

# Параметр излучательной рекомбинации и внутренний квантовый выход электролюминесценции в кремнии

© А.В. Саченко<sup>¶</sup>, А.П. Горбань, В.П. Костылев, И.О. Соколовский

Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева Национальной академии наук Украины, 03028 Киев, Украина

(Получена 6 декабря 2005 г. Принята к печати 9 декабря 2005 г.)

Изложены результаты анализа зависимости коэффициента излучательной рекомбинации в кремнии от уровня легирования и концентрации избыточных электронно-дырочных пар. Показано, что наряду с эффектом сужения ширины запрещенной зоны, рассчитанным в многоэлектронном приближении, необходимо учитывать и эффект экранирования кулоновского взаимодействия, приводящий к уменьшению энергии связи экситона. Оба эффекта действуют в одну сторону, приводя к уменьшению коэффициента излучательной рекомбинации при увеличении уровня легирования или уровня инжекции. Разделены вклады экситонной и зона-зонной излучательной рекомбинации в полный коэффициент излучательной рекомбинации в кремнии. Показано, что в области комнатных температур обе составляющие соизмеримы, в то время как при температуре жидкого азота экситонная составляющая доминирует. Приведены результаты уточненного расчета предельной величины внутреннего квантового выхода электролюминесценции кремниевых диодов и  $p-i-n$ -структур. Показано, что при комнатной температуре его величина может достигать 14 процентов, однако это значение очень сильно уменьшается с ростом скорости поверхностной рекомбинации и с уменьшением объемного времени жизни.

PACS: 78.60.Fi, 78.55.Ap, 72.20.Jv

## 1. Введение

Как показано в последнее время, на основе кремниевых барьерных структур могут быть созданы эффективные инфракрасные светодиоды [1]. Для теоретического моделирования параметров таких светодиодов крайне важно, в частности, точно знать коэффициент излучательной рекомбинации  $B$  и его температурные зависимости. Кроме того, поскольку этот коэффициент состоит из слагаемых, ответственных за излучательную зона-зонную и излучательную экситонную рекомбинацию, их вклады желательнее разделить.

Следует отметить, что проблема повышения точности определения коэффициента излучательной рекомбинации в кремнии до самого последнего времени не была удовлетворительно решена. В настоящее время общеизвестен метод определения величины  $B$  из измерений спектров оптического поглощения с последующим использованием подхода Шокли–Русбрека, базирующегося на предположении о равновесии между поглощением и излучением [2]. Для корректного определения коэффициента излучательной рекомбинации этим методом необходимо, во-первых, точно определить зависимость коэффициента поглощения света  $\alpha$  от длины волны излучения в достаточно широкой спектральной области вблизи края поглощения в высокоомном полупроводнике при низком уровне инжекции и при различных температурах. При увеличении уровней легирования и инжекции следует учитывать эффект сужения ширины запрещенной зоны, связанный с обменным и кулоновским взаимодействиями носителей заряда [3]. Во-вторых, поскольку вклад экситонов в поглощение и,

соответственно, в излучение из-за экранирования кулоновского взаимодействия зависит от концентрации свободных носителей заряда, это также необходимо учитывать при обработке экспериментальных результатов и теоретическом моделировании. Наконец, необходимо учитывать дисперсию коэффициента преломления света и его температурную зависимость. В работе [4] спектральные зависимости коэффициента поглощения  $\alpha$  были получены из пересчета спектральных зависимостей фотолюминесценции (ФЛ), а их нормировка была выполнена путем подгонки к спектральным зависимостям  $\alpha$ , полученным в работе [5] прямым методом. Было показано, что при использованной процедуре подгонки они достаточно хорошо совпадают во всей спектральной области измерений при всех температурах.

Спектральная область измерений в работе [4] была более широкой, чем в [5]. При определении коэффициента излучательной рекомбинации  $B$  авторы [4] учли также то обстоятельство, что их измерения были выполнены в условиях, когда концентрация генерированных возбуждающим ФЛ светом электронно-дырочных пар составляла около  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Согласно [3], этот учет привел к уменьшению значений величины  $B$ , особенно заметному в области низких температур.

