

Фотоэлектроника

УДК 538.935

Влияние концентрации рекомбинационных центров на фотоэлектрический отклик полупроводников

В. А. Холоднов

Детально проанализировано, как влияет значение концентрации центров рекомбинации N на процесс генерации-рекомбинации Холла-Шокли-Рида. Рассмотрено слабое отклонение полупроводника от состояния термодинамического равновесия. Показано, что в концентрационных зависимостях времен жизни неравновесных электронов $\tau_n(N)$ и дырок $\tau_p(N)$, в целом падающих с увеличением N , при определенных условиях может быть и участок роста на несколько порядков. Проведено аналитическое решение задачи о свойствах функций $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$ в их экстремальных точках. Проанализированы зависимости значений функций $\tau_n(N)$, $\tau_p(N)$ в их экстремальных точках и положений этих экстремумов от концентрации мелкой легирующей примеси N_D , энергии рекомбинационного уровня E_r , отношения вероятностей захвата дырки и электрона на него θ , энергии запрещенной зоны полупроводника E_g , а также от температуры T . Вне традиционного приближения квазинейтральности развита теория эффекта всплеска до нескольких порядков фотоэлектрического отклика полупроводников при увеличении концентрации рекомбинационных центров N в случае межзонной фотогенерации носителей слабым излучением. Решены задачи об эффективности фотовозбуждения электронов и дырок и фотоЭДС Дембера. Показано, что искомые величины можно радикально повысить за счет увеличения N . Исследованы зависимости коэффициента фотоэлектрического усиления G от N и напряжения на образце V . Выяснено, что величина всплеска $G(N)$ немонотонно зависит от величины V . Вычислено максимально возможное значение всплеска $G(N)$. Установлено, что неквазинейтральное решение рассмотренных задач может кардинально отличаться от квазинейтрального. Дано подробное физическое толкование полученных результатов.

PACS: 73.50.Gr

Ключевые слова: слабое отклонение полупроводника от равновесного состояния, примесная рекомбинация Холла-Шокли-Рида, немонотонная зависимость времени жизни неравновесных носителей от концентрации центров рекомбинации, межзонная фотогенерация носителей, фотоиндуцированный объемный заряд, решение вне приближения квазинейтральности, гигантский всплеск фотоэлектрического отклика полупроводника при увеличении концентрации рекомбинационных центров.

Введение

Рекомбинация неравновесных электронов и дырок в полупроводниках через глубокие примес-

ные центры во многих случаях является доминирующей [1—9]. Основы теории примесной рекомбинации носителей были заложены еще в 1952 г. в вышедших почти одновременно работах Холла [10] и Шокли и Рида [11]. В них был рассмотрен генерационно-рекомбинационный процесс при одиночном примесном уровне в запрещенной зоне полупроводника.

В дальнейших многочисленных работах теория примесной рекомбинации носителей развивалась в различных аспектах и детализировалась [1—5, 12—14]. При этом должного внимания не уделялось исследованию зависимости времен жизни неравновесных электронов $\tau_n(N)$ и дырок $\tau_p(N)$ от концентрации рекомбинационных центров N , которые в ряде случаев преднамеренно

Холоднов Вячеслав Александрович, ведущий научный сотрудник¹, научный консультант², профессор^{3,4}.

¹Институт радиотехники и электроники

им. В. А. Котельникова РАН.

Россия, 125009, Москва, Моховая ул., д. 11, корп. 7.

Тел. 8 (916) 189-11-28. E-mail: vkholodnov@mail.ru

²АО «НПО «Орион».

Россия, 111123, Москва, ул. Косинская, 9.

³Московский физико-технический институт (МФТИ).

Россия, 141700, Московская обл., г. Долгопрудный,

Институтский переулок, 9.

⁴Московский институт радиотехники, электроники и автоматики.

Россия, 119454, Москва, проспект Вернадского, 78.

Статья поступила в редакцию 14 мая 2015 г.

© Холоднов В. А., 2015

вводятся в полупроводник (например, за счет облучения ионами высоких энергий [15, 16] для уменьшения времени переходных процессов). Видимо, это обусловлено сложившимся представлением, что чем больше N , тем больше темп захвата неравновесных носителей на примесные центры, а поэтому тем меньше времена жизни носителей. Такое явно разумное представление не вполне адекватно действительности.

Целью данной работы было исследование характера влияния концентрации рекомбинационных центров на фотоэлектрический отклик полупроводников при межзонной фотогенерации носителей и их рекомбинации через примеси.

Постановка задач

Как показано ниже, времена жизни неравновесных носителей (принятое нами определение τ_n и τ_p дано в следующем разделе) могут и сильно вырасти (на порядок и более) при увеличении N . Приведены последовательный математический и подробный физический анализ зависимости времени жизни неравновесных носителей от концентрации центров рекомбинации. Рассмотрено слабое отклонение концентраций свободных носителей от их равновесных значений. Такая ситуация часто реализуется в полупроводниках, когда они используются для регистрации слабых сигналов, например, оптических. Показано, что как $\tau_n(N)$, так и $\tau_p(N)$ при определенных условиях будут возрастать чрезвычайно сильно в некотором интервале значений N при увеличении N . Это возрастание вызвано совсем другим физическим механизмом, а не известным уже много лет [4], а также и предложенным в работе [17]. Проанализированы экстремальные точки (выведены соответствующие формулы) зависимостей $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$ как функции параметров полупроводника и температуры. Проведена детальная физическая интерпретация полученных результатов. В частности, показано, что физические механизмы, ответственные за сильную немонотонность функций $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$, отличаются друг от друга.

Естественно ожидать, что возрастание при увеличении N времен жизни τ_n и τ_p будет приводить и к возрастанию фотоотклика полупроводника (включая коэффициент фотоэлектрического усиления G). Однако характер зависимостей $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$ не вполне определяет характер зависимости $G(N)$. Дело в том, что G возрастает с увеличением времен жизни носителей, как это следует из работ [18, 19], если их амбиполярная подвижность [2, 13] $\mu = 0$, или если отсутствует

рекомбинация на токовых контактах ($x=0$ и $x=W$, см. вставку на рис. 1, а). Реально же рекомбинация на них в той или иной степени всегда происходит [5—9]. Поэтому в обычных условиях ($\mu \neq 0$) увеличение времен жизни, начиная с некоторых их значений, не приводит к росту плотности фототока I_{ph} [5, 9, 18, 19]. Наиболее ярко насыщение I_{ph} проявляется в случае сильной рекомбинации на контактах, когда вытягивающие контакты [5, 9, 18, 19] находятся при условиях выполнения соотношений:

$$\Delta n(0) = \Delta p(0) = \Delta n(W) = \Delta p(W) = 0, \quad (1)$$

где $\Delta n(x) = n(x) - n_e$ и $\Delta p(x) = p(x) - p_e$ — отклонения концентраций электронов n и дырок p от их равновесных значений n_e и p_e соответственно. При рекомбинации через примесь функция $\mu(N)$ может обращаться в нуль при том же (с точностью до малых поправок) значении $N \cong N_D$ (см. ниже), при котором функции $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$ достигают максимальных экстремумов $\hat{\tau}_n$ и $\hat{\tau}_p$ (рис. 1, б, с). Поэтому G , следовательно, и I_{ph} возрастают в меру увеличения $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$. В этом состоят физические причины гигантского всплеска коэффициента усиления G при увеличении N (рис. 1, а).

В трудах симпозиума [20] впервые сообщалось, что обращение $\mu(N)$ в нуль в точке максимального экстремума функций $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$ позволяет избежать крайне нежелательного эффекта — насыщения G в собственных фоторезисторах с ростом приложенного к ним напряжения V [5, 9, 18, 19, 21, 22]. Как известно [19], это отрицательное свойство наиболее ярко проявляется в фоторезисторах с вытягивающими контактами, т. е. при выполнении соотношений (1). Результат работы [20] получен в обычно используемом при умеренных полях приближении квазинейтральности [1—9, 13, 18, 19, 21, 22], когда в уравнении Пуассона пренебрегается слагаемым $\Delta p \equiv (\varepsilon / 4\pi) \cdot \operatorname{div} \Delta E$ — плотностью фотоиндуцированного объемного заряда. В нашей задаче $\Delta E = E(x) - E_0$ — изменение напряженности электрического поля, вызванное отклонением концентраций свободных носителей и их центров захвата от равновесных значений вследствие межзонного поглощения излучения; $E(x)$ и E_0 — напряженности электрического поля при наличии и отсутствии засветки, ε — диэлектрическая постоянная. Однако даже при умеренных полях ($E_0 \approx 1 \div 10$ В/см) приближение квазинейтральности не всегда допустимо [23].

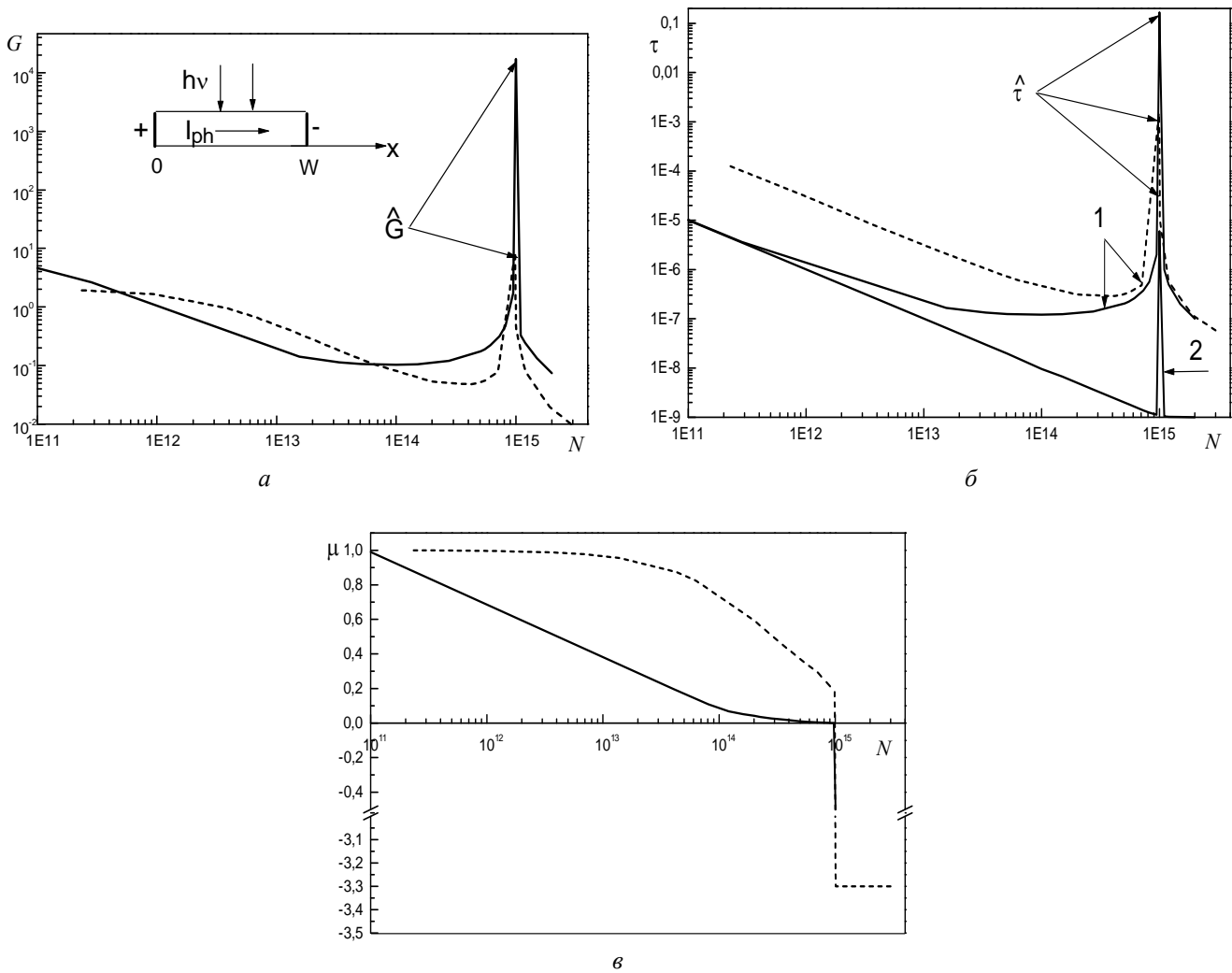


Рис. 1. Зависимости от концентрации одноуровневых рекомбинационных центров N [см $^{-3}$]: а — коэффициента усиления; б — времен жизни электронов (кривая 1) и дырок (кривая 2) [с]; в — амбиполярной подвижности носителей [в единицах подвижности дырок]. Принято: комнатная температура, значения $W = 10^{-1}$ см, $\theta \equiv w_p/w_n = 10^2$, $w_n = 10^{-8}$ см 2 /с, $n_i/n_t = 10^4$, $N_D = 10^{15}$ см $^{-3}$, $E_0 = 10$ В/см. Сплошные кривые — GaAs, пунктирные — Si. Значения параметров полупроводников взяты из монографии [3]. На вставке изображена схема фоторезистора

Ниже (в приближении одного рекомбинационного уровня) детально рассмотрено влияние фотоиндуцированного объемного заряда Δp на значение \hat{G} коэффициента фотоэлектрического усиления G в полупроводниках с вытягивающими контактами в точке максимального экстремума функции $G(N)$ (см. рис. 1, а). Рассматривая полупроводник как элементную базу для пороговых собственных фоторезисторов, принято, что фотоносители генерируются слабым оптическим излучением из области собственного поглощения. Из рис. 2, а видно, что, начиная с некоторого напряжения на образце V , приближение квазинейтральности использовать нельзя.

Одновременно вне приближения квазинейтральности рассмотрены эффективности межзонного фотовозбуждения носителей и фотоЭДС V_{ph} слабым излучением в полупроводниках с примесной рекомбинацией. Приведены аналитические выражения для V_{ph} и средних вдоль потока света значений $\langle \Delta n \rangle$ и $\langle \Delta p \rangle$ концентраций фотоэлектронов Δn и фотодырок Δp . Показано, что, искомые величины можно радикально повысить за счет увеличения концентрации рекомбинационных центров, причем приближение квазинейтральности может приводить к ошибкам в несколько порядков.

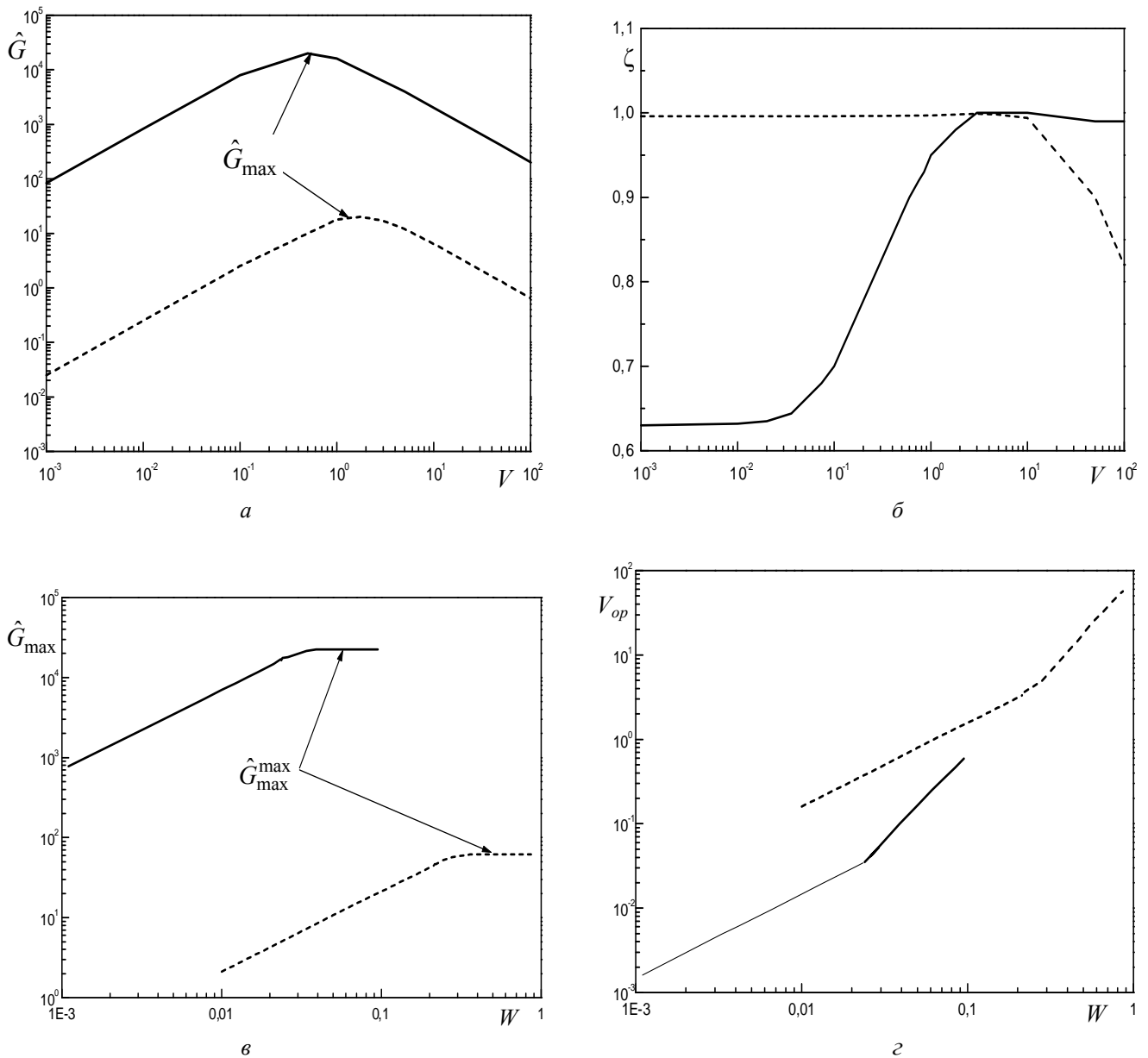


Рис. 2. Зависимости: а — коэффициента усиления $G = \hat{G}$ в точке максимального экстремума функции $G(N)$ от напряжения на образце V (расстояние между токовыми контактами $W = 10^{-1}$ см); б — отношения $\zeta \equiv \hat{G}_{appr} / \hat{G}_{exact}$ от V при $W = 10^{-1}$ см, где \hat{G}_{appr} и \hat{G}_{exact} — приближенное и точное значения \hat{G} , соответственно; в — значения \hat{G}_{max} от W , где \hat{G}_{max} — максимальное значение \hat{G} для заданного W (см. рис. 2, а); з — значения V_{op} от W , где V_{op} — оптимальное напряжение, при котором $\hat{G} = \hat{G}_{max}$ (см. рис. 2, в). Напряжение измерено в В; W — в см. Физические параметры полупроводников и температура те же, что и на рис. 1. Сплошные кривые — GaAs, пунктирные — Si

При рассмотрении перечисленных выше задач традиционная (Шокли-Рида) форма записи [1—5, 9, 11—14] скорости генерации-рекомбинации не использована. Эта форма записи не позволяет в явном виде выразить зависимости τ_n и τ_p , а тем более I_{ph} и V_{ph} от N , поскольку из-за необходимости решения сложных трансцендентных уравнений приводит к серьезным математическим трудностям при исследовании (особенно, аналитическом) функций $\tau_{n,p}(N)$ и тем более $I_{ph}(N)$ и

$V_{ph}(N)$. Эти трудности усугубляются еще и тем, что при определенных условиях $\tau_{n,p}$, I_{ph} и V_{ph} чрезвычайно резко зависят от концентрации N в некотором интервале ее значений (рис. 1, а, б, в). Возможно, именно в этом состояла основная причина длительного отсутствия полноценного теоретического анализа зависимостей $\tau_{n,p}(N)$, в то время как подробный анализ зависимостей времен жизни от концентрации свободных носителей был

проведен еще в основополагающей статье Шокли и Рида [11] по теории примесной рекомбинации. Использован метод расчета, основанный на том, что N выражается через отношение числа заполненных рекомбинационных уровней к числу пустых. Это позволяет избавиться от трансцендентных уравнений, другими словами, избавиться от необходимости решения обратной задачи. Поэтому анализ значительно упрощается. Кроме математической стороны, такой подход значительно упрощает физическую интерпретацию результатов вычислений.

