

О предельной квантовой эффективности краевой электролюминесценции в кремниевых барьерных структурах

© А.В. Саченко[¶], А.П. Горбань, В.П. Костылев

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

(Получена 19 мая 2003 г. Принята к печати 18 октября 2003 г.)

Рассчитана предельная квантовая эффективность электролюминесценции в кремниевых диодах и $p-i-n$ -структурах при комнатной температуре. Показано, что ее внутренний квантовый выход составляет около 10% и реализуется при оптимальных уровнях легирования n - и p -областей кремниевого диода $\sim 10^{15}$ и $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ соответственно. По мере уменьшения времен жизни Шокли-Рида-Холла для электронов и дырок внутренний квантовый выход электролюминесценции в кремниевых барьерных структурах резко снижается. Физика процессов, связанных с влиянием экситонов в кремнии, имеет много общего для электролюминесценции, фотолуминесценции и фотопреобразования. Показано, что перспективными для использования в кремниевых интегральных схемах могут быть лишь электролюминесцентные $p-i-n$ -структуры.

1. Введение

В последние годы существенно возрос интерес к исследованию электролюминесценции (ЭЛ) в кремниевых барьерных структурах при комнатных температурах (см., например, [1–3]), что связано с возможностью создания больших интегральных схем на основе кремния, включающих оптические связи. При этом исследовались как приборные структуры, используемые для фотоэлектрического преобразования солнечной энергии [1], так и кремниевые полупроводниковые диоды [2,3]. В частности, в работах [1,2] был получен внутренний квантовый выход краевого излучения $\sim 1\%$. В работе [3] было показано, что краевая ЭЛ (по крайней мере при низких температурах) может быть обусловлена аннигиляцией свободных экситонов. Кроме того, в [3] впервые была рассмотрена теоретически квантовая эффективность кремниевого светодиода и указано на необходимость оптимизации параметров диода.

В работах [4–9] проанализировано влияние экситонов на эффективное время жизни электронно-дырочных пар, краевую фотолуминесценцию, вольт-амперные характеристики и предельную эффективность фотоэлектрического преобразования в кремнии и в кремниевых барьерных структурах при комнатных температурах. При проведении анализа использовалось предположение, что в полупроводнике существуют две взаимно связанные подсистемы — электронно-дырочная и экситонная, а квазиравновесие между ними поддерживается в результате связывания электронно-дырочных пар в экситоны и распада экситонов на электронно-дырочные пары. В рамках данного подхода было показано, что эффективное время жизни электронно-дырочных пар в ряде практически важных случаев может определяться безызлучательной экситонной оже-рекомбинацией с участием глубоких центров, причем внутренний квантовый выход краевой фотолуминесценции при этом может до-

стигать 15%. В настоящей работе на основе результатов работ [4–6] проведен детальный анализ условий, при которых в кремниевых барьерных структурах диодного и $p-i-n$ -типа достигаются наиболее высокие значения квантового выхода краевой ЭЛ. Конкретные количественные оценки выполнены для области комнатных температур.

2. Краевая электролюминесценция в прямо-смещенных кремниевых диодах

Рассмотрим случай, когда толщины n - и p -областей диода превышают длины диффузии электронов и дырок в указанных областях (это позволяет исключить влияние поверхностной рекомбинации). Будем также считать, что имеет место линейный случай по уровню возбуждения, т.е. выполнены неравенства $n_n \gg p_n \exp(qV/kT)$, $p_p \gg n_p \exp(qV/kT)$, где n_n и p_p — концентрации основных носителей заряда в n - и p -областях, p_n и n_p — концентрации неосновных носителей заряда в них, q — заряд электрона, k — постоянная Больцмана, T — температура, V — приложенное к диоду напряжение. Плотность диффузионного тока в таком диоде определяется стандартным выражением

$$J = q \left(\frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right) \exp(qV/kT), \quad (1)$$

где L_p и L_n , D_p и D_n — соответственно длины и коэффициенты диффузии неосновных носителей заряда в n - и p -областях. Выражения для L_p и L_n в случае линейных по уровню возбуждения условий могут быть записаны в виде [4,5]

$$L_p = \left\{ D_p \left[\frac{1}{\tau_{rp}} + \left(A_i + \frac{1}{n^* \tau_x} \right) n_n + (C_n + C_p) n_n^2 \right]^{-1} \right\}^{1/2}, \quad (2)$$