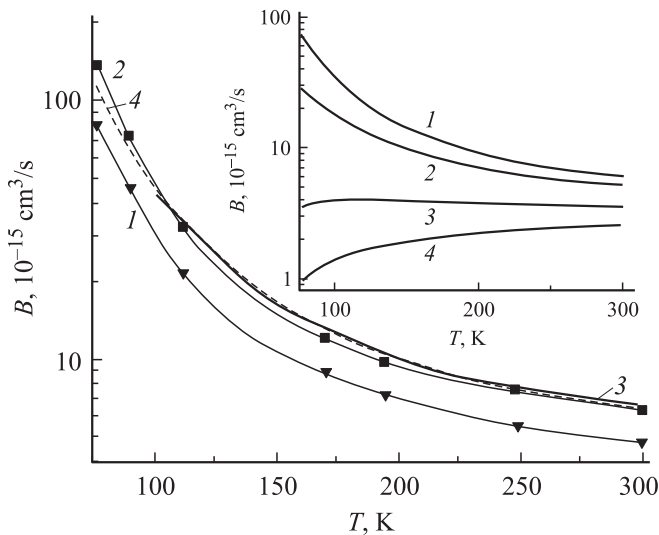
В настоящей работе определено уменьшение величины  $B$  в кремнии при больших уровнях легирования и (или) фотовозбуждения в рамках теоретической модели, учитывающей как уменьшение энергии связи экситона, так и эффект сужения ширины запрещенной зоны. Разделены вклады экситонной и зона-зонной излучательной рекомбинации в коэффициент излучательной рекомбинации  $B$ . Кроме того, с учетом полученного значения  $B$  и его зависимости от уровня легирования

<sup>¶</sup> E-mail: sachenko@inbox.ru

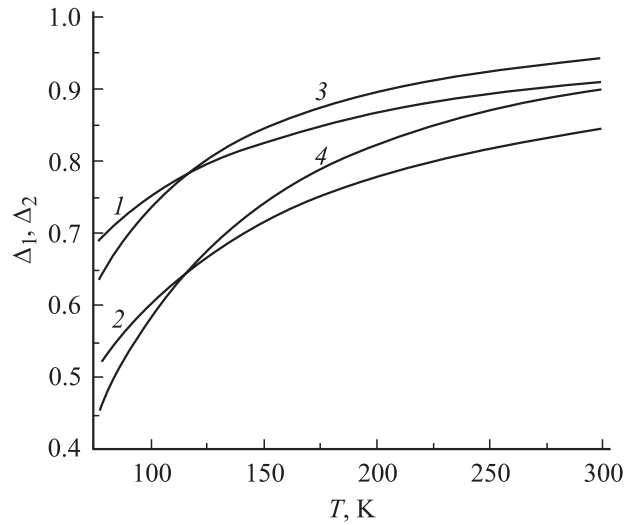
и уровня возбуждения рассчитаны уточненные значения внутренней квантовой эффективности электролюминесценции для кремниевых диодов и  $p-i-n$ -структур.

## 2. Коэффициент излучательной рекомбинации в кремнии

Температурные зависимости коэффициента излучательной рекомбинации, полученные в работе [4], приведены на рис. 1 (кривая 1). Следует отметить, что использованная в [4] процедура учета влияния уровня возбуждения при вычислении коэффициента  $B$  была ограничена только учетом эффекта сужения ширины запрещенной зоны [3]. В то же время при больших уровнях возбуждения происходит также частичное экранирование кулоновского взаимодействия, вследствие чего должна уменьшаться как энергия связи экситона, так и вклад экситонной составляющей в коэффициент излучения. На рис. 2 приведены теоретические температурные зависимости поправочных коэффициентов  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$ , на которые нужно соответственно домножать низкоинжекционные значения  $B$ , чтобы учесть эффект сужения ширины запрещенной зоны в модели [3] и эффект экранирования кулоновского взаимодействия в экситонной составляющей коэффициента излучательной рекомбинации  $B$ . Для расчета значений  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  были



**Рис. 1.** Зависимости коэффициента излучательной рекомбинации в кремнии от температуры. 1 — приведенные в работе [4], 2 — результаты пересчета данных [4] без учета эффекта сужения ширины запрещенной зоны, 3 — данные, приведенные в работе [7], 4 — результаты теоретической подгонки, полученные по формуле (8) для случая низкого уровня инжекции. На вставке — теоретические зависимости коэффициента излучательной рекомбинации в кремнии от температуры, построенные по формуле (8) для уровней инжекции  $\Delta n = 10^{15}$  (1),  $10^{16}$  (2),  $10^{17}$  (3) и  $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  (4).



**Рис. 2.** Расчетные зависимости  $\Delta_1$  (кривые 1 и 2) и  $\Delta_2$  (кривые 3 и 4) от температуры. Значения параметров:  $\Delta E_g = 2 \text{ мэВ}$  (1, 3) и  $\Delta E_g = 4 \text{ мэВ}$  (2, 4).