Модель и основные соотношения

Рассмотрим невырожденный полупроводник, легированный мелкой, полностью ионизованной примесью одного типа (для определенности — донорной) с концентрацией N_D , в котором рекомбинация неравновесных (избыточных) носителей происходит через атомы акцепторных примесей, находящихся в двух зарядовых состояниях (пусть, конкретно, в нейтральном и однократно отрицательно заряженном). Нейтральному состоянию рекомбинационной примеси соответствует концентрация атомов N_0 , являющихся центрами захвата электронов и в то же время центрами тепловой генерации дырок, а заряженному — концентрация атомов $N_- = N - N_0$, которые являются центрами захвата дырок и вместе с тем центрами тепловой генерации электронов. Такая ситуация отвечает одиночному рекомбинационному уровню [10—13], который во многих случаях является доминирующим [1—5, 9, 14].

Пусть неравновесные электроны и дырки возникают либо за счет межзонной генерации, либо за счет инжекционно-контактных процессов. Тогда в стационарном случае зарядовое состояние атомов рекомбинационной примеси определяется уравнением:

$$R_n = R_p, \quad (2)$$

где скорости рекомбинации-генерации электронов R_n и дырок R_p , обусловленные захватом носителей акцепторной примесью и тепловым выбросом их с рекомбинационного уровня в разрешенные зоны, равны соответственно следующим выражениям:

$$\begin{aligned} R_n &= (n \cdot N_0 - \delta^{-1} \cdot n_e \cdot N_-) \cdot w_n, \\ R_p &\equiv (p \cdot N_- - \delta \cdot p_e \cdot N_0) \cdot w_p. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь w_n и w_p — вероятности захвата электрона и дырки на соответствующий центр, $\delta = N_-^e / N_0^e$

(верхний индекс e указывает на равновесные значения концентрации рекомбинационной примеси N в соответствующих зарядовых состояниях).

При малых отклонениях концентраций носителей и центров их захвата $\Delta N_0 = N_0 - N_0^e = -\Delta N_- = N_-^e - N_-$ от равновесных значений можно произвести линеаризацию соотношений (2) и (3) относительно этих отклонений. Тогда, учитывая уравнение Пуассона в виде выражения:

$$\Delta p \equiv \frac{\varepsilon}{4\pi} \cdot \frac{\partial \Delta E}{\partial x} = q \cdot [\Delta p - \Delta n - \Delta N_-], \quad (4)$$

получим, что

$$R_n = \frac{\Delta n}{\tau_n} + a_n \cdot \text{div} \Delta E, \quad (5)$$

$$R_p = \frac{\Delta p}{\tau_p} - a_p \cdot \text{div} \Delta E, \quad (6)$$

$$\Delta p = \frac{\tau_p}{\tau_n} \cdot \Delta n + (a_n + a_p) \cdot \tau_p \cdot \frac{d \Delta E}{dx}, \quad (7)$$

где

$$\frac{1}{\tau_n} = w_n \cdot N \cdot \frac{\delta \cdot \theta}{1 + \delta} \cdot \frac{N + (1 + \delta)(1 + \delta^{-1})(n_e + p_e)}{\delta \theta N + (1 + \delta)(1 + \delta^{-1})(n_e + \delta \theta p_e)}, \quad (8)$$

$$\frac{1}{\tau_p} = w_p \cdot N \cdot \frac{\delta}{1 + \delta} \cdot \frac{\delta N + (1 + \delta)^2 (n_e + p_e)}{\delta N + (1 + \delta^2)(n_e + \delta \theta p_e)}, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} a_n &= \frac{\xi}{4\pi q} \cdot w_n \cdot N \cdot n_e \times \\ &\times \frac{\theta \cdot (1 + \delta)}{\delta \cdot \theta \cdot N + (1 + \delta)(1 + \delta^{-1})(n_e + \delta \cdot \theta \cdot p_e)}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} a_p &= \frac{\xi}{4\pi q} \cdot w_p \cdot N \cdot p_e \times \\ &\times \frac{1 + \delta}{N + (1 + \delta)(1 + \delta^{-1})(n_e + \delta \theta p_e)}, \end{aligned} \quad (11)$$

ΔE — изменение напряженности электрического поля, вызванное отклонением концентраций носителей и их центров захвата от равновесных значений; q — абсолютная величина заряда электрона, $\theta = w_p / w_n$. Первые слагаемые в выражениях (5) и (6) означают скорости рекомбинации избыточных электронов и дырок (и поэтому τ_n и τ_p означают их времена жизни) в условиях квазинейтральности по отношению к полю ΔE , т. е. при достаточно малых значениях $|\text{div} \Delta E|$ [1—3, 5, 9—14, 18,

24, 25]. Эту терминологию для величин τ_n и τ_p мы оставляем и в случае нарушения квазинейтральности (см. ниже), так что значения τ_n и τ_p , которые мы будем исследовать, не зависят от значения $\text{div}\Delta E$.

Как пороговые фотоприемники, фотопроводники работают при очень низких уровнях освещенности. Поэтому обычное в теории пороговых фотоприемников [5—7, 9, 21, 22, 26] линейное по g приближение корректно при вычислении G , где g — плотность скорости фотогенерации носителей. В рассматриваемых условиях мы можем записать, что соотношения:

$$\Delta I_n = q \cdot \mu_n \cdot (E_0 \cdot \Delta n + n_e \cdot \Delta E) + q \cdot D_n \cdot \frac{\partial \Delta n}{\partial x}, \quad (12)$$

$$\Delta I_p = q \cdot \mu_p \cdot (E_0 \cdot \Delta p + p_e \cdot \Delta E) - q \cdot D_p \cdot \frac{\partial \Delta p}{\partial x} \quad (13)$$

где μ_n и μ_p — подвижности электронов и дырок, D_n и D_p — их коэффициенты диффузии, а электронная и дырочная компоненты плотности фототока:

$$I_{ph} = \Delta I_n + \Delta I_p, \quad (14)$$

должны удовлетворять уравнениям непрерывности:

$$\frac{\partial \Delta I_p}{\partial x} = q \cdot (g - R_p) \quad (15)$$

$$\frac{\partial \Delta I_n}{\partial x} = q \cdot (R_n - g), \quad (16)$$

причем
$$\frac{\partial I_{ph}}{\partial x} = 0. \quad (17)$$

Ограничимся такими приложенными к образцу напряжениями:

$$V = E_0 \cdot W, \quad (18)$$

которые позволяют пренебречь зависимостью подвижностей μ_n и μ_p от электрического поля, где W — расстояние между токовыми контактами (см. вставку на рис. 1, а).

Время жизни неравновесных носителей

Используя функцию распределения электронов по акцепторным примесным состояниям [12, 27], уравнение нейтральности:

$$n_e + N_-^e = p_e + N_D \quad (19)$$

невырожденного полупроводника при термодинамическом равновесии можно записать в виде

$$N = n_i \cdot \frac{1 + \delta}{2 \cdot \delta^2} \cdot f(\delta), \quad (20)$$

где

$$\delta = \frac{N_-^e}{N_0^e}, \quad f(\delta) = B + A \cdot \delta - \delta^2, \quad (21)$$

$$A = 2 \cdot \frac{N_D}{n_i}, \quad B = 4 \cdot \frac{p_i}{n_i} = \left(\frac{2 \cdot n_i}{n_i} \right)^2, \quad (22)$$

n_i и p_i — равновесные концентрации электронов и дырок, когда энергия уровня Ферми совпадает с энергией рекомбинационного уровня E_i ; n_i — собственная концентрация носителей. При выводе соотношения (20) мы приняли согласно [2, 12, 14, 27], что фактор спинового вырождения акцепторного состояния равен 1/2. В рассматриваемых условиях имеем соотношения:

$$n_e = \frac{\delta}{2} \cdot n_i, \quad p_e = \frac{2}{\delta} \cdot p_i. \quad (23)$$

Из выражений (8), (9), (20) и (23) следует, что

$$\tau_n = \frac{2\delta^2}{f(\delta)} \frac{\theta \cdot f(\delta) + (1 + \delta)(\theta B + \delta)}{[\delta A + (2 + \delta)B + \delta^3] w_p n_i}, \quad (24)$$

$$\tau_p = \frac{2\delta}{f(\delta)} \frac{B + (A + \theta B)\delta + (\theta B + \delta)\delta^2}{[\delta A + (2 + \delta)B + \delta^3] w_p n_i}. \quad (25)$$

Выражения (20), (24) и (25) определяют зависимости $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$ в параметрической форме. На рис. 1, б видно, что в зависимостях $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$, в целом падающих с увеличением N , может быть и участок резкого роста. Далее проведено аналитическое решение задачи на экстремумы функций $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$ при значении $\theta \geq 1$, так как дырки захватываются на притягивающий центр, а электроны — на нейтральный.

Математический анализ времени жизни дырок

Анализ уравнения

$$\frac{\partial}{\partial \delta} \cdot \frac{1}{\tau_p} = 0, \quad (26)$$

решение которого определяет экстремальные точки функции $\tau_p(N)$, показывает, что отчетливая немонотонность этой функции имеет место при следующих условиях:

$$\xi_1 \equiv \frac{3}{\theta B} \ll 1 \ll \frac{1}{\xi_2} \equiv \frac{A^2}{4B}, \quad \xi_3 \equiv \frac{1}{\sqrt{A}} \ll 1. \quad (27)$$

Для определения положения минимума представим уравнение (26) в форме

$$\delta^2 + 2\theta \cdot B \cdot \delta - \theta \cdot A \cdot B \cdot [1 + \Lambda_{1p}(\delta)] = 0, \quad (28)$$

где абсолютное значение функции

$$\begin{aligned} \Lambda_{1p}(\delta) = & \frac{B + (A + \theta B)\delta}{\theta AB\delta} - \frac{B}{A\delta} + \\ & + \frac{B\delta^3 + (\delta^2 + B)[2B + (A + B)\delta]}{\theta AB\delta^6} \times \\ & \times [B + (A + \theta \cdot B) \cdot \delta + \theta \cdot B \cdot \delta^2 + \delta^3] + \\ & + \frac{B + A\delta - \delta^2}{\theta A\delta^5} \cdot \{A + (2\theta - 1)B + 4\theta \cdot B \cdot \delta + \\ & + [3 + (A + B) \cdot \theta] \cdot \delta^2 - 2(\theta - 1) \cdot \delta^3\} \quad (29) \end{aligned}$$

много меньше единицы при значении

$$\delta = \delta_{1p}^{(0)} \equiv -\theta \cdot B + \sqrt{\theta \cdot B(A + \theta \cdot B)}. \quad (30)$$

Поэтому первый корень уравнения (26) δ_{1p} можно искать методом последовательных приближений, используя малый параметр $\Lambda_{1p}(\delta_{1p})$. Нулевое приближение (30) приводит к формуле:

$$N_{1p} = N_D + 2\theta \cdot p_t - \sqrt{2\theta \cdot p_t(N_D + 2\theta \cdot p_t)} \quad (31)$$

для концентрации рекомбинационных центров $N = N_{1p}$, при которой зависимость $\tau_p(N)$ достигает минимума $\bar{\tau}_p$ (рис. 1, б). Из этой формулы следует, что величина отношения N_{1p} к N_D увеличивается с увеличением N_D в интервале значений от 1/2 при $N_D \ll 2\theta \cdot p_t$ до $(1 - \sqrt{2\theta \cdot p_t}) \cong 1$ при $N_D \gg 2\theta \cdot p_t$ (рис. 3, а). Далее показано, что экстремум типа максимума функции $\tau_p(N)$, как и функции $\tau_n(N)$, может иметь место только при значениях N близких к значению N_D . Поэтому в выражении для верхнего предела значения N_{1p} сохранена малая поправка, которая, как показывает анализ, является основной.

Для определения положения максимума функции $\tau_p(N)$ преобразуем уравнение (26) к виду:

$$[1 - \Lambda_{2p}(\delta)] \cdot \delta^2 = A + B, \quad (32)$$

где абсолютное значение функции

$$\begin{aligned} \Lambda_{2p}(\delta) = & \frac{1}{\theta\delta^4} \cdot [A + (2\theta - 1) \cdot B + 3\delta^2 - 2(\theta - 1) \cdot \delta^3] + \\ & + \frac{B + \delta^2}{\theta B\delta^5} \cdot [2B + (A + B) \cdot \delta] \times \\ & \times \left[1 + \frac{\delta \cdot (\delta + 1) \cdot (\theta \cdot B + \delta)}{B + A\delta - \delta^2} \right] \quad (33) \end{aligned}$$

много меньше единицы при значении:

$$\delta = \delta_{2p}^{(0)} = \sqrt{A + B}. \quad (34)$$

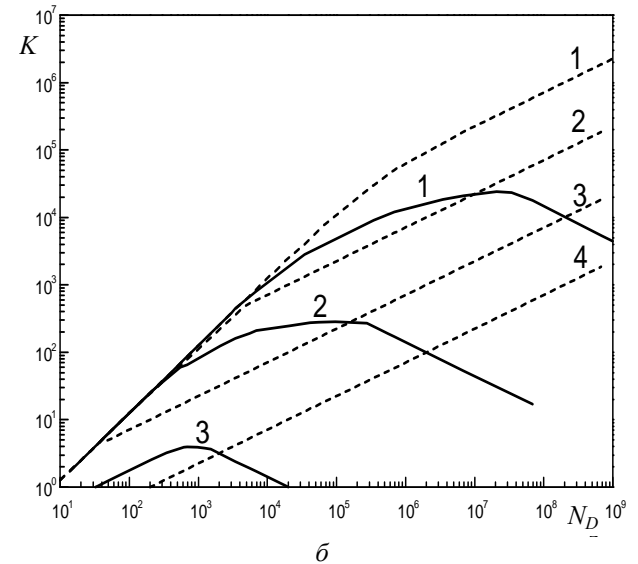
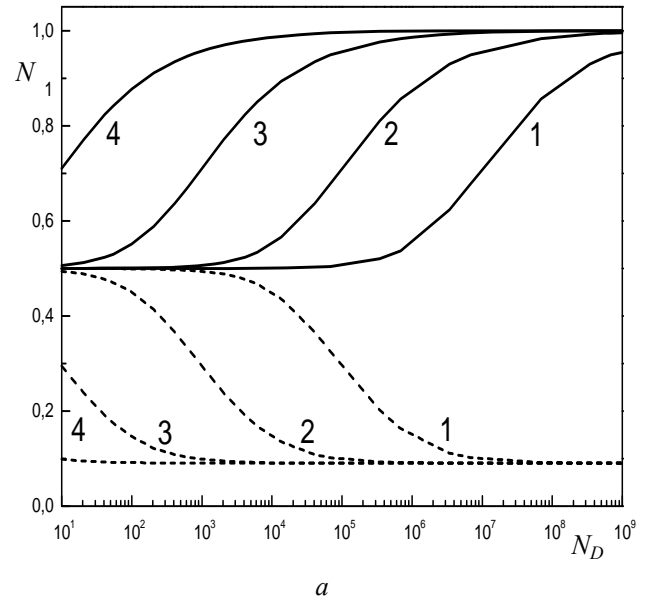


Рис. 3. Зависимости: положений минимумов N_1 функций $\tau_p(N)$ и $\tau_n(N)$ (а) и отношений K максимального к минимальному времени жизни носителей (б) от концентрации мелких доноров N_D при различных расположениях рекомбинационного уровня. Сплошные линии — дырки, штриховые — электроны. Значения n/n_i равны: кривая 1 — 10^{-4} , кривая 2 — 10^{-2} , кривая 3 — 1, кривая 4 — 10^2 . Концентрация N_1 измерена в единицах N_D , концентрация N_D — в единицах n_i . Принято: $\theta = 10^2$

Поэтому второй корень уравнения (26) можно искать методом последовательных приближений, используя малый параметр $\Lambda_{2p}(\delta_{2p})$. Из соотношений (20) и (34) следует, что концентрация рекомбинационных центров $N = N_{2p}$, при которой зависимость $\tau_p(N)$ достигает максимума $\hat{\tau}_p$ (рис. 1, б), в первом приближении по малому параметру $\Lambda_{2p}(\delta_{2p})$ определяется выражением

$$\frac{N_{2p}}{N_D} = 1 - \frac{1}{A + B} - \frac{\sqrt{A + B}}{A} \cdot \Lambda_{2p}(\sqrt{A + B}) \cong 1. \quad (35)$$

В частности,

$$\frac{N_{2p}}{N_D} = \begin{cases} 1 - \frac{n_t}{2N_D} \cdot \left(1 + \frac{2}{\theta} + \frac{\sqrt{2N_D n_t}}{\theta \cdot p_t} \right), & \text{для } N_D \gg 2p_t \\ 1 - \left(\frac{2n_t}{N_D} \right)^2, & \text{для } 2n_t \ll N_D \ll 2p_t. \end{cases} \quad (36)$$

Из соотношений (22), (25), (27), (30) и (34) следует, что

$$K_p(N_D) \equiv \frac{\hat{\tau}_p}{\bar{\tau}_p} = \begin{cases} \frac{N_D}{8n_i}, & \text{для } 8n_i \ll N_D \ll 2p_t \\ \sqrt{\frac{N_D}{32n_i}}, & \text{для } N_D \ll 2\theta \cdot p_t \ll \theta \cdot N_D \\ \frac{\sqrt{2} \cdot \theta \cdot p_t}{\sqrt{N_D n_t}}, & \text{для } \sqrt{2N_D n_t} \ll 2\theta \cdot p_t \ll N_D \\ \approx 1, & \text{для } 2\theta \cdot p_t \ll \sqrt{2N_D n_t}. \end{cases} \quad (37)$$

Отсюда видно, что функция $K_p(N_D)$ является немонотонной и может изменяться на несколько порядков (рис. 3, б). Значение

$$\hat{\tau}_p = \left(1 + \frac{\sqrt{2}\theta \cdot p_t}{\sqrt{N_D n_t + 2 \cdot n_i^2}} \right) \cdot (N_D w_p)^{-1} \quad (38)$$

увеличивается при уменьшении энергии рекомбинационного уровня E_t (рис. 4, а).

