were calculated in p-type HgCdTe structures of varies composition.

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

Keywords: heteroepitaxial structure, CdHgTe, infrared, minority carriers lifetime, recombination.

REFERENCES

1. A. M. Filachev, I. I. Taubkin, and M. A. Trishenkov, *The Current Status and Main-Line Trackage for Development of Photoelectronics* (Fizmatkniga, Moscow, 2010) [in Russian].
2. K. O. Boltar, I. D. Burlakov, V. P. Ponomarenko, and A. M. Filachev, Proc. SPIE **7298**, 72982P-1 (2009).
3. A. I. Dirochka, M. D. Korneeva, and A. M. Filachev, Prikladnaya Fizika, No. 2, 37 (2011).
4. I. D. Burlakov, V. P. Ponomarenko, A. M. Filachev, et al., Prikladnaya Fizika, No. 2, 43 (2007).
5. V. I. Stafeev, K. O. Boltar, I. D. Burlakov, et al., Semiconductors **39**, 1257 (2005).
6. R. N. Hall, Phys. Rev. **87**, 387 (1952).
7. W. Shockley and W. T. Read, Phys. Rev. **87**, 835 (1952).
8. W. Shockley and W. T. Read, Phys. Rev. **87**, 835 (1952).
9. A. M. Filachev, I. I. Taubkin, and M. A. Trishenkov, *Solid-State Photoelectronics. Physical Base*. (Fizmatkniga, Moscow, 2005) [in Russian].
10. D. K. Schroder, IEEE Trans. Electron Devices. **ED-29**, 1336 (1982).
11. P. Y. Emelie, S. Velicu, C. H. Grein, et al., Journal of Electronic Materials. **37** (9), (2008).
12. J. V. Gumenjuk-Sichevskaja, F. F. Sizov, V. N. Ovsyuk, et al., Semiconductors **35**, 835 (2001).
13. D. K. Schroder, IEEE Trans. Electron Devices **44**, 160 (1997).
14. K. L. Luke and L. J. Cheng, J. Appl. Phys. **61**, 2282 (1987).
15. V. C. Lopes, A. J. Syllaios, and M. C. Chen, Semicond. Sci. Technol. 824 (1993).
16. A. Rogalski. Rep. Prog. Phys. **68**, 2267 (2005).
17. K. Jozwikowski and A. Rogalski, J. Electron. Mater. **29**, 736–41 (2000).
18. R. G. Humphreys, Infrared Phys. **26**, 337 (1986).
19. T. Elliott, N. T. Gordon, and A. M. White, Appl. Phys. Lett. **74**, 2881 (1999).
20. S. E. Schacham and E. Finkman, J. Appl. Phys. **57**, 2001.
21. P. Y. Emelie, S. Velicu, C. H. Grein, et al., Journal of Electronic Materials **37** (9), (2008)
22. A. Rogalski, K. Adamiec, and J. Rutkowski, *Narrow-Gap Semiconductor Photodiodes* (Bellingham: SPIE Optical Engineering Press), 2000.
23. A. V. Dmitriev and M. Mocker, Physics Reports **257**, 85 (1995).
24. T. N. Casselman, J. Appl. Phys. **52**, 848 (1981).
25. S. Krishnamurthy and T. N. Casselman, J. Electron. Mater. **29**, 828 (2000).
26. R. Beattie and A. M. White, J. Appl. Phys. **79**, 802 (1996).
27. A. Beattie and P. T. Landsberg, Proc. R. Soc. Lond. **A 249**, 16 (1959).
28. T. N. Casselman and P. E. Petersen, Solid State Commun. **33**, 615 (1980).
29. M. A. Kinch, J. Electron. Mater. **29**, 809 (2000).
30. G. L. Hansen, J. L. Schmidt, and T. N. Casselman, J. Appl. Phys. **53**, 7099 (1982).
31. G. L. Hansen and J. L. Schmidt, J. Appl. Phys. **54**, 1639 (1983).
32. J. V. Gumenjuk-Sichevskaja, F. F. Sizov, V. N. Ovsyuk, et al., Semiconductors **35**, 80 (2001).
33. J. V. Gumenjuk-Sichevskaya and F. F. Sizov, Semiconductor Science Technology **14**, 1124 (1999).
34. M. Weiler, Semiconduct. Semimet. **16**, 119 (1981).
35. A. M. Mukhitdinov and V. I. Stafeev, Semiconductors **6**, 1830 (1992).
36. A. V. Voitsekhovskiy, Yu. A. Denisov, A. P. Koshanenko, et al., Semiconductors **31**, 1771 (1997).