использованы следующие выражения [3,6]:

$$\Delta_1 = \exp\left(-\frac{\Delta E_G}{kT}\right), \quad (1)$$

$$\Delta_2 \approx \exp\left(-\frac{E_{x0}}{kT} \left(1 - \left(1 - \left(\frac{\Delta n}{4.78 \cdot 10^{17}(T/30)}\right)^{1/2}\right)^2\right)\right), \quad (2)$$

где  $\Delta E_G$  — величина сужения ширины запрещенной зоны в кремнии в модели [3],  $E_{x0}$  — энергия связи основного состояния экситона в кремнии в отсутствие экранирования,  $\Delta n$  — избыточная концентрация электронно-дырочных пар. Численный множитель в (2) соответствует концентрации, имеющей размерность  $\text{см}^{-3}$ . При построении кривых на рис. 2 использованы значения  $\Delta E_G = 2 \text{ мэВ}$  (кривые 1 и 3) и  $\Delta E_G = 4 \text{ мэВ}$  (кривые 2 и 4), что приблизительно соответствует значениям  $\Delta n$ , равным  $3 \cdot 10^{15}$  и  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Величина  $E_{x0}$  полагалась равной  $14.7 \text{ мэВ}$ .

Как видно из рис. 2, при указанных значениях  $\Delta n$  учет экранирования кулоновского взаимодействия при определении энергии связи экситона в области низких температур приводит к более сильному уменьшению экситонной составляющей коэффициента излучательной рекомбинации  $B$ , чем эффект сужения ширины запрещенной зоны. В то же время в области комнатных температур, когда экситонная и зона-зонная составляющие коэффициента излучательной рекомбинации сопоставимы, несколько большую роль играет эффект сужения ширины запрещенной зоны.

Результаты пересчета приведенных в работе [4] данных для коэффициента поглощения света при различных температурах в коэффициент излучательной рекомбинации  $B$  с использованием описанной в [4] процеду-

ры расчета (кроме учета эффекта сужения ширины запрещенной зоны) приведены на рис. 1 (кривая 2). Полученная таким образом величина  $B$  соответствует малым уровням инжекции.

В работе [7] зависимость величины  $B$  от температуры в кремнии была вычислена теоретически в рамках микроскопической теории без учета эффекта сужения ширины запрещенной зоны. Результаты соответствующих расчетов также приведены на рис. 1 (кривая 3). Как видно из рисунка, эта теоретическая кривая оказалась весьма близкой к температурной зависимости низкоинжекционной величины  $B$  во всей области температур, для которых были выполнены вычисления.

Обсудим далее проблему разделения вкладов в величину  $B$  зона-зонной и экситонной составляющих излучательной рекомбинации. Составляющую  $B$ , связанную с экситонной излучательной рекомбинацией, можно вычислить с использованием уравнения термодинамического баланса между концентрацией электронов  $n$ , дырок  $p$  и экситонов  $n_x$ , имеющего вид

$$n_x = \frac{np}{(N_c N_v / N_x) \exp(-E_x/kT)}, \quad (3)$$

где  $N_c$ ,  $N_v$  и  $N_x$  — плотности состояний для электронов, дырок и экситонов соответственно, а  $E_x$  — энергия связи основного состояния экситона.

С учетом (3) и предположения, что вклад основного состояния экситона в экситонную составляющую коэффициента излучательной рекомбинации в кремнии  $B_x$  является доминирующим, для темпа излучательной экситонной рекомбинации будет справедливым соотношение  $n_x/\tau_x^r \approx B_x np$ , где  $\tau_x^r$  — излучательное время жизни экситонной рекомбинации, а

$$B_x \approx \left( \frac{N_c N_v}{N_x} \tau_x^r \exp(-E_x/kT) \right)^{-1}. \quad (4)$$

Более точное выражение для коэффициента экситонной излучательной рекомбинации в кремнии может быть получено путем умножения (4) на фактор корреляции Зоммерфельда  $F_{zx}$  [8], на сомножитель  $\text{cth}(\theta/2T)$ , где  $\theta$  — температура поперечного оптического фонона, а также путем замены множителя  $\exp(E_x/kT)$  на выражение  $\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^3} \exp\left(\frac{E_x}{n^2 kT}\right)$  [9], в котором учитываются как основное, так и возбужденные состояния экситона.