Характер зависимости $\hat{\tau}_p$ от температуры T определяется положением рекомбинационного уровня в запрещенной зоне полупроводника (рис. 4, б). При уменьшении температуры значение $\hat{\tau}_p$ падает, если $E_t \geq E_g / 2$, и растет, если $E_t \leq E_g / 3$, где E_t отсчитывается от потолка валентной зоны, E_g — ширина запрещенной зоны. Если $E_g / 3 < E_t < E_g / 2$, то зависимость $\hat{\tau}_p(T)$ имеет максимальное значение при температуре:

$$T = \tilde{T} \equiv \frac{E_t}{k} \cdot \ln^{-1} \left(2 \cdot \frac{N_v}{N_D} \cdot \frac{E_g - 2E_t}{3E_t - E_g} \right), \quad (39)$$

где k — постоянная Больцмана, N_v — эффективная плотность состояний в валентной зоне.

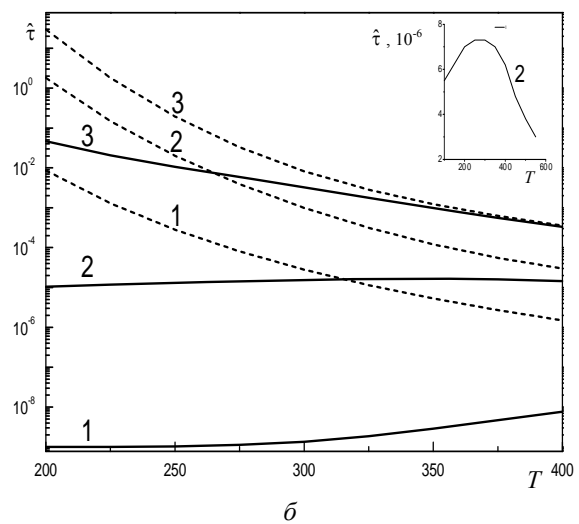
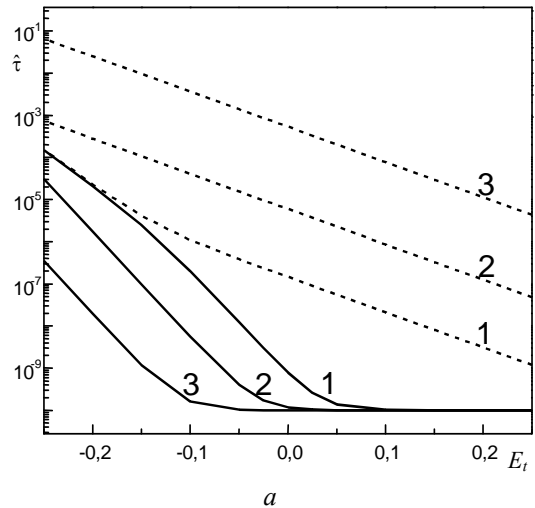


Рис. 4. Зависимости максимального времени жизни $\hat{\tau}_p(N)$ дырок (сплошные линии) и $\hat{\tau}_n(N)$ электронов (штриховые) от энергии рекомбинационного уровня E_t [эВ] для Ge (1), Si (2) и GaAs (3) при $T = 300$ К (а) и от температуры T [К] для Si при различных значениях E_t (б): кривая 1 — 0; кривая 2 — (-101/152); кривая 3 — (-3/4). Энергия рекомбинационного уровня отсчитывается от середины запрещенной зоны. Используются значения параметров Ge, Si и GaAs, приведенные в монографии [3]. Принято: $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $w_n = 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$, $\theta = 10^2$

Математический анализ времени жизни электронов

Анализ уравнения

$$\frac{\partial}{\partial \delta} \cdot \frac{1}{\tau_n} = 0, \quad (40)$$

определяющего экстремальные точки функции $\tau_n(N)$, показывает, что отчетливая немонотонность этой функции имеет место при условиях:

$$2\xi_3 \ll 1, \quad \xi_4 \equiv 2 \frac{\sqrt{B}}{A} \ll 1. \quad (41)$$

Для определения положения минимума представим уравнение (40) в следующем виде:

$$(\theta - 1) \cdot \delta^2 - 2\theta \cdot (A + B) \cdot \delta + \theta \cdot A \cdot (A + B) \cdot [1 + \Lambda_{1n}(\delta)] = 0, \quad (42)$$

где абсолютное значение функции

$$\begin{aligned} \Lambda_{1n}(\delta) = & \frac{(\theta - 1)B}{\theta \cdot A(A + B)} - \frac{2B + A\delta}{\theta \cdot A(A + B)\delta} \times \\ & \times \left[\left(1 + \frac{2\theta \cdot B}{\delta} \right) \cdot \left(1 + \frac{A + B}{\delta^2} + \frac{2B}{\delta^3} \right) + \frac{1}{\delta} \times \right. \\ & \times \left(A + B + \frac{2B}{\delta} \right) \cdot \left(\theta \cdot \frac{A + B}{\delta} - \theta + 1 \right) \left. \right] + \frac{B + A\delta - \delta^2}{\theta \cdot A(A + B)\delta} \times \\ & \times \left[2 + (\theta - 1) \frac{A + B}{\delta} + \frac{6\theta \cdot B}{\delta} + \frac{2B}{\delta^2} \cdot \left(2\theta - 2 - \frac{1}{\delta} \right) \right] \end{aligned} \quad (43)$$

много меньше единицы при значении:

$$\delta = \delta_{1n}^{(0)} \equiv \frac{\sqrt{\theta \cdot (A + B)}}{\theta - 1} \cdot (\sqrt{\theta \cdot (A + B)} - \sqrt{A + \theta \cdot B}). \quad (44)$$

$$\begin{aligned} \Lambda_{2n}(\delta) = & \frac{2\delta}{A} + \frac{2B}{A} \cdot \frac{\theta \cdot (A + B)\delta + 2\theta \cdot B + \delta}{\theta \cdot (A + B)\delta^4} \cdot \left(2A + B + \frac{2B}{\delta} \right) + (2\theta \cdot B + \delta) \cdot \frac{A(A + B + \delta^2) + 2B\delta}{\theta \cdot A(A + B)\delta^3} - \\ & - 2 \cdot \frac{B + A\delta - \delta^2}{\theta \cdot A(A + B)\delta^4} \cdot (\delta^3 + 3\theta \cdot B\delta^2 - 2B) - \\ & - (\theta - 1) \cdot \frac{2B[4B + (4A + B)\delta + (\delta - 2)\delta^2] + 2A(A + B)\delta^2 + \delta(B - \delta^2)(A + B - \delta^2)}{\theta \cdot A(A + B)\delta^4} \end{aligned} \quad (46)$$

При значении $\delta = \delta_{2n}$, отвечающем максимуму $\hat{\tau}_n$ функции $\tau_n(N)$, имеем $|\Lambda_{2n}(\delta)| \ll 1$. Поэтому в нулевом приближении по $\Lambda_{2n}(\delta_{2n})$ значение $\delta_{2n} = \delta_{2p}^{(0)}$, концентрация $N = N_{1n}$, при которой $\tau_n(N) = \hat{\tau}_n$, равна (как и в случае дырок) N_D , а функция $K_n(N_D)$ имеет вид:

$$K_n(N_D) \equiv \frac{\hat{\tau}_n}{\tilde{\tau}_n} = \begin{cases} \frac{N_D}{8n_i}, & \text{для } 2n_i \ll N_D \ll 2p_t \\ \frac{1}{\kappa} \sqrt{\frac{N_D}{2n_i}}, & \text{для } N_D \gg 2p_t \end{cases} \quad (47)$$

где $\kappa = 4$ при $\theta = 1$ и $\kappa = 1$ при $\theta \gg 1$. Из соотношений (47) видно, что функция $K_n(N_D)$, в отличие от функции $K_p(N_D)$, монотонно растет с уве-

следовательно, первый корень уравнения (40) δ_{1n} можно искать, используя малый параметр $\Lambda_{1n}(\delta_{1n})$. Нулевое приближение (44) приводит к следующей формуле для концентрации рекомбинационных центров $N = N_{1n}$, при которой зависимость $\tau_n(N)$ достигает минимального значения $\tilde{\tau}_n$:

$$N_{1n} = \frac{\sqrt{N_D + 2\theta \cdot p_t}}{\theta - 1} \times (\sqrt{\theta \cdot (N_D + 2p_t)} - \sqrt{N_D + 2\theta \cdot p_t}). \quad (45)$$

Из этой формулы следует, что величина отношения N_{1n} к N_D уменьшается с увеличением N_D в интервале значений от $1/2$ при $N_D \ll 2\theta \cdot p_t$ до $1/(\sqrt{\theta} + 1)$ при $N_D \gg 2\theta \cdot p_t$ (рис. 3, а).

Уравнение (40) можно преобразовать к виду (32), где вместо $\Lambda_{2p}(\delta)$ будет стоять функция:

личением N_D , и этот рост может составлять много порядков (рис. 4, б).

Значение

$$\hat{\tau}_n = \sqrt{\frac{N_D + 2p_t}{2n_i}} \cdot (N_D \cdot w_n)^{-1} \quad (48)$$

увеличивается, как и $\hat{\tau}_p$, при уменьшении энергии рекомбинационного уровня (рис. 4, а) и, в отличие от $\hat{\tau}_p$, всегда падает с увеличением температуры (рис. 4, б).

Физическая интерпретация

Поясним физические механизмы рассмотренных выше закономерностей.

Время жизни дырок

Обратное время жизни дырок

$$\tau_p^{-1} = \tau_{p1}^{-1} + \tau_{p2}^{-1} + \tau_{p3}^{-1} \quad (49)$$

складывается из трех парциальных составляющих.

Первая их них, а именно:

$$\tau_{p1}^{-1} = w_p \cdot N_-^e = \frac{w_p n_t}{2} \cdot \frac{B + A\delta - \delta^2}{\delta}, \quad (50)$$

отвечает изменению скорости захвата дырок $\Delta p \cdot w_p \cdot N_-^e = \Delta p / \tau_{p1}$, обусловленному лишь отклонением концентрации дырок от своего равновесного значения (захват избыточных дырок Δp на равновесные центры захвата N_-^e).

Вторая составляющая,

$$\tau_{p2}^{-1} = -w_p p_t \frac{2}{\delta} \cdot \frac{(\delta\theta - 1)(B + A\delta - \delta^2)}{A\delta + B[1 + \delta\theta(1 + \delta)] + \delta^3}, \quad (51)$$

отвечает изменению скорости захвата дырок $p_e \cdot w_p \cdot \Delta N_- = \Delta p / \tau_{p2}$, обусловленному лишь отклонением концентрации центров захвата дырок от своего равновесного значения (захват равновесных дырок p_e на неравновесные центры захвата ΔN_-).

Третья составляющая,

$$\tau_{p3}^{-1} = \delta \cdot \tau_{p2}^{-1}, \quad (52)$$

отвечает изменению скорости теплового выброса дырок с примесного уровня в валентную зону $2p_t \cdot w_p \cdot \Delta N_0 = \Delta p / \tau_{p3}$, обусловленному отклонением концентрации центров генерации дырок от своего равновесного значения (тепловая генерация дырок с неравновесных центров ΔN_0).

Время τ_{p1} можно рассматривать как время захвата избыточных дырок равновесными ловушками, время, τ_{p2} — как время релаксации избыточных дырок за счет захвата равновесных дырок неравновесными ловушками, а время τ_{p3} можно считать временем термической генерации дырок с неравновесных центров.

При выполнении условий (14) и значениях N , меньших N_D , рекомбинационные центры практически полностью заполнены электронами ($\delta \equiv N_-^e / N_0^e > 1$). По этой причине даже при $\theta \equiv w_p / w_n = 1$ время захвата дырки τ_{p1} много меньше времени захвата электрона τ_{n1} на соответствующие равновесные центры захвата. Другими словами, дырки захватываются равновесными центрами гораздо более интенсивно, чем электроны. Следовательно, появление избыточных свободных носителей приводит к появлению дополнительных, неравновесных центров тепловой генерации дырок и одновременно к уменьшению

их центров захвата ($\Delta N_0 = -\Delta N_- > 0$). При таком изменении зарядового состояния атомов рекомбинационной примеси составляющие $1/\tau_{p2}$ и $1/\tau_{p3}$ в выражении (36) имеют отрицательные значения, причем $|\tau_{p3}| \ll |\tau_{p2}|$, так как $\delta \gg 1$ при $N < N_D$. Это означает, что в рассматриваемых условиях преимущественно за счет тепловой генерации дырок с их неравновесных центров генерации время жизни дырок τ_p превосходит время их захвата на равновесные ловушки τ_{p1} . До тех пор, пока $N < N_D$, число равновесных центров захвата дырок растет ($N_-^e \cong N$) при увеличении значения N , а число центров захвата электронов остается по-прежнему мало ($N_0^e \ll N$). Поэтому растет и концентрация неравновесных центров тепловой генерации дырок ΔN_0 . Этот рост вызывает более быстрое уменьшение $|\tau_{p3}|$, чем уменьшение τ_{p1} . В результате, начиная с концентрации $N = N_{1p}$, скорость тепловой генерации дырок с неравновесных центров и скорость захвата неравновесных дырок на равновесные ловушки становятся близки друг к другу. По этой причине τ_p начинает расти (рис. 1, б).

Когда N становится больше, чем N_D , равновесная концентрация дырочных ловушек N_-^e практически стабилизируется, в то время как равновесная концентрация электронных ловушек N_0^e возрастает с ростом концентрации рекомбинационных центров ($N_-^e \cong N_D$, $N_0^e \cong N - N_D$ при $n_t / 2 \ll N - N_D \ll N_D^2 / 2p_t$). Это означает, что отношение τ_{p1} / τ_{n1} увеличивается с увеличением N . По этой причине концентрация неравновесных центров термической генерации дырок уменьшается, а концентрация дырочных ловушек N_- возрастает. В результате $\tau_p(N)$ уменьшается с увеличением N (рис. 1, б). Когда N становится больше, чем $N_D^2 / 2p_t$, равновесная концентрация дырочных ловушек N_-^e снова возрастает с ростом N за счет термического выброса электронов из валентной зоны на примесный уровень ($N_-^e \cong \sqrt{2N \cdot p_t}$). Однако равновесная концентрация электронных ловушек возрастает гораздо быстрее ($N_0^e \cong N$). Поэтому уменьшение $\tau_p(N)$ продолжается. Как видно из выражений (36)—(39),

τ_p становится меньше чем τ_{p1} , когда произведение $\delta \cdot \theta$ становится меньше единицы.

Как было показано выше, с увеличением N_D положение минимума $N = N_{1p}$ функции $\tau_p(N)$ сдвигается к N_D (рис. 3, а). Причина заключается в том, что равновесные электроны, захватываясь неравновесными центрами тепловой генерации дырок, уменьшают концентрацию этих центров ΔN_0 . Чем больше равновесная концентрация электронов n_e , тем больше это уменьшение. Значение n_e растет с ростом N_D . Когда N возрастает, n_e уменьшается, а N_-^e увеличивается, что вызывает увеличение ΔN_0 при $N < N_D$. Другими словами, уменьшение ΔN_0 при увеличении N_D компенсируется увеличением ΔN_0 при увеличении N . Вот почему, чем больше N_D , тем ближе N_{1p} к N_D .

По тем же самым причинам немонотонная зависимость τ_p от N исчезает, как было показано выше (рис. 3, б), при $N_D > 2(\theta \cdot p_t)^2 / n_i$ (увеличение ΔN_0 при увеличении N уже не способно компенсировать уменьшение ΔN_0 при увеличении N_D).

Немонотонная зависимость τ_p от N не имеет места и при малых значениях N_D (см. неравенства (27), выражения (22) и рис. 3, б), когда степень равновесной заселенности электронами рекомбинационного уровня определяется в основном электронно-дырочными переходами между ним и свободными зонами. В этом случае значения величины δ не могут обеспечить более быстрый рост скорости тепловой генерации дырок с неравновесных центров, чем скорости захвата неравновесных дырок на их равновесные ловушки при увеличении N . Максимальное значение отношения $K_p \equiv \hat{\tau}_p / \bar{\tau}_p$ достигается при $N_D \cong 2\theta \cdot p_t$ и примерно равно значению:

$$(K_p)_{\max} \cong \sqrt{\frac{\theta \cdot p_t}{n_i}}. \quad (53)$$

Отметим также, что по мере увеличения энергии рекомбинационного уровня E_t немонотонная зависимость $\tau_p(N)$ постепенно ослабевает (см. рис. 3, б) и затем исчезает совсем. Это обусловлено увеличением концентрации равновесных электронов n_e , уменьшением значения δ и вероятности теплового выброса дырки с рекомбинационного уровня в валентную зону по мере удаления его положения от потолка валентной зоны. По той же причине значение $\hat{\tau}_p$ уменьшается при увеличении E_t (рис. 4, а).

Характер зависимости $\hat{\tau}_p$ от температуры (рис. 4, б) определяется температурными зависимостями

$$\delta_{2p}(T) = \frac{1}{n_i(T)} \cdot \sqrt{2N_D \cdot p_t(T) + 4p_t^2(T)}, \quad (54)$$

$$p_t(T) = N_v \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right),$$

$$n_e(T) = \frac{\delta_{2p}(T) \cdot n_i^2(T)}{2p_t(T)}. \quad (55)$$

Значения $p_t(T)$ и $n_e(T)$ всегда растут с ростом температуры T . Увеличение p_t означает увеличение вероятности теплового выброса дырки с рекомбинационного уровня в валентную зону. Поэтому упомянутый процесс способствует росту $\hat{\tau}_p$ при увеличении T . Рост $n_e(T)$, вместе с тем, способствует падению $\hat{\tau}_p$ при увеличении T за счет уменьшения концентрации неравновесных центров тепловой генерации дырок ΔN_0 . Значение δ_{2p} падает с ростом T при $E_t \leq E_g / 3$ за счет все более близкого приближения N_{2p} к N_D (см. выражение (36)). Оно падает и при $E_t \geq E_g / 2$ вплоть до температур, при которых немонотонные зависимости τ_p и τ_n от N исчезают. Падение значения δ_{2p} уменьшает ΔN_0 , а поэтому способствует уменьшению $\hat{\tau}_p$ с ростом температуры. Когда $E_t \geq E_g / 2$, то $p_t(T)$ растет быстрее, чем падает $\delta_{2p}(T)$ и растет $n_e(T)$. В результате $\hat{\tau}_p$ увеличивается с увеличением температуры (рис. 4, б). Если $E_t \leq E_g / 3$, то рост p_t с увеличением T не может компенсировать уменьшение $\delta_{2p}(T)$ и увеличение $n_e(T)$. В результате, $\hat{\tau}_p$ падает с увеличением температуры (рис. 4, б). Если $E_g/3 < E_t < E_g/2$, то при $T < \tilde{T}$ функция $\hat{\tau}_p(T)$ будет растущей, а при $T > \tilde{T}$ — падающей (см. выражение (39) и вставку на рис. 4, б) по тем же самым причинам, что и в предыдущих случаях.

Время жизни электронов

Аналогично ситуации с дырками, обратное время жизни электронов складывается из трех парциальных составляющих:

$$\tau_n^{-1} = \tau_{n1}^{-1} + \tau_{n2}^{-1} + \tau_{n3}^{-1}. \quad (56)$$

Первая их них:

$$\tau_{n1}^{-1} = w_n N_0^e = \frac{w_n n_t}{2} \cdot \frac{B + A\delta - \delta^2}{\delta^2} \quad (57)$$

отвечает изменению скорости захвата электронов $\Delta n \cdot w_p \cdot N_0^e = \Delta n / \tau_{n1}$, обусловленному лишь отклонением концентрации электронов от своего равновесного значения (захват избыточных электронов Δn на равновесные центры захвата N_0^e). Вторая составляющая:

$$\tau_{n2}^{-1} = \frac{w_n n_t}{2} \cdot \frac{(\delta \cdot \theta - 1)(B + A\delta - \delta^2)}{\theta \cdot (B + A\delta - \delta^2) + (1 + \delta)(\theta \cdot B + \delta)} \quad (58)$$

отвечает изменению скорости захвата электронов $n_e \cdot w_n \cdot \Delta N_0 = \Delta n / \tau_{n2}$, обусловленному лишь отклонением концентрации центров захвата электронов от своего равновесного значения (захват равновесных электронов n_e на неравновесные центры захвата ΔN_0).

Третья составляющая:

$$\tau_{n3}^{-1} = (\delta \cdot \tau_{n2})^{-1} \quad (59)$$

отвечает изменению скорости теплового выброса электронов с примесного уровня в валентную зону $(1/2)n_t \cdot w_n \cdot \Delta N_- = -\Delta n / \tau_{n3}$, обусловленному отклонением концентрации центров генерации электронов от своего равновесного значения (тепловая генерация электронов с неравновесных центров ΔN_-).

Времена τ_{n1} , τ_{n2} и $(-\tau_{n3})$ имеют физический смысл, подобный временам τ_{p1} , τ_{p2} и $(-\tau_{p3})$ соответственно.

До тех пор, пока $N < N_D$, величина $\delta \gg 1$ и, следовательно, отношение $\tau_{p1} / \tau_{n1} \ll 1$. Поэтому появление избыточных свободных носителей приводит к возникновению дополнительных (неравновесных) центров захвата электронов и одновременно к уменьшению центров их генерации ($\Delta N_0 = -\Delta N_- > 0$). Парциальные составляющие $1/\tau_{n2}$ и $1/\tau_{n3}$ при таком изменении зарядового состояния рекомбинационных центров имеют положительные значения, причем $\tau_{n2} < \tau_{n3}$, так как при $N < N_D$ величина $\delta > 1$. Это означает, что в рассматриваемых условиях (преимущественно за счет захвата равновесных электронов на неравновесные ловушки) время жизни электронов τ_n меньше времени их захвата на равновесные ловушки τ_{n1} . При увеличении значения N число равновесных центров захвата дырок растет, а цен-

тров захвата электронов остается по-прежнему малым. В результате растет концентрация неравновесных центров захвата электронов ΔN_0 . По этой причине, начиная с концентрации $N = N_{1n}$, скорость захвата равновесных электронов на неравновесные центры становится больше скорости захвата неравновесных электронов на равновесные ловушки. Другими словами, определяющей составляющей обратного времени жизни электронов $1/\tau_n$ становится $1/\tau_{n2}$, которая падает с ростом N за счет уменьшения концентрации равновесных электронов n_e , т. е., $\tau_n \approx \tau_{n2}$ и растет с увеличением N (рис. 1, б).

При значениях N , больших N_D , отношение τ_{p1} к τ_{n1} растет с увеличением N . Это, в свою очередь, приводит к уменьшению концентрации неравновесных центров захвата электронов при увеличении N . Кроме того, продолжает падать значение n_e . В результате основной составляющей становится $1/\tau_{n1}$, и поэтому $\tau_n(N)$ падает с ростом N (рис. 1, б).

Как было показано выше, в отличие от зависимости $\tau_p(N)$, отношение N_{1n} к N_D уменьшается (рис. 3, а), а отношение $K_n \equiv \hat{\tau}_n / \check{\tau}_n$ всегда монотонно возрастает с ростом N_D (рис. 3, б). Такие закономерности обусловлены ростом n_e при увеличении N_D . За счет этого скорость захвата равновесных электронов неравновесными ловушками становится больше скорости захвата неравновесных электронов равновесными ловушками при меньших концентрациях ΔN_0 , т. е., при меньших значениях N/N_D . В противоположность ситуации с дырками, уменьшение ΔN_0 при увеличении N_D компенсируется увеличением n_e .

Подобно дырочному времени жизни, по мере уменьшения N_D или увеличения E_t немонотонная зависимость $\tau_n(N)$ постепенно ослабевает и затем исчезает совсем (рис. 3, б). Первая из этих закономерностей связана с тем, что с уменьшением N_D уменьшаются n_e и значение величины $\delta = 2n_e / n_t$. Вторая закономерность обусловлена уменьшением значения δ , следовательно, и ΔN_0 с увеличением энергии рекомбинационного уровня E_t . При этом, однако, за счет роста n_e немонотонность исчезает при больших значениях E_t , чем в случае дырок.

За счет уменьшения δ_{2n} уменьшается и значение $\hat{\tau}_n$ при увеличении E_t (рис. 4, а). Характер зависимости $\hat{\tau}_n$ от температуры (рис. 4, б) опреде-

ляется только зависимостью $\delta_{2n}(T)$, поскольку в точке максимума $\tau_n = \tau_{n1} / 2 \sim 1 / N_0^e \sim \delta_{2n}$. В нулевом приближении $\delta_{2n}(T)$ совпадает с $\delta_{2p}(T)$, определяемым выражением (54). Поэтому $\hat{\tau}_n$ всегда уменьшается с увеличением температуры (рис. 4, б).

Связь между концентрациями фотодырок и фотоэлектронов вне приближения квазинейтральности

Отметим, прежде всего, что из соотношений (10), (11), (20) и (23) следует, что справедливы выражения:

$$a_n = \frac{\varepsilon}{8\pi \cdot q} \cdot \frac{(1 + \delta) \cdot f(\delta) \cdot w_p n_t}{\theta \cdot f(\delta) + (1 + \delta)(\theta \cdot B + \delta)}, \quad (60)$$

$$a_p = \frac{\varepsilon}{2\pi \cdot q} \cdot \frac{(1 + \delta^{-1}) \cdot f(\delta) \cdot w_p p_t}{B + (A + \theta B) \cdot \delta + (\theta \cdot B + \delta) \cdot \delta^2}. \quad (61)$$

Дифференцируя выражение (12), получим уравнение:

$$\frac{\partial \Delta E}{\partial x} = \frac{1}{q \mu_n n_e} \frac{\partial \Delta I_n}{\partial x} - \frac{E_0}{n_e} \frac{\partial \Delta n}{\partial x} - \frac{D_n}{\mu_n n_e} \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2}. \quad (62)$$

Напомним, что $\Delta E \equiv E(x) - E_0$ — изменение напряженности электрического поля, вызванное отклонением концентраций свободных носителей и их центров захвата от равновесных значений вследствие межзонного поглощения излучения; $E(x)$ и E_0 — напряженности электрического поля при наличии и отсутствии засветки.

Из уравнения (16) и соотношения (5) находим следующее уравнение:

$$\frac{1}{q} \frac{\partial \Delta I_n}{\partial x} = \frac{\Delta n}{\tau_n} + a_n \frac{\partial \Delta E}{\partial x} - g. \quad (63)$$

Исключая величину $\frac{1}{q} \cdot \frac{\partial \Delta I_n}{\partial x}$ из уравнений (62) и (63), получим, что имеет место уравнение:

$$\frac{\partial \Delta E}{\partial x} = \frac{1}{1 - \tilde{\xi}_n} \times \left[\frac{1}{\mu_n n_e} \left(\frac{\Delta n}{\tau_n} - g \right) - \frac{E_0}{n_e} \frac{\partial \Delta n}{\partial x} - \frac{D_n}{\mu_n n_e} \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} \right], \quad (64)$$

где

$$\tilde{\xi}_n = \frac{a_n}{\mu_n n_e}. \quad (65)$$

Исключая величину $\frac{\partial \Delta E}{\partial x}$ из уравнений (7) и (64) и учитывая выражения (23) и (65), найдем, что связь между концентрациями неравновесных дырок Δp и электронов Δn определяется соотношением:

$$\Delta p = \frac{\tau_p}{\tau_n} \Delta n + \chi \times \left(\frac{\tau_p}{\tau_n} \Delta n - g \tau_p - \mu_n \tau_p E_0 \frac{\partial \Delta n}{\partial x} - D_n \tau_p \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} \right), \quad (66)$$

где

$$\chi = \frac{a_n + a_p}{\mu_n n_t \frac{\delta}{2} - a_n}. \quad (67)$$

В приближении квазинейтральности $a_n = a_p = 0$. Поэтому в этом приближении имеем окончательно соотношение:

$$\Delta p = \frac{\tau_p}{\tau_n} \cdot \Delta n. \quad (68)$$

Вывод уравнения для распределения концентрации фотоносителей вне приближения квазинейтральности

Из выражений (12)—(14) следует, что справедливо выражение:

$$\Delta E = \frac{I_{ph} - q(\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p) E_0 + q D_p (\partial \Delta p / \partial x) - q D_n (\partial \Delta n / \partial x)}{q(\mu_n n_e + \mu_p p_e)}. \quad (69)$$

Подставляя это выражение для напряженности фотоиндуцированного поля ΔE в (12) и учитывая (17), получим соотношение:

$$\Delta I_n = \frac{b n_e I_{ph}}{b n_e + p_e} - \frac{n_e \Delta p - p_e \Delta n}{b n_e + p_e} q \mu_n E_0 + \left(n_e \frac{\partial \Delta p}{\partial x} + p_e \frac{\partial \Delta n}{\partial x} \right) \frac{q D_n}{b n_e + p_e}, \quad (70)$$

где $b = \mu_n / \mu_p = D_n / D_p$. Соотношения (17) и (70) позволяют записать уравнение:

$$\frac{1}{q} \frac{\partial \Delta I_n}{\partial x} = - \frac{n_e (\partial \Delta p / \partial x) - p_e (\partial \Delta n / \partial x)}{bn_e + p_e} \mu_n E_0 + \left(n_e \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2} + p_e \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} \right) \frac{D_n}{bn_e + p_e}. \quad (71)$$

Подставляя связь (66) между Δp и Δn в (71), найдем, что уравнение преобразуется к виду:

$$\frac{1}{q} \frac{\partial \Delta I_n}{\partial x} = - \left(\mu_n^a + \frac{\xi}{1 - \tilde{\xi}_n} \frac{\tau_p}{\tau_n} \mu_p \right) E_0 \frac{\partial \Delta n}{\partial x} + \left(D_n^a + \frac{\xi}{1 - \tilde{\xi}_n} \tau_p \mu_p \mu_n E_0^2 + \frac{\xi}{1 - \tilde{\xi}_n} \frac{\tau_p}{\tau_n} D_p \right) \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} - \frac{\xi}{1 - \tilde{\xi}_n} \tau_p \frac{\mu_p}{\mu_n} D_n^2 \frac{\partial^4 \Delta n}{\partial x^4} + \frac{\xi}{1 - \tilde{\xi}_n} \tau_p \mu_p E_0 \frac{\partial g}{\partial x} - \frac{\xi}{1 - \tilde{\xi}_n} \tau_p D_p \frac{\partial^2 g}{\partial x^2}, \quad (72)$$

где

$$D_n^a = \frac{n_e \tau_p + p_e \tau_n}{(p_e + bn_e) \tau_n} D_n = \frac{\delta^2 \tau_p + B \tau_n}{(B + b\delta^2) \tau_n} D_n, \quad (73)$$

$$\mu_n^a = \frac{n_e \tau_p - p_e \tau_n}{(p_e + bn_e) \tau_n} \mu_n = \frac{\delta^2 \tau_p - B \tau_n}{(B + b\delta^2) \tau_n} \mu_n, \quad (74)$$

есть не что иное, как известные (в приближении квазинейтральности) амбиполярный коэффициент диффузии электронов D_n^a и их амбиполярная подвижность μ_n^a , а безразмерный параметр

$$\xi = \frac{a_n + a_p}{\mu_n \cdot n_e + \mu_p \cdot p_e} = \frac{2 \cdot (a_n + a_p) \cdot \delta}{(\delta^2 \cdot \mu_n + B \cdot \mu_p) \cdot n_i} \quad (75)$$

много меньше единицы (см. далее). С другой стороны, как это следует из уравнений (63) и (64), справедливо соотношение:

$$\frac{1}{q} \frac{\partial \Delta I_n}{\partial x} = \frac{1}{1 - \tilde{\xi}_n} \left(\frac{\Delta n}{\tau_n} - g \right) - \frac{\tilde{\xi}_n}{1 - \tilde{\xi}_n} \left(\mu_n E_0 \frac{\partial \Delta n}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} \right). \quad (76)$$

Приравнявая (72) и (76), приходим к следующему уравнению:

$$\xi D_n D_p \tau_p \frac{\partial^4 \Delta n}{\partial x^4} - \left[(1 - \tilde{\xi}_n) D_n^a + \xi \tau_p \mu_p \mu_n E_0^2 + \xi \frac{\tau_p}{\tau_n} D_p + \tilde{\xi}_n D_n \right] \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} + \left[(1 - \tilde{\xi}_n) \mu_n^a + \xi \frac{\tau_p}{\tau_n} \mu_p - \tilde{\xi}_n \mu_n \right] E_0 \frac{\partial \Delta n}{\partial x} + \frac{\Delta n}{\tau_n} = g + \xi \tau_p \cdot \left(\mu_p E_0 \frac{\partial g}{\partial x} - D_p \frac{\partial^2 g}{\partial x^2} \right). \quad (77)$$

Так как имеем выражения:

$$D_n - D_n^a = \frac{b - \tau_p / \tau_n}{bn_e + p_e} \cdot n_e \cdot D_n, \quad \mu_n^a + \mu_n = \frac{b + \tau_p / \tau_n}{bn_e + p_e} \cdot n_e \cdot \mu_n, \quad (78)$$

то получаем соотношения:

$$(D_n - D_n^a) \tilde{\xi}_n + \xi \frac{\tau_p}{\tau_n} D_p = \xi_n D_n + \xi_p \frac{\tau_p}{\tau_n} D_p, \quad \xi \frac{\tau_p}{\tau_n} \mu_p - (\mu_n^a + \mu_n) \tilde{\xi}_n = \xi_p \frac{\tau_p}{\tau_n} \mu_p - \xi_n \mu_n, \quad (79)$$

где

$$\xi_n = \frac{a_n}{\mu_n n_e + \mu_p p_e} \ll 1, \quad \xi_p = \xi - \xi_n = \frac{a_p}{\mu_n n_e + \mu_p p_e} \ll 1. \quad (80)$$

Поэтому уравнение (77) можно переписать теперь в виде:

$$Q \frac{\partial^4 \Delta n}{\partial x^4} - D \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} + \mu E_0 \frac{\partial \Delta n}{\partial x} + \frac{\Delta n}{\tau_n} = g + \xi \tau_p \cdot \left(\mu_p E_0 \frac{\partial g}{\partial x} - D_p \frac{\partial^2 g}{\partial x^2} \right) \quad (81)$$

где

$$D = D_n^a + D_E + D_\xi, \quad \mu = \mu_n^a + \mu_\xi, \quad (82)$$

$$D_E = \xi \cdot \tau_p \mu_p \mu_n E_0^2, \quad (83)$$

$$Q = \xi \cdot D_n \cdot D_p \cdot \tau_p, \quad D_\xi = \xi_p \frac{\tau_p}{\tau_n} D_p + \xi_n D_n,$$

$$\mu_\xi = \xi_p \frac{\tau_p}{\tau_n} \mu_p - \xi_n \mu_n. \quad (84)$$

Уравнение (81) и есть искомое уравнение. Оно отражает непрерывность электронного, дырочного и полного токов [см. (15)—(17)].