Уточненное выражение для энергии связи экситона при учете эффекта экранирования, согласно [6], имеет вид

$$E_x(T) = E_{x0} \left( 1 - \left( \frac{n_0 + 2\Delta n}{9.56 \cdot 10^{17} (T/300)} \right)^{1/2} \right)^2, \quad (5)$$

где  $n_0$  — концентрация равновесных носителей заряда в полупроводнике (в единицах  $\text{см}^{-3}$ ). С учетом выражений

для  $N_c$ ,  $N_v$  и  $N_x$  соотношение (4) может быть переписано в следующем виде:

$$B_x(T) \approx 2F_{zx} \cdot 10^{-20} \left[ \left( T \frac{m_n(T) \cdot m_p(T)}{m_n(T) + m_p(T)} \right)^{3/2} \tau_x^r \right]^{-1} \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^3} \exp\left[\frac{E_x(T)}{n^2 kT}\right] \text{cth}(\theta/2T), \quad (6)$$

где  $m_n(T)$  и  $m_p(T)$  — отношения эффективных масс плотности состояний для электронов и дырок в кремнии к массе свободного электрона, табулированные в работе [10]. При проведении расчетов по формуле (6) значения концентрации следует подставлять в  $\text{см}^{-3}$ .

Величину коэффициента излучательной зона-зонной рекомбинации  $B_g$  можно определить по модифицированной формуле [11], учтя в ней температурные зависимости  $m_n(T)$  и  $m_p(T)$  [10], а также домножив выражение Варши [11] на фактор корреляции Зоммерфельда для излучательной электронно-дырочной рекомбинации  $F_{zg}$ . В результате получаем следующее выражение:

$$B_g(T) \approx \frac{4\pi F_{zg} \varepsilon_{\text{Si}} \hbar^3 E_g^2(T) A}{c^2 (m_n(T) m_p(T))^{3/2} m_0^3} \text{ctg}(\theta/2T), \quad (7)$$

где  $\varepsilon_{\text{Si}}$  — диэлектрическая проницаемость кремния,  $c$  — скорость света,  $A = 2682 \text{ см}^{-1} \text{ эВ}^{-2}$ ,  $m_0$  — масса свободного электрона.

Поскольку значения фактора корреляции Зоммерфельда для экситонов и электронно-дырочных пар точно не известны, будем считать их подгоночными параметрами (для коэффициента экситонной излучательной рекомбинации подгоночным параметром будем полагать отношение  $F_{zx}/\tau_x^r$ ). На рис. 1 (кривая 4) приведена расчетная зависимость величины  $B(T) = B_x^*(T) + B_g(T)$ , полученная при  $F_{zx}/\tau_x^r = 1.1 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ ,  $F_{zg} = 4.8$  и  $\theta = 637 \text{ К}$ . Величина, обратная  $F_{zx}/\tau_x^r$  и приблизительно равная  $10^{-4} \text{ с}$ , является эффективным временем жизни для экситонной излучательной рекомбинации. Видно, что в области температур  $T \geq 100 \text{ К}$  расчетная величина  $B(T)$  хорошо совпадает как с низкоинжекционной величиной, полученной нами из данных, приведенных в работе [4], так и с результатами микроскопической теории [7] (кривая 3). При этом величину

$$B(T) = (B_x(T) + B_g(T)) \exp(-\Delta E_g(\Delta n)/kT) = B_x^*(T) + B_g^*(T) \quad (8)$$

можно рассматривать, как расчетное значение коэффициента излучательной рекомбинации в кремнии, в котором учитываются как фактор сужения ширины запрещенной зоны, так и уменьшение энергии связи экситона, обусловленное экранированием взаимодействия электрона и дырки свободными носителями заряда.

Отметим, что при построении кривой 4 была использована аналитическая аппроксимация зависимости  $\Delta E_g(n)$  в виде [3]

$$\Delta E_g(n) = -3.91837 + 0.332458 \ln n - 0.00943203(\ln n)^2 + 8.95224 \cdot 10^{-5}(\ln n)^3,$$

где  $\Delta E_g$  измеряется в эВ.

В области комнатных температур величины  $B_x^*$  и  $B_g^*$  при малых уровнях легирования и инжекции сопоставимы по величине и равны  $2.6 \cdot 10^{-15}$  и  $3.7 \cdot 10^{-15}$  см<sup>3</sup>/с соответственно. С понижением температуры экситонная составляющая излучательной рекомбинации возрастает значительно быстрее, чем зона-зонная, и при температуре 77 К ее вклад в излучательный процесс превышает вклад зона-зонной рекомбинации в десятки раз. В то же время по мере роста уровней легирования и инжекции, как видно из вставки к рис. 1, экситонная составляющая коэффициента излучательной рекомбинации  $B_x$  существенно уменьшается. При этом коэффициент излучательной рекомбинации  $B$  в области низких температур уменьшается значительно сильнее, чем области комнатных температур, и, начиная с некоторых значений  $\Delta n$ , величина  $B$  становится меньше, чем при  $T = 300$  К. Таким образом, величина коэффициента излучательной рекомбинации в кремнии при фиксированной температуре не является константой, а зависит от концентрации носителей заряда. Указанная зависимость оказывается особенно существенной при низких температурах, поэтому определять квантовую эффективность ФЛ или электролюминесценции в кремнии необходимо самосогласованным образом с учетом указанного фактора.

### 3. Квантовый выход электролюминесценции в кремниевых диодах и $p-i-n$ -структурах

Используем выражение (8) для уточненного расчета внутреннего квантового выхода электролюминесценции (ЭЛ)  $\eta$  в кремниевых диодах и в  $p-i-n$ -структурах. Поскольку имеющихся в литературе данных по температурным зависимостям рекомбинационных параметров, характеризующих многофононную рекомбинацию и межзонную рекомбинацию Оже, недостаточно, расчет величины  $\eta$  произведем для температуры, равной 300 К.

Выражение для внутреннего квантового выхода ЭЛ  $\eta$  в диодах с „толстой“ базой (когда толщина базы превышает длину диффузии неосновных носителей заряда) при малых по сравнению с уровнями легирования  $n$ - и  $p$ -областей уровнях инжекции можно представить в

виде [12]:

$$\eta = n_n p_p \frac{L_p B_n + L_n B_p}{D_p p_p / L_p + D_n n_n / L_n}, \quad (9)$$

$$L_n = \left[ D_n \left( \frac{1}{\tau_n} + \left( B_n + B_{xn}^* \frac{\tau_x^r}{\tau_x^n} \right) p_p + C_p p_p^2 \right)^{-1} \right]^{1/2}, \quad (10)$$

$$L_p = \left[ D_p \left( \frac{1}{\tau_p} + \left( B_p + B_{xp}^* \frac{\tau_x^r}{\tau_x^n} \right) n_n + C_n n_n^2 \right)^{-1} \right]^{1/2}, \quad (11)$$

где  $B_n$  и  $B_p$  — коэффициенты излучательной рекомбинации,  $B_{xn}^* \tau_x^r / \tau_x^n$  и  $B_{xp}^* \tau_x^r / \tau_x^n$  — коэффициенты экситонной безызлучательной рекомбинации,  $n_n$  и  $p_p$  — концентрации основных носителей заряда,  $\tau_p$  и  $\tau_n$  — времена жизни Шокли–Рида–Холла в  $n$ - и  $p$ -областях соответственно,  $\tau_x^n$  — безызлучательное время жизни экситонов,  $C_n$  и  $C_p$  — коэффициенты межзонной оже-рекомбинации для электронов и дырок.

Рассмотрим кремниевую  $p-i-n$ -структуру, в которой  $i$ -область легирована слабо и уровень фотовозбуждения нелинейный (т.е. выполняются критерии  $n_n \ll n_i \exp(qV/2kT)$ ,  $p_p \ll n_i \exp(qV/2kT)$ , где  $n_i$  — собственная концентрация носителей заряда). Если толщина  $i$ -области  $d$  меньше длины диффузии неосновных носителей заряда в базе, то внутренний квантовый выход ЭЛ при учете поверхностной рекомбинации можно записать в виде [12]

$$\eta = \frac{B}{\left( \frac{1}{\tau_v} + \frac{S}{d} \right) n_i^{-1} \exp\left(-\frac{qV}{2kT}\right) + \frac{S}{dp_p} + B + B_x \frac{\tau_x^r}{\tau_x^n} + (C_n + C_p) n_i \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right)}, \quad (12)$$

где  $\tau_v$  — время жизни Шокли–Рида–Холла в базе  $p-i-n$ -структуры,  $S$  — суммарная величина скорости поверхностной рекомбинации на поверхностях эмиттера и коллектора.