Уединенный освещенный образец

Задача данного раздела состоит в рассмотрении возможностей повышения эффективностей фотовозбуждения носителей и фотоЭДС V_{ph} за счет увеличения концентрации рекомбинационных центров N .

**Предварительные замечания.
Основные соотношения**

Будем называть образец уединенным, если он не находится во внешнем электрическом поле, причем внешняя электрическая цепь разомкнута.

Эффективность фотовозбуждения носителей естественно характеризовать средними вдоль по-

тока света (см. рис. 5) значениями $\langle \Delta n \rangle$ и $\langle \Delta p \rangle$ концентраций фотоэлектронов Δn и фотодырочек Δp .

На рис. 6 и 7 представлены вычисленные зависимости $\langle \Delta n \rangle(N)$ и $V_{ph}(N)$. Обычно используемое при решении такого рода задач приближение квазинейтральности [2—9, 13, 18, 21, 22, 28—31] не привлекалось. Оно может приводить к неприемлемым ошибкам при вычисления функций $\langle \Delta n \rangle(N)$, $\langle \Delta p \rangle(N)$ (см. рис. 8 и 9) и $V_{ph}(N)$ (см. рис. 10 и 11), т. е., фотовозбужденный объемный заряд может играть принципиальную роль. Другими словами, даже в уединенном образце фотовозбужденная электронно-дырочная плазма полупроводника может оказаться неквазинейтральной.

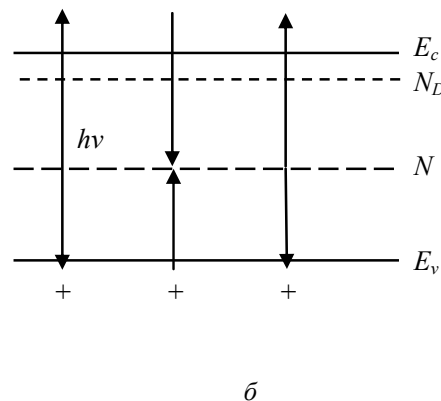
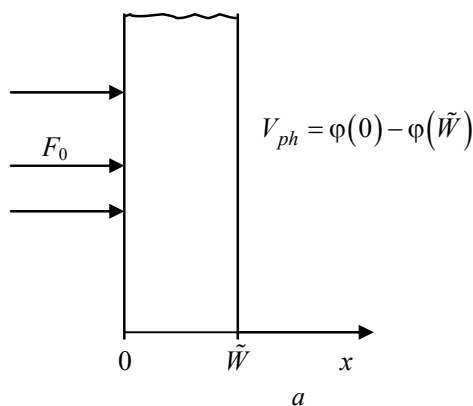


Рис. 5. Схема освещения образца (а) и генерационно-рекомбинационные процессы в полупроводнике (б). F_0 — плотность падающего потока фотонов, V_{ph} — фотоЭДС, $\phi(x)$ — электрический потенциал, \tilde{W} — толщина образца вдоль направления падения света, E_c и E_v — энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны

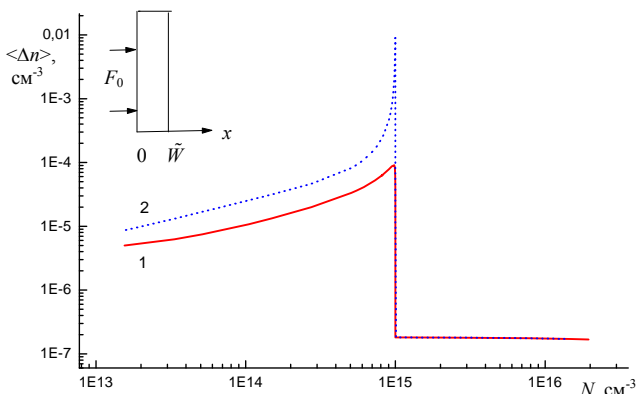


Рис. 6. Зависимости в GaAs средней концентрации фотоэлектронов $\langle \Delta n \rangle$ для уровней с энергией [эВ]: $E_1 = E_{11} = E_g/2 - 0,42$ (кривая 1) и $E_1 = E_{12} = E_g/2 - 0,24$ (кривая 2) от концентрации рекомбинационной примеси N , где E_g — ширина запрещенной зоны; на вставке изображена схема освещения и ось x . Принято: коэффициент поглощения света $\gamma = 10^4 \text{ см}^{-1}$, коэффициенты диффузии электронов $D_n = 221 \text{ см}^2/\text{с}$ и дырочек $D_p = 10,4 \text{ см}^2/\text{с}$ [2—9]; $W = 10^{-3} \text{ см}$; $F_0 = 1 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$; $T = 300 \text{ К}$; концентрация мелких доноров $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $\theta \equiv w_p/w_n = 10^2$, $w_n = 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$ [1—9], где w_p и w_n — вероятности захвата дырки и электрона

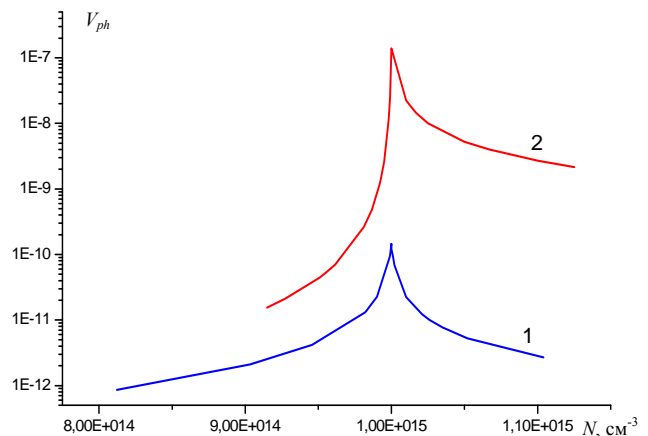


Рис. 7. Зависимость в GaAs фотоЭДС V_{ph} (в относ. ед.) для уровней E_{11} (кривая 1) и E_{12} (кривая 2) от концентрации рекомбинационной примеси N . Параметры те же, что и на рис. 6

Рассмотрим однородный полупроводниковый образец (рис. 5), к которому не приложено электрическое напряжение, т. е. при отсутствии засветки напряженность электрического поля

$E_0 = 0$. Плотность скорости фотогенерации носителей с учетом многократного внутреннего отражения определяется выражением:

$$g(x) = \gamma \cdot [a_- \cdot \exp(-\gamma x) + a_+ \cdot \exp(\gamma x)], \quad (85)$$

в котором

$$\begin{aligned} a_- &= \frac{(1-R)F_0}{1-R^2 \cdot \exp(-2\gamma W)}, \\ a_+ &= a_- \cdot R \cdot \exp(-2\gamma W), \end{aligned} \quad (86)$$

где R и γ — коэффициенты отражения и поглощения света, F_0 — плотность падающего потока фотонов, W — толщина образца вдоль направления падения света (рис. 5, а). Как видно из (66) и (81), в рассматриваемых условиях связь между концентрациями неравновесных дырок Δp и электронов Δn имеет вид:

$$\Delta p = \frac{\tau_p}{\tau_n} \cdot \Delta n + \chi \cdot \left(\frac{\tau_p}{\tau_n} \Delta n - g \tau_p - D_n \tau_p \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} \right), \quad (87)$$

а функция $\Delta n(x)$ удовлетворяет уравнению:

$$Q \cdot \frac{\partial^4 \Delta n}{\partial x^4} - D \cdot \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} + \frac{\Delta n}{\tau_n} = g(x) - \xi \cdot \tau_p \cdot D_p \cdot \frac{\partial^2 g}{\partial x^2}, \quad (88)$$

где

$$D = D_n^a + D_\xi, \quad (89)$$

Напомним, что τ_n и τ_p — времена жизни электронов (24) и дырок (25), $D_{n,p}$ — их коэффициенты диффузии, а величины D_n^a , D_ξ , Q и безразмерные параметры ξ и $\xi \ll 1$ определяются выражениями (73), (84), (67) и (75) соответственно.

Точное общее решение уравнения (88) существует в виде:

$$\Delta n(x) = \sum_{i=1}^4 C_i \cdot \exp(k_i \cdot x) + T_n \cdot g(x), \quad (90)$$

где

$$k_{1,2} = \sqrt{\frac{L^2 - \sqrt{L^4 \mp 4\xi \cdot L_n^2 L_p^2}}{2\xi \cdot L_n^2 L_p^2}}, \quad k_3 = -k_1, \quad k_4 = -k_2, \quad (91)$$

$$T_n = \frac{(1/\xi L_p^2) - \gamma^2}{D_n \cdot (\gamma^2 - k_1^2)(\gamma^2 - k_2^2)}, \quad (92)$$

$$L^2 = L_a^2 + \xi_n \cdot L_n^2 + \xi_p \cdot L_p^2, \quad (93)$$

$$\begin{aligned} L_a^2 &= \frac{p_e \cdot L_n^2 + b n_e \cdot L_p^2}{p_e + b n_e} \\ &= \frac{B \tau_n + \delta^2 \tau_p}{B + b \delta^2} D_n \equiv D_n^a \cdot \tau_n = D_p^a \cdot \tau_p, \end{aligned} \quad (94)$$

$L_n = \sqrt{D_n \cdot \tau_n}$ и $L_p = \sqrt{D_p \cdot \tau_p}$ — диффузионные длины электронов и дырок, D_p^a — квазинейтральный амбиполярный коэффициент диффузии дырок, L_a — квазинейтральная амбиполярная длина носителей.

В приближении квазинейтральности параметры ξ , ξ_n и ξ_p равны нулю, поэтому в этом приближении распределение концентрации неравновесных электронов определяется уравнением:

$$D_n^a \cdot \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} - \frac{\Delta n}{\tau_n} = -g(x). \quad (95)$$

Эффективность фотовозбуждения носителей

Среднее значение $\langle y \rangle$ величины $y(x)$ определим как

$$\langle y \rangle = \frac{1}{W} \int_0^W y(x) dx. \quad (96)$$

Проанализируем наихудшую ситуацию, когда рекомбинация неравновесных носителей на освещаемой ($x = 0$) и теневой ($x = W$) поверхностях образца (см. рис. 5, а) столь интенсивна, что

$$\Delta n(0) = \Delta p(0) = \Delta n(W) = \Delta p(W) = 0. \quad (97)$$

Из (87), (90) и (97) следует, что справедливы соотношения:

$$\Delta n(x) = \Delta n_1(x) + \Delta n_2(x) + T \cdot g(x), \quad (98)$$

$$\begin{aligned} \Delta n_1(x) &= \frac{k_1^2 \cdot (L_n^2 k_2^2 - 1)}{D_n \cdot (k_2^2 - k_1^2)(\gamma^2 - k_1^2)} \times \\ &\times \frac{g(0) \cdot \text{sh}[k_1(W-x)] + g(W) \cdot \text{sh}(k_1 x)}{\text{sh}(k_1 W)}, \end{aligned} \quad (99)$$

$$\begin{aligned} \Delta n_2(x) &= -\frac{k_2^2 \cdot (L_n^2 k_1^2 - 1)}{D_n \cdot (k_2^2 - k_1^2)(\gamma^2 - k_2^2)} \times \\ &\times \frac{g(0) \cdot \text{sh}[k_2(W-x)] + g(W) \cdot \text{sh}(k_2 x)}{\text{sh}(k_2 W)}, \end{aligned} \quad (100)$$

$$\begin{aligned} \Delta p(x) &= \frac{\tau_p}{\tau_n} \Delta n(x) - \frac{\tau_p}{\tau_n} \chi \frac{(L_n^2 k_1^2 - 1)(L_n^2 k_2^2 - 1)}{D_n} \times \\ &\times \left\{ \frac{A_1 + A_2}{k_2^2 - k_1^2} + \frac{\gamma^2 g(x)}{(\gamma^2 - k_1^2)(\gamma^2 - k_2^2)} \right\}, \end{aligned} \quad (101)$$

где

$$A_1 = \frac{k_1^2}{\gamma^2 - k_1^2} \frac{g(0) \cdot \text{sh}[k_1(W-x)] + g(W) \cdot \text{sh}(k_1 x)}{\text{sh}(k_1 W)}, \quad (102)$$

$$A_2 = -\frac{k_2^2}{\gamma^2 - k_2^2} \frac{g(o) \cdot \text{sh}[k_2(W-x)] + g(W) \cdot \text{sh}(k_2x)}{\text{sh}(k_2W)}. \quad (103)$$

Таким образом, согласно определению (96), находим соотношения:

$$\langle \Delta n \rangle = \eta_n \cdot \langle g \rangle, \quad \langle \Delta p \rangle = \eta_p \cdot \langle g \rangle, \quad (104)$$

где

$$\eta_n = T_n + \frac{\gamma \cdot \text{cth}(\gamma W / 2)}{(k_2^2 - k_1^2) D_n} \times \sum_{i=1}^2 (-1)^{i-1} \cdot \frac{k_i \alpha_{3-i}}{\gamma^2 - k_i^2} \cdot \text{th}\left(\frac{k_i W}{2}\right), \quad (105)$$

$$\alpha_{1,2} = k_{1,2}^2 \cdot L_n^2 - 1, \quad (106)$$

$$\langle g \rangle = \frac{(1-R)F_0}{W} \cdot \frac{1 - \exp(-\gamma W)}{1 - R \cdot \exp(-\gamma W)}, \quad (107)$$

$$\eta_p = \frac{4\pi}{\epsilon} \cdot (a_n + a_p) \tau_p \eta_p + \frac{\tau_p}{\tau_n} \eta_n, \quad (108)$$

$$\eta_p = -\frac{\epsilon}{4\pi} \cdot \frac{\gamma \cdot \alpha_1 \cdot \alpha_2}{(\mu_n \cdot n_e - a_n) L_n^2} \times \left\{ \Lambda^3 - \frac{\text{cth}(\gamma W / 2)}{k_2^2 - k_1^2} \cdot \sum_{i=1}^2 (-1)^i \cdot \frac{k_i}{\gamma^2 - k_i^2} \cdot \text{th}\left(\frac{k_i W}{2}\right) \right\} \equiv \frac{\langle \Delta p \rangle}{\langle g \rangle}, \quad (109)$$

$$\Lambda^3 = \frac{\gamma}{(\gamma^2 - k_1^2)(\gamma^2 - k_2^2)}, \quad (110)$$

где Δp — плотность фотоиндуцированного объемного заряда.

Выражения (20)—(25), (60), (61), (75), (80), (91)—(94), (104)—(110) вне приближения квазинейтральности в параметрической форме (роль параметра играет величина $\delta = N_-^e / N_0^e$) определяют зависимости $\langle \Delta n \rangle(N)$ и $\langle \Delta p \rangle(N)$. Найденные зависимости (см. рис. 6, 8 и 9) будем называть точными, так как они в линейном приближении по F_0 являются, в отличие от приближения квазинейтральности, точными.

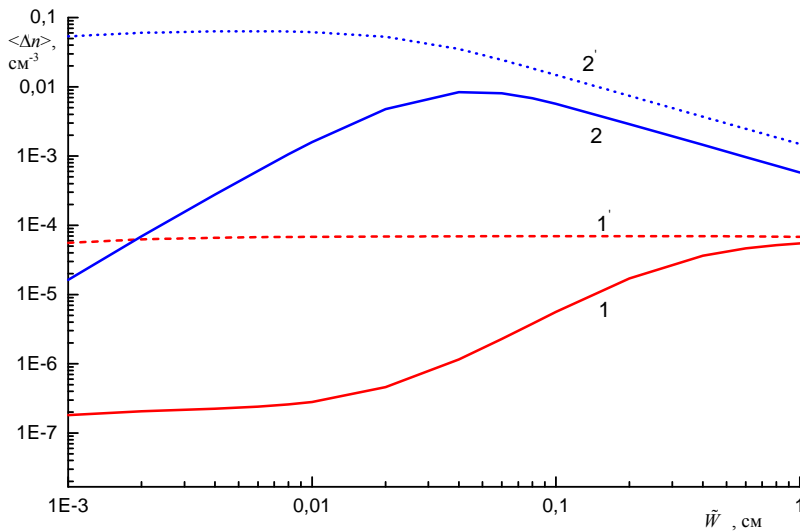


Рис. 8. Зависимости в GaAs от \tilde{W} в точке максимума функций $\langle \Delta n \rangle(N)$ и $\langle \Delta p \rangle(N)$ значения $\langle \Delta n \rangle_{\max}$. Кривые 1 и 2 — энергии уровня рекомбинации равны E_{r1} и E_{r2} соответственно; $\langle \text{---} \rangle$ — точные решения, $\langle \text{---} \rangle$ — решения в приближении квазинейтральности. Принятые параметры и остальные обозначения те же, что и на рис. 6

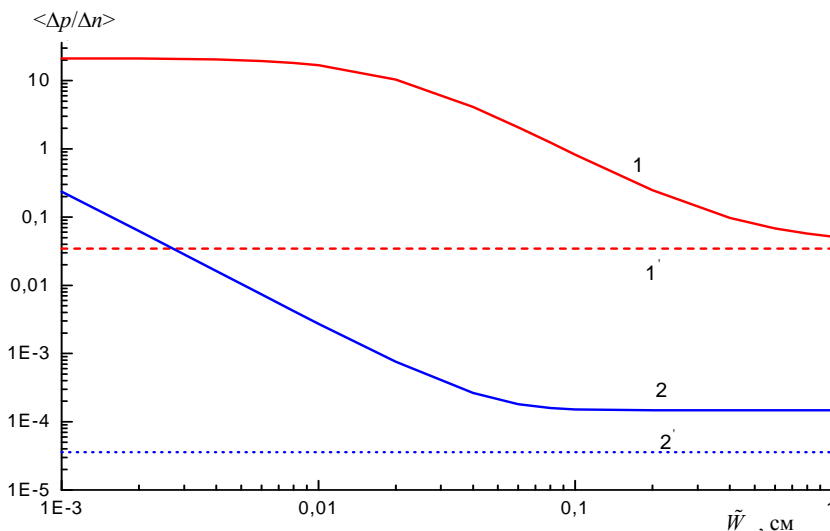


Рис. 9. Зависимости в GaAs от \tilde{W} в точке максимума функций $\langle \Delta n \rangle(N)$ и $\langle \Delta p \rangle(N)$ отношения $\langle \Delta p \rangle_{\max} / \langle \Delta n \rangle_{\max}$. Кривые 1 и 2 — энергии E_r равны E_{r1} и E_{r2} соответственно; $\langle \text{---} \rangle$ — точные решения, $\langle \text{---} \rangle$ — решения в приближении квазинейтральности. Принятые параметры и остальные обозначения те же, что и на рис. 6

Обозначим искомые зависимости в приближении квазинейтральности как $\langle \Delta \tilde{n}(N) \rangle$ и $\langle \Delta \tilde{p}(N) \rangle$. В этом приближении имеем соотношения:

$$\Delta n(x) = \Delta \tilde{n} \equiv \frac{\tau_n}{1 - \gamma^2 L_a^2} \times \left\{ g(x) - \frac{g(0) \operatorname{sh}[(W-x)/L_a] + g(W) \operatorname{sh}(x/L_a)}{\operatorname{sh}(W/L_a)} \right\}, \quad (111)$$

$$\langle \Delta p \rangle = \langle \Delta \tilde{p} \rangle = \langle \Delta \tilde{n} \rangle \frac{\tau_p}{\tau_n}, \quad (112)$$

$$\langle \Delta n \rangle = \langle \Delta \tilde{n} \rangle \equiv \frac{(1-R)F_0 \cdot \tau_n}{(1 - \gamma^2 L_a^2)W} \times \frac{1 - \exp(-\gamma W) - \gamma L_a \cdot [1 + \exp(-\gamma W)] \cdot \operatorname{th}(W/2L_a)}{1 - R \cdot \exp(-\gamma W)}. \quad (113)$$

Из рис. 6 видно, что эффективность фотовозбуждения носителей может очень сильно расти при увеличении N . С точностью до малых поправок функции $\langle \Delta n \rangle(N)$ и $\langle \Delta p \rangle(N)$ достигают максимумов $\langle \Delta n \rangle_{\max}$ и $\langle \Delta p \rangle_{\max}$ в той же точке $N = \hat{N} = N_D$, что и времена жизни (рис. 1, б), а затем резко падают. Влияние фотовозбужденного объемного заряда при $N = \hat{N}$ иллюстрируют рис. 8 и 9. Из них видно, что по мере уменьшения толщины образца W в приближении квазинейтральности приводит к ошибке до нескольких порядков. Поясним рис. 6, 8 и 9.