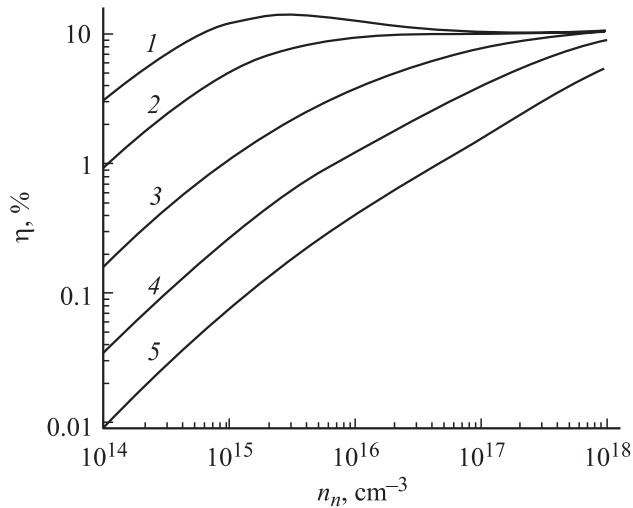
### 4. Численные расчеты и анализ полученных результатов

На рис. 3 и 4 представлены теоретические зависимости величины  $\eta$  от уровня легирования базовой  $n$ -области диода и от напряжения  $V$ , приложенного к  $p-i-n$ -структуре. При расчетах  $\eta$  использовались следующие функциональные соотношения и значения коэффициентов:

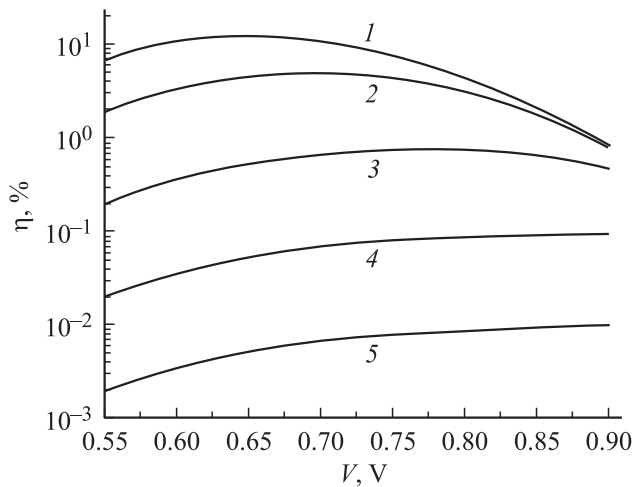
$$C_n(n_n + \Delta n) = \left( 2.8 \cdot 10^{-31} + \frac{2.5 \cdot 10^{-22}}{(n_n + \Delta n)^{1/2}} \right) \text{см}^6/\text{с},$$

$$C_p = 10^{-31} \text{см}^6/\text{с}.$$

Коэффициенты квадратичной безызлучательной экситонной рекомбинации с участием глубокого уровня для кремния  $n$ - и  $p$ -типа при  $T = 300$  К могут быть в



**Рис. 3.** Расчетные зависимости внутреннего квантового выхода ЭЛ кремниевого диода от уровня легирования базовой области  $n$ . Значения параметров:  $T = 300$  К,  $p_p = 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $\tau_n = 9 \cdot 10^{-3}$  с;  $\tau_p = 4 \cdot 10^{-2}$  (1),  $10^{-2}$  (2),  $10^{-3}$  (3),  $10^{-4}$  (4) и  $10^{-5}$  с (5).



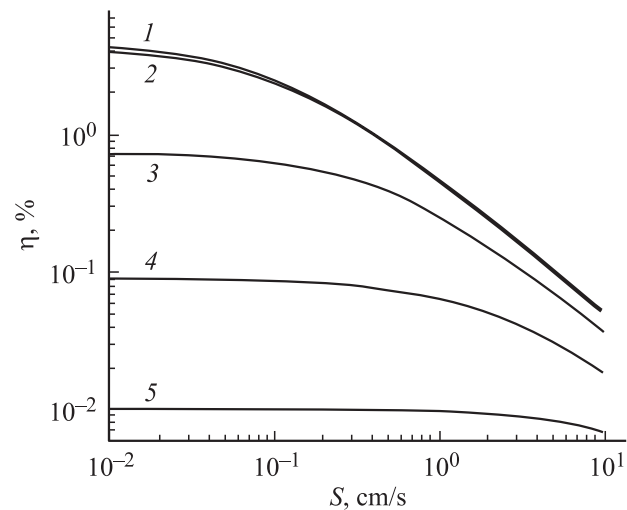
**Рис. 4.** Расчетные зависимости внутреннего квантового выхода ЭЛ кремниевой  $p-i-n$ -структуры от приложенного напряжения. Значения параметров:  $T = 300$  К,  $p_p = 10^{12}$  см<sup>-3</sup>,  $d = 10^{-2}$  см;  $\tau_v = 4 \cdot 10^{-2}$  (1),  $10^{-2}$  (2),  $10^{-3}$  (3),  $10^{-4}$  (4) и  $10^{-5}$  с (5).