Длины L и $L_1 \equiv 1/k_1$ с точностью до малых поправок равны L_a , причем

$$L_n > L_1 > L_2 \equiv \frac{1}{k_2}. \quad (114)$$

При $W \ll L_a$ имеем

$$\langle \Delta \tilde{n} \rangle = \frac{\Psi(W, \gamma)}{D_n^a}, \quad \langle \Delta \tilde{p} \rangle = \frac{\Psi(W, \gamma)}{D_p^a}, \quad (115)$$

где функция $\Psi(W, \gamma)$ не зависит от τ_n и τ_p . С другой стороны, при достаточно сильном неравенстве $W \ll L_2$, когда и $L_p \gg W$, из выражений (104), (105) и (108)—(110) следует, что

$$\langle \Delta n \rangle = \frac{\Psi(W, \gamma)}{D_n}, \quad \langle \Delta p \rangle = \frac{\Psi(W, \gamma)}{D_p}. \quad (116)$$

Это означает независимость диффузии фотоэлектронов и фотодырок друг от друга. Поэтому L_2

имеет физический смысл длины экранирования фотоиндуцированного объемного заряда.

Слева и справа от точки $N = \hat{N}$ длина $L_2 \ll L_a, W$, т. е., реализуется режим квазинейтральности. Слева от точки \hat{N} длина $L_a < W$ за счет малого значения D_n^a . При прохождении N через точку \hat{N} в сторону больших N значение D_n^a чрезвычайно резко возрастает (на несколько порядков), далее оставаясь практически постоянным. Поэтому справа от \hat{N} длина $L_a > W$. Этим и обусловлена асимметрия функции $\langle \Delta n \rangle(N)$ относительно точки $N = \hat{N}$, в т.ч. и "плато" при $N > \hat{N}$ (см. рис. 6).

В точке $N = \hat{N}$ и ее окрестности длина L_2 настолько большая, что уже при $W \sim 0,1$ см решение в приближении квазинейтральности оказывается неприемлемым, причем, по мере уменьшения W имеем тенденции:

$$\frac{\langle \Delta n \rangle_{\max}}{\langle \Delta \tilde{n} \rangle_{\max}} \rightarrow \frac{D_n^a}{D_n} \ll 1, \quad (117)$$

$$\frac{\langle \Delta p \rangle_{\max}}{\langle \Delta n \rangle_{\max}} \rightarrow \frac{D_n}{D_p} \cong 20. \quad (118)$$

Причем это выполняется, несмотря на то, что $\tau_p \ll \tau_n$ (см. рис. 1, б).

При $\gamma^{-1} \ll W$ и достаточно сильном неравенстве $W \ll L_n$ полное число фотоэлектронов за счет уменьшения их потерь на теневой поверхности пропорционально W . Поэтому на кривой зависимости $\langle \Delta n \rangle_{\max}$ от W имеется "плато".

При $\gamma^{-1} \ll W \ll L_a$ зависимость $\langle \Delta \tilde{n} \rangle_{\max}$ от W по той же причине также имеет "плато". Однако его "высота" много выше, а ширина много больше, чем у истинного "плато" (см. рис. 8, кривая 1).

Отметим, что для уровня с энергией E_{t2} длина $L_2 \approx L_a$. Поэтому решение в приближении квазинейтральности даже при $W \rightarrow \infty$ отличается от точного решения, по крайней мере, в несколько раз (кривая 2 на рис. 8 и 9).

Эффективность возбуждения фотоЭДС

Учитывая, что в рассматриваемых условиях плотность фототока соответствует равенству:

$$I_{ph} = 0, \quad (119)$$

из соотношений (12)—(14) и (87) получим, что фотоЭДС, представляемый в следующем виде:

$$V_{ph} = \int_0^W \Delta E(x) dx = \varphi(0) - \varphi(W), \quad (120)$$

определяется как потенциал $\varphi(x)$ освещаемой поверхности относительно тени (рис. 5, а), то есть имеем окончательное выражение:

$$V_{ph} = \frac{D_n \cdot \Delta_n - D_p \cdot \Delta_p}{\mu_n \cdot n_e + \mu_p \cdot n_e} = \frac{(L_n^2 - L_p^2) \Delta_n + \chi \cdot L_p^2 \cdot (\tau_n \cdot \Delta_g + L_n^2 \cdot \Delta_n'' - \Delta_n)}{(\mu_n \cdot n_e + \mu_p \cdot n_e) \tau_n}, \quad (121)$$

где используются обозначения:

$$\Delta_n = \Delta n(0) - \Delta n(W), \quad \Delta_p = \Delta p(0) - \Delta p(W), \quad (122)$$

$$\Delta_g = g(0) - g(W), \quad \Delta_n'' = \left. \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} \right|_{x=0} - \left. \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} \right|_{x=W}. \quad (123)$$

Из полученного выражения (121) видно, что при бесконечно большой скорости поверхностной рекомбинации, т. е., при выполнении соотношений (97), освещение не приводит к возникновению фотоЭДС. В связи с этим допустим, что фотогенерированные носители не захватываются поверхностями и на них отсутствует заряд. В рассматриваемых условиях напряженности фотоиндуцированного электрического поля соответствуют условиям:

$$\Delta E(0) = \Delta E(W) = 0, \quad (124)$$

а плотности электронного (n) и дырочного (p) потоков определяются следующим образом:

$$\Delta I_n(0) = \Delta I_p(0) = \Delta I_n(W) = \Delta I_p(W) = 0. \quad (125)$$

Поэтому граничные условия с учетом соотношения (87) можно записать в виде

$$\left. \frac{\partial \Delta n}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial \Delta n}{\partial x} \right|_{x=W} = 0, \quad (126)$$

$$D_n \cdot \left. \frac{\partial^3 \Delta n}{\partial x^3} \right|_{x=0} = - \left. \frac{\partial g}{\partial x} \right|_{x=0}, \quad D_n \cdot \left. \frac{\partial^3 \Delta n}{\partial x^3} \right|_{x=W} = - \left. \frac{\partial g}{\partial x} \right|_{x=W}. \quad (127)$$

Из (85), (86), (90), (126) и (127) вытекают следующие соотношения:

$$C_{1,2} = (-1)^{2,1} \cdot b_{1,2} \cdot \frac{g'_0 \cdot \exp(-k_{1,2} \cdot W) - g'_W}{2 \operatorname{sh}(k_{1,2} \cdot W)}, \quad (128)$$

$$C_{3,4} = C_{1,2} \cdot \frac{g'_0 \cdot \exp(k_{1,2} \cdot W) - g'_W}{g'_0 \cdot \exp(-k_{1,2} \cdot W) - g'_W}, \quad (129)$$

где

$$b_{1,2} = \frac{k_{1,2} \cdot (k_{2,1}^2 \cdot L_n^2 - 1)}{D_n \cdot (k_2^2 - k_1^2) \cdot (k_{1,2}^2 - \gamma^2)}, \quad (130)$$

$$g'_0 \equiv \left. \frac{\partial g}{\partial x} \right|_{x=0} = -\gamma^2 \cdot a_- \cdot [1 - R \cdot \exp(-2\gamma W)], \quad (131)$$

$$g'_W \equiv \left. \frac{\partial g}{\partial x} \right|_{x=W} = \frac{(1-R) \exp(-\gamma W)}{1 - R \cdot \exp(-2\gamma W)} \cdot g'_0. \quad (132)$$

Далее последовательно находим выражения:

$$\Delta n(0) = T_n \cdot g_0 + \sum_{i=1}^2 (-1)^{i+1} b_i \times [g'_0 \cdot \operatorname{cth}(k_i \cdot W) - g'_W \cdot \operatorname{cosech}(k_i \cdot W)], \quad (133)$$

$$\Delta n(W) = T_n \cdot g_W + \sum_{i=1}^2 (-1)^{i+1} b_i \times [g'_0 \cdot \operatorname{cosech}(k_i \cdot W) - g'_W \cdot \operatorname{cth}(k_i \cdot W)], \quad (134)$$

где

$$g_0 \equiv g(0) = \gamma \cdot a_- \cdot [1 + R \cdot \exp(-2\gamma W)],$$

$$g_W \equiv g(W) = \frac{(1+R) \cdot \exp(-\gamma W)}{1 + R \cdot \exp(-2\gamma W)} \cdot g_0. \quad (135)$$

$$\Delta_n = T_n \cdot \Delta_g + \sum_{i=1}^2 (-1)^{i+1} b_i \operatorname{th}\left(\frac{k_i \cdot W}{2}\right) \cdot \Sigma'_g, \quad (136)$$

$$\Delta_n'' = \gamma^2 T_n \cdot \Delta_g + \sum_{i=1}^2 (-1)^{i+1} k_i^2 \cdot b_i \operatorname{th}\left(\frac{k_i \cdot W}{2}\right) \cdot \Sigma'_g, \quad (137)$$

причем здесь введены обозначения:

$$\Delta_g = g(0) - g(W) = \gamma \cdot F_0 \cdot (1-R) \cdot \frac{1 - \exp(-\gamma W)}{1 + R \cdot \exp(-\gamma W)}, \quad (138)$$

$$\Sigma'_g = g'_0 + g'_W = -\gamma^2 \cdot F_0 \cdot (1-R) \cdot \frac{1 + \exp(-\gamma W)}{1 + R \cdot \exp(-\gamma W)}. \quad (139)$$

Если воспользоваться соотношением

$$Z \equiv L_n^2 - L_p^2 - \chi \cdot L_p^2 \cdot (k_1^2 \cdot L_n^2 - 1) \times (k_2^2 \cdot L_n^2 - 1) = 0, \quad (140)$$

то выражения (121), (136)—(139) позволяют получить выражение для фотоЭДС:

$$V_{ph} = \frac{(1-R) \gamma F_0 \cdot (L_n^2 - L_p^2)}{\mu_n n_e + \mu_p p_e} \cdot M, \quad (141)$$

где

$$M = \frac{k_1^2 \cdot k_2^2 \cdot f_-(\gamma w)}{(k_1^2 - \gamma^2) \cdot (k_2^2 - \gamma^2)} + \frac{\gamma \cdot k_1 \cdot k_2}{k_2^2 - k_1^2} \times \quad (142)$$

$$\times \left[\frac{k_1 \cdot \text{th}(k_2 \cdot w / 2)}{k_2^2 - \gamma^2} - \frac{k_2 \cdot \text{th}(k_1 \cdot w / 2)}{k_1^2 - \gamma^2} \right] \cdot f_+(\gamma w),$$

$$f_{-,+}(\gamma w) = \frac{1 \mp \exp(-\gamma w)}{1 + R \cdot \exp(-\gamma w)}. \quad (143)$$

В приближении квазинейтральности имеем выражение для фотоЭДС:

$$V_{ph} = \tilde{V} \equiv \frac{(1-R)\gamma F_0 \cdot (L_n^2 - L_p^2)}{\mu_n n_e + \mu_p p_e} \cdot \tilde{M}, \quad (144)$$

где

$$\tilde{M} = \frac{\gamma L_a \cdot f_+(\gamma w) \cdot \text{th}(w / 2L_a) - f_-(\gamma w)}{(\gamma \cdot L_a)^2 - 1}. \quad (145)$$

Найденные зависимости (141) фотоЭДС V_{ph} от N и W назовем точными, так как они в линейном приближении по F_0 являются, в отличие от приближения квазинейтральности, точными. Эти зависимости, а также решение в приближении квазинейтральности, иллюстрируются на рис. 7, 10 и 11. Из рис. 10 и 11 видно, что максимальное значение функции $V_{ph}(N)$ в приближении квазинейтральности превышает “истинное” значение, причем, превышение может составлять несколько порядков.

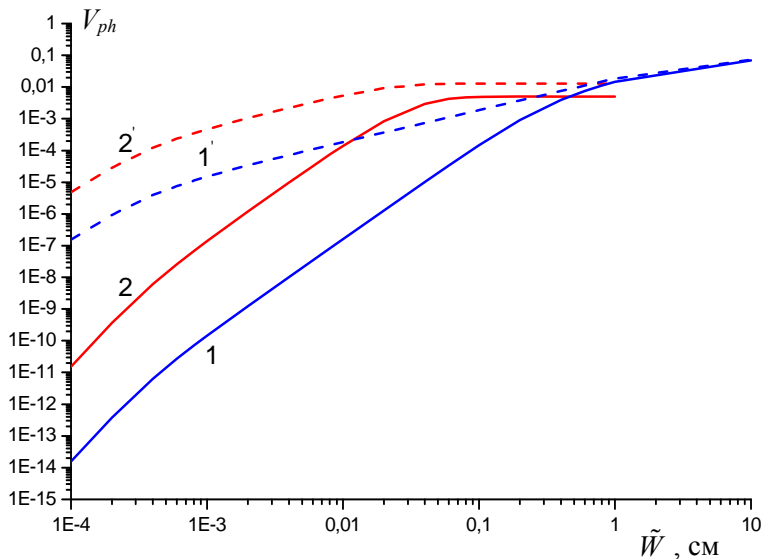


Рис. 10. Зависимости в GaAs от \tilde{W} максимального значения функции $V_{ph}(N)$. Кривые 1 и 2 — энергии уровня рекомбинации равны E_{t1} и E_{t2} , соответственно; $\langle \text{---} \rangle$ — точные решения, $\langle \text{---} \rangle$ — решения в приближении квазинейтральности. Принятые параметры и остальные обозначения те же, что и на рис. 6

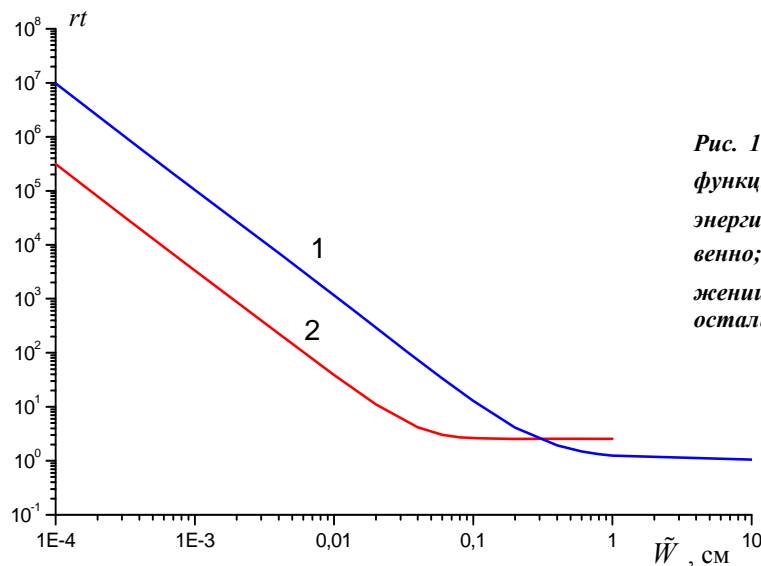


Рис. 11. Зависимость в GaAs от \tilde{W} в точке максимума функции $V_{ph}(N)$ отношения $rt = \tilde{V}_{ph} / V_{ph}$. Кривые 1 и 2 — энергии уровня рекомбинации равны E_{t1} и E_{t2} соответственно; V_{ph} — точные решения, \tilde{V}_{ph} — решения в приближении квазинейтральности. Принятые параметры и остальные обозначения те же, что и на рис. 6

Это обусловлено тем, что в точке максимума $N = \hat{N} \equiv N_D$ и ее окрестности длина экранирования фотовозбужденного объемного заряда L_2 (114) настолько большая, что уже при $W \sim 0,1$ см фотоэлектроны диффундируют независимо от фотодырок (см. предыдущий раздел). Другими словами, распределение концентрации фотоэлектронов, т. е., $\Delta n(x)$, определяется коэффициентом диффузии электронов D_n . Кроме того, при $N \equiv \hat{N}$ за счет заряда, связанного на примесях, выполняется неравенство $D_n \gg D_n^a$. Это означает, истинная эффективность растекания фотоэлектронов на много больше, чем это дает приближение квазинейтральности. Поэтому отношение $(V_{ph})_{\max} / (\tilde{V}_{ph})_{\max} \ll 1$ при $W \gg L_2$ (рис. 11). При уменьшении W степень растекания фотоносителей, естественно, увеличивается, т. е., уменьшаются значения $\Delta_n = \Delta n(0) - \Delta n(W)$ и $\Delta_p = \Delta p(0) - \Delta p(W)$. Поэтому $(V_{ph})_{\max}$ и $(\tilde{V}_{ph})_{\max}$ уменьшаются при уменьшении W (рис. 10).