соответствии с результатами работы [13] приближенно записаны как  $2.7 \cdot 10^{-16} \tau_p^{-1}$  и  $1.3 \cdot 10^{-16} \tau_n^{-1}$ . Строго говоря, они должны быть домножены на отношения  $B_{xn}^*(n_n)/B_{xn}^*(n_x)$  и  $B_{xp}^*(p_p)/B_{xp}^*(p_x)$ , где  $n_x$  и  $p_x$  — характеристические значения неравновесных концентраций электронов и дырок, при которых были определены приведенные выше значения коэффициентов безызлучательной экситонной рекомбинации. При построении рис. 3 и 4 считалось, что  $n_x = p_x = 10^{17}$  см<sup>-3</sup>,  $D_n = 25$  и  $D_p = 10$  см<sup>2</sup>/с.

Как видно из рисунков, уточненные значения максимально возможного внутреннего квантового выхода ЭЛ в диодах с „толстой“ базой составляют 14%, а в  $p-i-n$ -структурах — около 12% в условиях, когда поверхностная рекомбинация отсутствует. Несколько меньшее значение предельно достижимого квантового выхода ЭЛ в случае  $p-i-n$ -структур обусловлено более сильным проявлением в них межзонной оже-рекомбинации. Обращает на себя внимание резкое падение внутреннего квантового выхода ЭЛ по мере уменьшения объемного времени жизни в  $p-i-n$ -структурах. Так, предельно достижимая величина  $\eta$  при  $\tau_v = 10^{-3}$  с составляет около 2%, а при  $\tau_v = 10^{-4}$  с — не более 0.3%.

Следует отметить, что приведенные выше значения предельно достижимого внутреннего квантового выхода ЭЛ оказались приблизительно в 1.5 раза больше, чем полученные в работе [12]. Это обусловлено использованием взятого из [13] значения  $B$ , равного  $2.5 \cdot 10^{-15}$  см<sup>3</sup>/с при комнатной температуре в условиях большого уровня инжекции. Как показал уточненный расчет величины  $B$  по формуле (8), указанное значение  $B$  реализуется при  $\Delta n \approx 2 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, в то время как в случае оптимальных уровней легирования или инжекции (при которых величина  $\eta$  проходит через максимум) значение  $B$  оказывается примерно в 2 раза больше. Уточненные значения коэффициентов безызлучательной экситонной рекомбинации также оказались несколько большими, чем использованные в [12], вместе это и привело к реализации величин предельно достижимого внутреннего квантового выхода ЭЛ, указанных выше.

На рис. 5 представлены теоретические зависимости  $\eta$  от эффективной скорости поверхностной рекомбинации  $S$ . Из рисунка видно, что внутренняя квантовая эффективность ЭЛ сильно зависит от величины  $S$ , которая



**Рис. 5.** Расчетные зависимости внутреннего квантового выхода ЭЛ кремниевой  $p-i-n$ -структуры от скорости поверхностной рекомбинации  $S$ . Параметры кривых:  $p_p = 10^{14}$  см<sup>-3</sup>,  $d = 10^{-2}$  см;  $\tau_v = 4 \cdot 10^{-2}$  (1),  $10^{-2}$  (2),  $10^{-3}$  (3),  $10^{-4}$  (4) и  $10^{-5}$  с (5).

в свою очередь линейно увеличивается с увеличением уровня инжекции в области больших  $\Delta n$ . Так, в  $p-i-n$ -структуре с равновесной концентрацией дырок  $10^{14} \text{ см}^{-3}$  величина  $\eta$  при  $S = 1 \text{ см/с}$  не превышает одного процента. Эффективное время жизни при уровне инжекции  $\Delta n \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$  в этом случае составляет  $10^{-4} \text{ с}$ .

Таким образом, с учетом поверхностной рекомбинации в  $p-i-n$ -структурах не может быть реализован такой большой квантовый выход, как в диодах с „толстой“ базой. Однако быстрое действие в  $p-i-n$ -структурах будет выше, что определяется меньшим значением эффективного времени жизни.