Отметим, что для уровня с энергией E_{I2} решение в приближении квазинейтральности даже при $W \rightarrow \infty$ отличается от точного решения более чем в 2 раза (рис. 10). Это обусловлено тем, что в рассматриваемом случае длина экранирования фотовозбужденного объемного заряда $L_2 = 1/k_2 \approx L_a$, где L_a — амбиполярная диффузионная длина носителей.

Коэффициент фотоэлектрического усиления

Будем считать пространственное распределение плотности скорости фотогенерации носителей g однородным и пренебрегать поверхностной рекомбинацией фотоносителей. Зависимость коэффициента усиления (см. рис. 1, а; рис. 2), определяемая выражением:

$$G(N, V) \equiv \frac{I_{ph}}{q \cdot W \cdot g} \quad (146)$$

математически легче всего описать, если воспользоваться безразмерным малым параметром $\xi \ll 1$, определяемым соотношением (75). Этим параметром можно характеризовать степень отклонения полупроводника от локальной нейтральности под воздействием засветки. Здесь N — концентрация рекомбинационных центров, I_{ph} — плотность фототока (14), q — абсолютная величина заряда электрона, V — приложенное к образцу электрическое напряжение, W — расстояние между токовыми контактами (см. вставку на рис. 1, а).

Используя линеаризованные выражения для электронной (12) и дырочной (13) компонент плотности фототока I_{ph} , а также выражения (60), (61), ранее полученные соотношения (5)—(7) можно теперь представить в виде:

$$R_n = \frac{\Delta n}{\tau_n} - \xi_n \cdot \frac{\partial j}{\partial x}, \quad R_p = \frac{\Delta p}{\tau_p} + \xi_p \cdot \frac{\partial j}{\partial x},$$

$$\Delta p = \frac{\tau_p}{\tau_n} \cdot \Delta n - \xi \cdot \tau_p \cdot \frac{\partial j}{\partial x}, \quad (147)$$

где

$$j = (\mu_n \cdot \Delta n + \mu_p \cdot \Delta p) \cdot E_0 + D_n \cdot \frac{\partial \Delta n}{\partial x} - D_p \cdot \frac{\partial \Delta p}{\partial x}, \quad (148)$$

а безразмерные малые параметры $\xi_n \ll 1$ и $\xi_p \ll 1$ определены в (80). Соотношения (147) показывают, что безразмерным малым параметром ξ действительно можно характеризовать степень отклонения полупроводника от локальной нейтральности.

При отсутствии внешней нагрузки (вставка на рис. 1, а) освещение не изменяет напряжение V на образце. Поэтому выражения (4), (5), (8) и (9) при граничных условиях (1) позволяют записать выражения для плотности фототока в виде:

$$I_{ph} =$$

$$= \left\{ \left(b + \frac{\tau_p}{\tau_n} \right) \cdot \langle \Delta n \rangle + \xi \frac{L_p^2}{W} \cdot \left(\frac{\partial \Delta p}{\partial x} - b \cdot \frac{\partial \Delta n}{\partial x} \right) \Big|_{x=0}^{x=W} \right\} \times$$

$$\times q \cdot \mu_p \cdot E_0,$$

где среднеарифметическая по оси x (см. вставку на рис. 1, а) концентрация неравновесных электронов определена выражением:

$$\langle \Delta n \rangle = \frac{1}{W} \int_0^W \Delta n(x) \cdot dx, \quad (150)$$

а коэффициент $b = \mu_n / \mu_p$. Само же распределение $\Delta n(x)$ при $g(x) = const$ определяется уравнением:

$$Q \frac{\partial^4 \Delta n}{\partial x^4} - (D_n^a + D_E + D_\xi) \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} +$$

$$+ (\mu_n^a + \mu_\xi) E_0 \frac{\partial \Delta n}{\partial x} + \frac{\Delta n}{\tau_n} = g, \quad (151)$$

Величины Q , D_ξ , μ_ξ и D_E обусловлены фотовозбуждением пространственного заряда Δp , определяемого соотношением (4). Анализ показывает, что неравенство $\xi \ll 1$, которое обычно выполняется с большим запасом, позволяет в урав-

нении (151) опустить члены с Q , D_ξ и μ_ξ . Однако член с D_E должен быть оставлен, так как даже при умеренных полях D_E может превышать D_n^a за счет квадратичной зависимости D_E от E_0 . Также и в выражении (149) можно опустить члены, содержащие малый параметр ξ . Итак, приходим к соотношениям:

$$(D_n^a + D_E) \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} - \mu_n^a \cdot E_0 \frac{\partial \Delta n}{\partial x} - \frac{\Delta n}{\tau_n} + g = 0, \quad (152)$$

$$I_{ph} = q \cdot \left(\mu_n + \frac{\tau_p}{\tau_n} \mu_p \right) \cdot \langle \Delta n \rangle \cdot E_0. \quad (153)$$

Уравнение (152) с граничными условиями (1) и соотношение (153) позволяют получить значение G :

$$G = (\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p) \cdot \frac{E_0}{W} \times \left\{ 1 - 4 \frac{L_{ef}}{W} \sqrt{\left(\frac{d_a}{2L_{ef}} \right)^2 + 1} \cdot \frac{\text{sh} \left(\frac{W}{2L_1} \right) \cdot \text{sh} \left(\frac{W}{2L_2} \right)}{\text{sh} \left(\frac{W}{2L_1} + \frac{W}{2L_2} \right)} \right\}, \quad (154)$$

где квазинейтральная амбиполярная дрейфовая длина носителей:

$$d_a = \mu_n^a \cdot \tau_n \cdot E_0, \quad (155)$$

эффективная диффузионная длины носителей:

$$L_{ef} = \sqrt{(D_n^a + D_E) \cdot \tau_n}, \quad (156)$$

а эффективные обратные диффузионно-дрейфовые длины L_1 и L_2 определяются выражениями

$$\frac{1}{L_{1,2}} = \pm \frac{d_a}{2L_{ef}^2} + \sqrt{\left(\frac{d_a}{2L_{ef}^2} \right)^2 + \frac{1}{L_{ef}^2}}. \quad (157)$$

Соотношения (18), (20)–(22), (24), (25), (73)–(75), (83) и (153)–(157) определяют в параметрической форме (роль параметра играет величина $\delta = N_-^e / N_0^e$) зависимость $G(N, V)$ (см. рис. 1, а; рис. 2, а).

Можно показать, что уравнение $\mu_n^a(N) = 0$, где μ_n^a определяется выражением (74), имеет решение, когда выполняются неравенства (27) и (41). В нулевом порядке по малым параметрам (27) и (41) корень этого уравнения совпадает с положением максимального экстремума функций $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$ и равен N_D (рис. 1, б, в).

Поясним зависимость μ_n^a от N , изображенную на рис. 1, в.

Произведение

$$\mu_n^a \cdot \tau_n = \mu_p^a \cdot \tau_p, \quad (158)$$

где μ_p^a — амбиполярная подвижность дырок, определяет длину и направление дрейфа в электрическом поле концентрационного возмущения — квазинейтрального облака положительных и отрицательных зарядов [2, 31], в том числе и связанных на глубокой примеси. Последним объясняется то, что при примесной рекомбинации μ_n^a зависит и от отношения $\tau_p(N)/\tau_n(N)$. Естественно, что тем носителям, которых больше, легче обеспечивать экранирование объемного заряда, то есть они подстраиваются под дрейф других носителей. Именно поэтому при межзонной рекомбинации ($\tau_p = \tau_n$) облако дрейфует в поле с той же скоростью и в том же направлении, что и неосновные носители, а в собственном материале не управляется полем совсем [2, 31] ($\mu_n^a = \mu_p^a \cong \mu_p > 0$ при $n_e \gg p_e$, $\mu_n^a = \mu_p^a \cong -\mu_n < 0$ при $n_e \ll p_e$ и $\mu_n^a = \mu_p^a = 0$ при $n_e = p_e$).

Похожая ситуация, но не точно такая же, имеет место и в случае примесной рекомбинации. В рассматриваемых условиях за счет того, что $\tau_p < \tau_n$ (рис. 1, б), обращение μ_n^a в нуль происходит в материале n -типа (для принятых на рис. 1 параметров при $n_e \cong 10p_e$ в кремнии и $n_e \cong 10^4 p_e$ в арсениде галлия). Это обусловлено положительным знаком возмущения, связанного на глубокой примеси ($\Delta N_- < 0$). Отношение p_e/n_e начинает существенно увеличиваться, причем очень резко, лишь при $N \cong N_D$. В то же время отношение τ_p/τ_n не может иметь столько порядков малости, сколько может иметь отношение p_e/n_e . Поэтому μ_n^a обращается в нуль при $N \cong N_D$, если глубокий уровень, согласно условиям (27) и (41), находится в нижней половине запрещенной зоны. Если же этот уровень расположен в верхней половине запрещенной зоны, то, опять-таки, из-за того, что τ_p/τ_n , не может иметь столько порядков малости, сколько может иметь p_e/n_e , функция $\mu_n^a(N)$ всегда имеет положительный знак для реальных значений N , при этом времена жизни τ_p и τ_n всегда уменьшаются с увеличением N .

Назовем решение, основанное на соотношениях (152) и (153), приближенным. Параметр $\xi(N)$, оставаясь по-прежнему малым, достигает своего наибольшего значения вблизи точки $N = \hat{N} = N_D$, в которой функция $G(N)$ достигает максимального экстремума \hat{G} (см. рис. 1, а). Отклонение приближенного значения $\hat{G} = \hat{G}_{appr}$ от точного значения $\hat{G} = \hat{G}_{exact}$ {вычисленного с учетом всех членов в соотношении (149) и уравнении (151)} приведено на рис. 2, б. Для $N = \hat{N}$ точное решение не так трудно найти, так как в этой точке $\mu_n^a = 0$. Из рис. 2, б видно, что совпадение \hat{G}_{appr} с \hat{G}_{exact} достаточно хорошее.

Из выражения (154) следует, что справедливо выражение:

$$\hat{G} = \left\{ 1 - 2 \frac{\hat{L}_{ef}}{W} \operatorname{th} \left(\frac{W}{2\hat{L}_{ef}} \right) \right\} \cdot (\mu_n \hat{\tau}_n + \mu_p \hat{\tau}_p) \cdot \frac{E_0}{W}, \quad (159)$$

где

$$\hat{L}_{ef} = \sqrt{\hat{L}_a^2 + \hat{L}_E^2} \quad (160)$$

есть эффективная амбиполярная длина (156) при $N = \hat{N}$ (т. е., при $\delta \cong (A+B)^{1/2}$), $\hat{\tau}_n$ и $\hat{\tau}_p$ — соответствующие времена жизни электронов (48) и дырок (38). Можно записать следующие соотношения:

$$\hat{\tau}_n = \frac{\sqrt{A+B}}{2w_n \cdot N_D}, \quad \hat{\tau}_p = \frac{2A + \theta \cdot B \cdot \sqrt{A+B}}{2w_p \cdot N_D \cdot (A+B)}, \quad (161)$$

$$\hat{L}_a^2 = \frac{(A/\theta) + B \cdot \sqrt{A+B}}{(A+B) \cdot D_n + B \cdot D_p} \cdot \frac{D_n \cdot D_p}{w_n \cdot N_D}, \quad (162)$$

$$\hat{L}_E^2 = \frac{\varepsilon}{8\pi \cdot q} \cdot \frac{2A + (B+1) \cdot \theta \cdot \sqrt{A+B}}{w_p \cdot N_D \cdot n_i \cdot \sqrt{A+B}} \times \frac{\mu_n \cdot \mu_p \cdot E_0^2}{(A+B) \cdot \mu_n + B \cdot \mu_p}. \quad (163)$$

Величина \hat{L}_a — это обычная (вычисленная в приближении квазинейтральности, т. е., когда параметр ξ считается равным нулю) амбиполярная диффузионная длина в точке максимального экстремума функции $G(N)$ (рис. 1, а).

Из выражения (159) следует, что \hat{G} немонотонно зависит от электрического напряжения V (рис. 2, а). Это вызвано увеличением \hat{L}_{ef} при

увеличении поля $E_0 = V/W$, что приводит к росту гибели фотовозбужденных носителей вследствие возрастания диффузионного притока фотоносителей к токовым контактам и последующей рекомбинацией на них. Увеличение \hat{L}_{ef} при увеличении E_0 обусловлено увеличением эффективного амбиполярного коэффициента диффузии $D_{ef} = D_n^a + D_E$ (коэффициента перед второй производной в уравнении (152)). В свою очередь, монотонное возрастание D_{ef} с увеличением E_0 вызвано фотоиндуцированным пространственным зарядом $\Delta\rho$. Анализ выражений (159)—(163) показывает, что функция $\hat{G}(V)$ достигает своего максимального значения (см. рис. 2, в), определяемого выражениями:

$$\hat{G}_{\max}(W) \cong \begin{cases} \frac{25}{72} \frac{W}{\hat{L}_a} \hat{G}_{\max}^{\max}, & \text{при } W < 2\hat{L}_a \\ \hat{G}_{\max}^{\max}, & \text{при } W > 2\hat{L}_a \end{cases}, \quad (164)$$

когда напряжение на образце $V = V_{opt}(W)$, причем оптимальное напряжение (см. рис. 2, з) можно записать следующим образом:

$$V_{opt}(W) \cong \begin{cases} \tilde{E}_0 \cdot W, & \text{при } W < 2\hat{L}_a \\ \frac{\tilde{E}_0 \cdot W^2}{2\hat{L}_a}, & \text{при } W > 2\hat{L}_a \end{cases}. \quad (165)$$

Предельное значение $G = \hat{G}_{\max}^{\max}$ (при заданных физических параметрах полупроводника) и напряженность электрического поля $E_0 = \tilde{E}_0$, при котором $\hat{L}_{ef} = \sqrt{2} \cdot \hat{L}_a$, определяются следующими выражениями:

$$\hat{G}_{\max}^{\max} = (\mu_n \cdot \hat{\tau}_n + \mu_p \cdot \hat{\tau}_p) \frac{3\tilde{E}_0}{25\hat{L}_a}, \quad (166)$$

$$\tilde{E} = \sqrt{\frac{8\pi \cdot kT \cdot n_i}{\varepsilon}} \cdot \left(1 + \frac{A}{B} \right)^{1/4}. \quad (167)$$

Заключение

При увеличении концентрации глубокой примеси, т. е., рекомбинационных центров N , растет темп захвата ими неравновесных носителей. Тем не менее, как показано в данной работе на примере одиночного акцепторного уровня, за счет слабо неравновесного заполнения рекомбинационного уровня, это совсем не обязательно должно сопровождаться уменьшением времен

жизни неравновесных электронов τ_n и дырок τ_p . Дело в том, что времена жизни определяются не только захватом неравновесных носителей на равновесные ловушки, но и тепловым выбросом электронов и дырок неравновесными центрами из связанного состояния в свободное, а также захватом равновесных носителей неравновесными ловушками. По этой причине времена жизни неравновесных носителей могут оказаться как больше, так и меньше времени их захвата на равновесные ловушки и быть сильно немонотонными функциями концентрации центров рекомбинации (рис. 1, б). В случае акцепторной рекомбинационной примеси, это реализуется, если, в грубом приближении, рекомбинационный уровень лежит ниже середины запрещенной зоны. Если же рекомбинационный уровень донорного типа, то он должен располагаться, в том же приближении, выше середины запрещенной зоны. Существенно, что отношение времен жизни в максимуме и минимуме функций $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$ может составлять несколько порядков (рис. 1, б; рис. 3, б).

О наличии минимума и участка слабого роста (на 24 %) в экспериментальной зависимости времени жизни неравновесных носителей от концентрации рекомбинационных центров, которая увеличивалась вследствие облучения образца электронами высоких энергий, впервые сообщалось, по-видимому, в статье [25]. Значительно позже в работе [32] экспериментально наблюдался рост времени жизни за счет, по-видимому, увеличения N уже в несколько раз.

Возрастание на порядки времен жизни носителей при увеличении N является основной причиной эффекта гигантского всплеска фотоотклика полупроводников при увеличении концентрации рекомбинационных центров (рис. 1, а, б и 7). Эта причина является и достаточной для обеспечения возможности увеличения на порядок и более эффективности фотовозбуждения носителей за счет увеличения N (рис. 6).

В точке максимума $N = \hat{N} \cong N_D$ времен жизни носителей и ее окрестности, где N_D — концентрация мелкой легирующей примеси, равновесная концентрация носителей достигает малой величины. Поэтому увеличение фотоЭДС Дембера V_{ph} на несколько порядков (рис. 7) обусловлено как сильно немонотонными зависимостями $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$ (рис. 1, б), так и сильно немонотонной зависимостью темнового сопротивления образца от N [1—3, 8, 30, 31].

Однако возрастание на порядки времен жизни носителей при увеличении N (рис. 1, б) не является достаточной причиной для существования

эффекта гигантского всплеска коэффициента фотоэлектрического усиления с ростом N (рис. 1, а). Дело в том, что G возрастает с увеличением времен жизни носителей, как это следует из работ [18, 19], если их амбиполярная подвижность μ (см. (74), (158), [2]) равна нулю, или если отсутствует рекомбинация на токовых контактах ($x=0$ и $x=W$, см. вставку на рис. 2, а). Реально же рекомбинация на них в той или иной степени всегда происходит [5, 9]. Поэтому в обычных условиях ($\mu \neq 0$) увеличение времен жизни, начиная с некоторых их значений, не приводит к росту плотности фототока I_{ph} [5, 18, 19]. Наиболее ярко насыщение I_{ph} проявляется в случае сильной рекомбинации на контактах, когда (вытягивающие контакты [5, 18, 19]) фотоносители на них отсутствуют, т. е. выполняется условие (1). При рекомбинации через примесь функция $\mu(N)$ при тех же условиях, при которых возникают немонотонные зависимости $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$, обращается в нуль при том же, с точностью до малых поправок, значении $N \cong \hat{N}$, при котором функции $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$ достигают максимальных экстремумов $\hat{\tau}_n$ и $\hat{\tau}_p$ (рис. 2, б, в). Поэтому I_{ph} , а, следовательно, и G возрастают в меру увеличения $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$. В этом состоят физические причины гигантского всплеска коэффициента усиления G при увеличении N (рис. 2, а).