## 5. Заключение

Уточнены результаты определения коэффициента излучательной рекомбинации  $B$  в кремнии при различных температурах в условиях малых уровней легирования и инжекции, полученные в работе [4]. Предложены теоретические соотношения для величины  $B$ , справедливые в достаточно широкой области уровней легирования и уровней возбуждения. В этих соотношениях учтены эффект сужения ширины запрещенной зоны, а также эффект экранирования кулоновского взаимодействия, приводящий к уменьшению энергии связи экситона в кремнии. Разделены вклады экситонной и зона-зонной излучательной рекомбинации в коэффициент излучательной рекомбинации. Показано, что при комнатных температурах эти вклады сопоставимы, в то время как при низких температурах вклад экситонной излучательной рекомбинации оказывается преобладающим. Увеличение уровня легирования и уровня возбуждения приводят к уменьшению коэффициента излучательной рекомбинации, особенно сильному в области низких температур.

Рассчитаны уточненные значения предельно достижимой внутренней квантовой эффективности электролюминесценции в диодах с „толстой“ базой, а также в  $p-i-n$ -структурах на основе кремния, в которых учтена зависимость коэффициента излучательной рекомбинации от уровня легирования и от уровня возбуждения. Показано, что предельные величины эффективности электролюминесценции в кремнии при комнатных температурах могут достигать 14%. В случае  $p-i-n$ -структур они сильно уменьшаются с уменьшением объемного времени жизни и с увеличением эффективной скорости поверхностной рекомбинации.

## Список литературы

- [1] T. Trupke, J. Zhao, A. Wang, R. Corkish, M.A. Green. Appl. Phys. Lett., **82**, 2996 (2003).
- [2] W. van Roosbroeck, W. Shockley. Phys. Rev., **94**, 1558 (1954).
- [3] P.P. Altermatt, A. Schenk, F. Geelhaar, G. Heiser. J. Appl. Phys., **93**, 1598 (2003).
- [4] T. Trupke, M.A. Green, P. Würfel, P.P. Altermatt, A. Wang, J. Zhao, R. Corkish. J. Appl. Phys., **94**, 4930 (2003).

- [5] G.G. MacFarlane, T.P. MacLean, J.E. Quarrington, V. Roberts. Phys. Rev., **111**, 1245 (1958).
- [6] A.V. Sachenko, Yu.V. Kryuchenko. Semicond. Phys., Quant. Electron. Optoelectron. **3**, 150 (2000).
- [7] M. Ruff, M. Fick, R. Lindner, R. Helbig. J. Appl. Phys., **74**, 267 (1993).
- [8] R.J. Elliot. Phys. Rev., **108**, 1384 (1957).
- [9] H. Slangenotto, H. Maeder, W. Gerlach. Phys. Status Solidi A, **21**, 357 (1974).
- [10] M.A. Green. J. Appl. Phys., **67**, 2944 (1990).
- [11] Y.P. Varshni. Phys. Status Solidi, **19**, 459 (1967).
- [12] A.B. Саченко, А.П. Горбань, В.П. Костылев. ФТП, **38**, 570 (2004).
- [13] A.V. Sachenko, A.P. Gorban, V.P. Kostylyov. Semicond. Phys., Quant. Electron. Optoelectron. **3**, 5 (2000).

Редактор Л.В. Беляков

## Radiative recombination coefficient and internal quantum yield of electroluminescence in silicon

A.V. Sachenko, A.P. Gorban, V.P. Kostylyov, I.O. Sokolovsky

V. Lashkarev Institute of Semiconductor Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, 03028 Kiev, Ukraine

**Abstract** The results of the analysis of radiative recombination coefficient change with doping level and excess concentration of electron-hole pairs in silicon are reported. It is shown that in addition to the band-gap narrowing calculated in multielectron approximation, it is necessary to take into account an effect of exciton bond energy decrease due to Coulomb interaction screening. Both effects act in the same direction, resulting in reducing the radiative recombination coefficient with increasing the doping concentration and injection levels. Contributions of exciton-related and band-to-band radiative recombination components to a total radiative recombination coefficient are separated. It has been shown that at the room temperature both components are commensurable, while at the liquid nitrogen temperature an exciton-related components becomes dominant. A more accurate calculation of the high-limit value of electroluminescence internal quantum yields in silicon diodes and  $p-i-n$ -structures is performed. It is shown that at room temperature the internal quantum yield amounts to 14 percents when surface and bulk recombination losses are minimized.