Приведенные выше результаты строгих (без привлечения обычно используемого приближения локальной квазинейтральности) аналитических вычислений показывают, что на эффект гигантского всплеска фотоэлектрического отклика полупроводников при увеличении концентрации центров рекомбинации существенно влияет индуцированный оптическим излучением локальный пространственный заряд.

Строгие решения задач о числе фотовозбужденных электронов N_{ph} и дырок P_{ph} и фотоЭДС Дембера V_{ph} могут принципиально отличаться от квазинейтрального решения \tilde{N}_{ph} , \tilde{P}_{ph} и \tilde{V}_{ph} соответственно. Возможно, что $P_{ph} / N_{ph} \gg 1$, даже если время жизни дырок τ_p много меньше, чем электронов τ_n (рис. 2, б). В то же время, в приближении квазинейтральности, имеем $\tilde{P}_{ph} / \tilde{N}_{ph} = \tau_p / \tau_n \ll 1$ (рис. 2, б). В точке $N = \hat{N}$, в которой функции $N_{ph}(N)$, $P_{ph}(N)$ и $V_{ph}(N)$ достигают максимального значения, и в окрестности \hat{N} для "тонких" образцов (при толщине вдоль света

$\tilde{W} < 0,1$ см) квазинейтральное решение может отличаться от неквазинейтрального на несколько порядков (рис. 8—11). Более того, и при $\tilde{W} \rightarrow \infty$ не всегда можно пренебрегать фотоиндуцированным объемным зарядом, т. е. не всегда можно решать задачу в квазинейтральном приближении. Это обусловлено тем, что в случае достаточно глубокого рекомбинационного уровня длина экранирования фотовозбужденного объемного заряда может оказаться порядка амбиполярной диффузионной длины носителей.

При вытягивающих контактах всплеск $G(N)$ при увеличении N немонотонно зависит от приложенного к образцу напряжения V (рис. 3, а). Этот эффект не связан с разогревом носителей или решетки, а также с инжекцией заряда из токовых контактов. Он обусловлен увеличением эффективного амбиполярного коэффициента диффузии D (коэффициента перед второй производной в уравнении (81), определяющем распределение фотоносителей) с увеличением V , что приводит к росту гибели фотоносителей за счет их диффузии к контактам и последующей рекомбинации на них. В свою очередь, увеличение $D \sim V^2$ вызвано фотоиндуцированным локальным объемным зарядом. Существенно, что при оптимальном напряжении V_{op} (рис. 2, з) значение G может составлять несколько порядков (рис. 2, в) при больших концентрациях рекомбинационных центров.

В работе [33] показано, что при трех зарядовых состояниях рекомбинационной примеси N (двухуровневое приближение) также может иметь место сильное возрастание $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$ при увеличении N , причем зависимости $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$ могут иметь по 2 минимума и максимума. По сравнению со случаем одноуровневой рекомбинационной примеси в случае двухуровневой рекомбинационной примеси максимум $G(N)$, как это показано в работе [34], может достигаться при меньших концентрациях N и иметь большее значение. Коэффициент фотоэлектрического усиления G слева от положения максимума функции $G(N)$ в двухуровневой ситуации больше, чем в одноуровневой. Это обусловлено малым значением амбиполярной подвижности носителей в двухуровневой ситуации. В работе [35] показано, что эффект сильного роста времен жизни носителей с ростом в некотором диапазоне значений концентрации рекомбинационной примеси может реализоваться и при наличии побочной (фоновой) глубокой примеси. Могут возникнуть даже два максимума.

Рассмотренные выше закономерности реализуются при сколь угодно низких уровнях возбуж-

дения и проявляются тем ярче, чем больше ширина запрещенной зоны полупроводника.

Дальнейшее развитие теории эффекта гигантского всплеска фотоэлектрического отклика полупроводников на слабое оптическое излучение при увеличении концентрации центров рекомбинации связано с обобщением граничных условий на поверхностях и токовых контактах полупроводника, конечно, с учетом неоднородности фотогенерации носителей вдоль линий тока и флуктуационных процессов. Особый интерес вызывает исследование нестационарных (частотных и переходных) характеристик.

Из физической сути рассмотренных явлений следует, что аналогичные эффекты могут наблюдаться и в других средах с характером рекомбинации диссоциативного и ион-ионного типа, к примеру, в многокомпонентной плазме [36].

Основу данной работы составили публикации [20, 23, 37—47].

ЛИТЕРАТУРА

1. Милнс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. — М.: Мир, 1977.
2. Смит Р. Полупроводники. — М.: Мир, 1982.
3. Зу С. М. Физика полупроводниковых приборов. Кн. 1. — М.: Мир, 1984.
4. Bube R. H. Photoelectric properties of semiconductors — Cam.Univ.Pr, Cambridge, 1992.
5. Rogalski A. et al. Infrared Photon Detectors. — Bellingham-Washington USA: SPIE Opt. Engin. Press, 1995.
6. Colinge J. P., Colinge C. A. Physics of Semiconductor devices. — New York-Boston-Dordrecht-London-Moscow: Kluwer Academic Publishers, 2002.
7. Lutz G. Semiconductor Radiation Detectors. — Berlin-Heidelberg-New York: Springer – Verlag, 2007.
8. Sze S. M. and Kwok K. Ng. Physics of Semiconductor Devices – Wiley, 2007.
9. Rogalski A. Infrared Detectors. — Boca Raton-London-New York: CRC Press, Taylor & Francis Group, 2011.
10. Holl R. N. // Physical Review. 1952. V. 87. No. 2. P. 387.
11. Shockley W., Read W. T. // Physical Review. 1952. V. 87. No. 5. P. 835.
12. Блекмор Дж. С. Статистика электронов в полупроводниках. — М.: Мир, 1964.
13. Рыбкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. — М.: Физматгиз, 1963.
14. Блекмор Дж. Физика твердого тела. — М.: Мир, 1988.
15. Downey P. M., Martin R. J., Nahory K. B., et al. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 46. P. 396.
16. Schaelin A., Loepfe R., Melchior H., et al. // Mater. Sci. Engin. B. 1989. V. 2. P. 81.
17. Bulberg I., Naidis R. // Phys. Rev. B. 1998. V. 57. No. 12. P. 6783.
18. Rittner E. S. Electron Processes in Photoconductors / Photoconductivity Conference. — New York, 1956. P. 215-268.
19. Shacham-Diamond Y. J., Kidron I. // Infr. Phys. 1981. V. 21. No. 2. P. 105.
20. Drugova A. A., Kholodnov V. A. / Proceedings of International Semiconductor Device Research Symposium, Charlottesville, Virginia (USA). Vol. 1. P. 197—200, Dec. 5–8, 1995.

21. Фотоприемники видимого и ИК-диапазонов. Под ред. Р. Дж. Куэса. — М.: Радио и связь, 1985.
22. Veneking H. // IEEE Trans. on Elec. Devic., 1982. V. ED-29. No. 9. P. 1420.
23. Холоднов В. А. // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 67. № 9. С. 655.
24. Осипов В. В., Холоднов В. А. // ФТП. 1970. Т. 4. № 12. С. 2241.
25. Wertheim G. K. // Physical Review. 1958. V. 109. No. 4. P. 1086.
26. Техника оптической связи: фотоприемники. Под ред. У. Тсанга. — М.: Мир, 1988.
27. Киреев П. С. Физика полупроводников. — М.: Высшая школа, 1969.
28. Мосс Т. Оптические свойства полупроводников. — М.: ИЛ, 1962.
29. Пикус Г. Е. Основы теории полупроводниковых приборов. — М.: Наука, 1965.
30. Аут И., Генцов Д., Герман К. Фотоэлектрические явления. — М.: Мир, 1980.
31. Бонч-Бруевич В. Л., Калашиников С. Г. Физика полупроводников. — М.: Наука, 1990.
32. Башелешвили З. В., Гарнык В. С., Горин С. Н. и др. // ФТП. 1984. Т. 18. С. 1714.
33. Серебренников П. С., Холоднов В. А. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. № 7. С. 39.
34. Kholodnov V. A., Serebrennicov P. S. // Proceedings of SPIE. 2003. V. 5126. P. 352.
35. Серебренников П. С., Холоднов В. А. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. № 24. С. 58.
36. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. — М.: Наука, 1992.
37. Drugova A. A., Kholodnov V. A. // Solid-St. Electron. 1995. V. 38. No. 6. P. 1247.
38. Холоднов В. А. // ФТП. 1996. Т. 30. № 6. С. 1011.
39. Холоднов В. А. / XV Международная научно-техническая конференция по фотоэлектронике, электронным и ионно-плазменным технологиям (1998, Москва, Россия), Тез. докл. С. 14.
40. Холоднов В. А. / Международная конференция "Прикладная оптика-98", Тезисы докладов. С. 88, (1998, Санкт-Петербург, Россия).
41. Kholodnov V. A. // Proceedings of SPIE. 1999. V. 3819. P. 98.
42. Kholodnov V. A., Drugova A. A. // Proceedings of SPIE. 2000. V. 4340. P. 186.
43. Холоднов В. А., Другова А. А. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. № 17. С. 16.
44. Холоднов В. А., Другова А. А. / VI Российская конференция по физике полупроводников, Тезисы докладов. С. 204 (Санкт-Петербург, Россия, октябрь 2003).
45. Kholodnov V. A., Drugova A. A. / Proceedings of SPIE. 2003. V. 5126. P. 367.
46. Холоднов В. А., Другова А. А. / XIX Международная научно-техническая конференция по фотоэлектронике и приборам ночного видения, Тезисы докл. С. 190. (Москва, Россия, май 2006).
47. Kholodnov V. A., Drugova A. A., Kurochkin N. E. / The 25th International Conference on the Physics of Semiconductors, Abstracts, Part I. P. 239 (Osaka, Japan, September 17–22, 2000).

Character of the influence of the concentration of recombination centers on the photoelectric response of semiconductors at interband photogeneration of carriers and their recombination through impurities

V. A. Kholodnov^{1,2,3,4}

¹Institute of Radio Engineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences
Bild. 7, 11 Mokhovaya str., Moscow, 125009, Russia
E-mail: vkholodnov@mail.ru

²Orion R&P Association, Inc.
9 Kosinskaya str., Moscow, 111538, Russia

³Moscow Physicotechnical Institute (State University)
9 Institute al., Dolgoprudny, Moscow Region, 141700, Russia

⁴Moscow Institute of Radio Electronics and Automatics
78 Vernadsky av., Moscow, 119454, Russia

Received May 14, 2015

It is developed theory of recombination through impurity level traps and studied in detail two important aspects: 1. dependences of excess charge carriers' lifetime and photoelectric gain on concentration N of recombination centers, 2. effectiveness of band-to-band photoexcitation of charge carriers and photo-emf in semiconductors at low-level illumination outside quasi-neutrality approximation. Systematic mathematical and detailed physical analysis of considered parameters are had done. The main reason of giant splash of photoresponse in semiconductors with increasing recombination centers concentration N is growth of charge carriers' lifetime in orders of magnitude. This reason is also sufficient to provide increase, in order of magnitude and more, in efficiency of

charge carriers' photoexcitation with increasing N . Results of strict analytical calculations (i.e., outside commonly used local approximation of quasi-neutrality) show, that, photo-induced local space charge effects substantially on giant splash of semiconductor photoelectric response with increasing concentration of recombination centers.

Keywords: weak deviation of the semiconductor from the equilibrium state, impurity recombination (Holl–Shockley–Read), non-monotonic dependence of the lifetime of nonequilibrium carriers on the concentration of recombination centers, interband photogeneration of carriers, photoinduced space charge, the solution outside the approximation of quasi-neutrality, giant splash photoelectric response of a semiconductor with increasing in concentration of recombination centers.

REFERENCES

1. A. G. Milns, *Deep Impurities in Semiconductors* (New York–London–Sydney–Toronto: John Wiley and Sons, 1973).
2. R. A. Smith, *Semiconductors* (London–New York–Melbourne: Cambridge University Press, 1978).
3. S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices* (New York–Chichester–Brisbane–Toronto–Singapore: John Wiley and Sons, 1981).
4. R. H. Bube, *Photoelectronic Properties of Semiconductors* (Cam. Univ. Pr, Cambridge, 1992).
5. A. Rogalski et al., *Infrared Photon Detectors* (Bellingham–Washington USA: SPIE Opt. Engin. Press, 1995).
6. J. P. Colinge and C. A. Colinge, *Physics of Semiconductor Devices* (New York–Boston–Dordrecht–London–Moscow: Kluwer Academic Publishers, 2002).
7. G. Lutz, *Semiconductor Radiation Detectors* (Berlin–Heidelberg–New York: Springer – Verlag, 2007).
8. S. M. Sze and K. Ng Kwok, *Physics of Semiconductor Devices* (Wiley, 2007).
9. A. Rogalski, *Infrared Detectors* (Boca Raton–London–New York: CRC Press, Taylor & Francis Group, 2011).
10. R. N. Holl, *Physical Review*, **87**, 387 (1952).
11. W. Shockley and W. T. Read, *Physical Review* **87**, 835 (1952).
12. J. S. Blackmore, *Semiconductor Statistics* (Oxford–London–New York–Paris: Pergamon Press, 1962).
13. S. M. Ryvkin, *Photoelectric Effects in Semiconductors* (New York: Consultants Bureau, 1964).
14. J. S. Blackmore, *Solid State Physics* (London–New York–New Rochelle–Melbourne–Sydney: Cambridge University Press, 1985).
15. P. M. Downey, R.J. Martin, K.B. Nahory, et al., *Appl. Phys. Lett.* **46**, 396 (1985).
16. A. Schaelin, R. Loepfe, H. Melchior, et al., *Mater. Sci. Engin. B*, **2**, 81 (1989).
17. I. Bulberg and R. Naidis, *Phys. Rev. B*, **57**, 6783 (1998).
18. E. S. Rittner, in *Proc. Photoconductivity Conference* (New York, 1956). P. 215.
19. Y. J. Shacham-Diamand and I. Kidron, *Infr. Phys.* **21**, 105 (1981).
20. A. A. Drugova and V. A. Kholodnov, in *Proceedings of International Semiconductor Device Research Symposium* (Charlot-tesville, Virginia, USA, Dec. 5–8, 1995), Vol. 1, pp. 197–200.
21. *Optical and Infrared Detectors*. Ed. by R. J. Keyes, (Berlin–Heidelberg–New York: Springer–Verlag, 1977).
22. H. Beneking, *IEEE Trans. Elec. Devic.*, **ED-29**, 1420 (1982).
23. V. A. Kholodnov, *JETP Lett.* **67**, 685.
24. V. V. Osipov and V. A. Kholodnov, *Sov. Phys. Semicond.* **4**, 1932 (1970).
25. G. K. Wertheim, *Physical Review* **109**, 1086 (1958).
26. W. T. Tsang (ed.), *Lightwave Communication Technology: Photodetectors, Semiconductors and Semimetals*. Ed. by R. K. Willardson and A. C. Beer, Vol. 22, Part D, 1985.
27. P. S. Kireyev, *Physics of Semiconductors* (Moscow: Higher School, 1969) [in Russian].
28. T. S. Moss, *Optical Properties of Semiconductors* (London, Butterwoth, 1959).
29. G. E. Pikus, *Foundations of the Semiconductor Devices Theory* (Moscow: Nauka, 1965) [in Russian].
30. J. Auth, D. Genzow, and K. H. Herrmann, *Photoelektrische Erscheinungen* (Berlin: Akademie-Verlag, 1977) [in German].
31. V. L. Bonch-Bruevich and S. G. Kalashnikov, *Semiconductor Physics* (Moscow: Nauka, 1990) [in Russian].
32. Z. V. Basheleishvili, V. S. Garnyk, S. N. Gorin, et al., *Sov. Phys. Semicond.* **18**, 1074 (1984).
33. V. A. Kholodnov and P. S. Serebrennikov, *Tech. Phys. Lett.* **23**, 268 (1997).
34. V. A. Kholodnov and P. S. Serebrennikov, *Proceedings of SPIE* **5126**, 352 (2003).
35. V. A. Kholodnov and P. S. Serebrennikov, *Tech. Phys. Lett.* **23**, 969 (1997).
36. Yu. P. Rayzer, *Physics of Gas Discharge* (Moscow: Nauka, 1992) [in Russian].
37. A. A. Drugova and V. A. Kholodnov, *Solid-St. Electron.*, **38**, 1247 (1995).
38. V. A. Kholodnov, *Semiconductors* **30**, 538 (1996).
39. V. A. Kholodnov, in *Proc. XV International Scientific and Engineering Conference on Photoelectronics and Night Vision Devices*, (October, 1998, Moscow, Russia). P. 14.
40. V. A. Kholodnov, in *Abstracts of International Conference "Applied Optics-98"*, (Sanct-Peterburg, 16–18 December 1998). P. 88.
41. V. A. Kholodnov, *Proceedings of SPIE* **3819**, 98 (199).
42. V. A. Kholodnov and A. A. Drugova, *Proceedings of SPIE* **4340**, 186 (2000).
43. V. A. Kholodnov and A. A. Drugova, *Tech. Phys. Lett.* **28**, 714 (2002).
44. V. A. Kholodnov and A. A. Drugova, in *Proc. VI Russian Conference. on Semiconductor Physics*, (October, 2003, Sanct-Peterburg, Russia). P. 204.
45. V. A. Kholodnov and A. A. Drugova, *Proceedings of SPIE* **5126**, 367 (2003).
46. V. A. Kholodnov and A. A. Drugova, in *Proc. XIX International Scientific and Engineering Conference on Photoelectronics and Night Vision Devices*, (May, 2006, Moscow, Russia). P. 190.
47. V. A. Kholodnov, A. A. Drugova, and N. E. Kurochkin, in *Proc. 25th International Conference on the Physics of Semiconductors* (Osaka, Japan, September 17–22, 2000). Abstracts, Part I, p. 239.