[¶] E-mail: sach@isp.kiev.ua

$$L_n = \left\{ D_n \left[\frac{1}{\tau_{rn}} + \left(A_i + \frac{1}{n^* \tau_x} \right) p_p + (C_n + C_p) p_p^2 \right]^{-1} \right\}^{1/2}, \quad (3)$$

где τ_{rp} и τ_{rn} — времена жизни Шокли–Рида–Холла для дырок и электронов в n - и p -областях соответственно, A_i — константа излучательной электронно-дырочной рекомбинации; $n^* = (N_c N_v / N_x) \exp(-E_x/kT)$, N_c , N_v , N_x — эффективные плотности состояний электронов, дырок и экситонов, E_x — энергия связи экситона; $\tau_x = (1/\tau_x^r + 1/\tau_x^n)^{-1}$, τ_x^r — излучательное время жизни экситонов, τ_x^n — безызлучательное время жизни экситонов, связанное с оже-рекомбинацией при участии глубокого объемного уровня.

Внутренний квантовый выход ЭЛ „длинного“ диода по току в общем случае может быть записан в виде

$$\eta = \frac{J - J_0}{J + J_r}, \quad (4)$$

где J_0 получается из (1), если в L_p и L_n опустить слагаемые, связанные с A_i и $1/n^* \tau_x^r$, а J_r — плотность рекомбинационного тока в областях пространственного заряда (ОПЗ) диода.

Плотность тока ЭЛ в общем случае равна $J - J_0$. В условиях, когда слагаемые в круглых скобках выражений (2) и (3), связанные с излучательной рекомбинацией, малы по сравнению со слагаемыми, связанными с безызлучательной рекомбинацией, выражение для плотности тока ЭЛ сводится к виду

$$J_e = \frac{q}{2} n_i^2 (L_{p0} + L_{n0}) \left[A_i + \frac{1}{n^* \tau_x^r} \right] \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (5)$$

Значения L_{p0} и L_{n0} могут быть определены из выражений для L_p и L_n , если в круглых скобках последних опустить слагаемые, связанные с излучательной рекомбинацией.

Внутреннюю квантовую эффективность ЭЛ мы определим в соответствии с [3] для случая, когда величиной J_r можно пренебречь по сравнению с J :

$$\eta = n_n p_p \frac{L_{p0} + L_{n0}}{D_p p_p / L_{p0} + D_n n_n / L_{n0}} \left(A_i + \frac{1}{n^* \tau_x^r} \right). \quad (6)$$

3. Краевая электролюминесценция в кремниевых $p-i-n$ -структурах

Теоретическое выражение для внутреннего квантового выхода краевой ЭЛ кремниевой $p-i-n$ -структуры получим в предположении, что i -область легирована слабо, а уровень возбуждения является нелинейным, так что выполнены критерии $p_n \exp(qV/kT) \gg n_n$, $n_p \exp(qV/kT) \gg p_p$. Кроме того, будем полагать, что толщина i -области d меньше длины диффузии дырок или электронов. Пренебрегая рекомбинацией электронно-дырочных пар на поверхностях p^+ - и n^+ -областей и рекомбинационным током в ОПЗ по сравнению с

диффузионным, для внутреннего квантового выхода в соответствии с [7] имеем

$$\eta = \left(A_i + \frac{1}{n^* \tau_x^r} \right) / \left[\frac{1}{\tau_r} n_i^{-1} \exp\left(-\frac{qV}{2kT}\right) + A_i + \frac{1}{n^* \tau_x} + (C_n + C_p) n_i \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) \right]. \quad (7)$$

При этом плотность тока ЭЛ равна

$$J_e = qd \left(A_i + \frac{1}{n^* \tau_x^r} \right) n_i^2 \exp\left(\frac{qV}{kT}\right), \quad (8)$$

где τ_r — время жизни Шокли–Рида–Холла при высоком уровне возбуждения, а n_i — концентрация носителей заряда в собственном кремнии.

Отметим, что в рассматриваемом случае избыточная концентрация электронно-дырочных пар Δp определяется соотношением

$$\Delta p = n_i \exp(qV/2kT). \quad (9)$$

4. Результаты численных расчетов и их обсуждение

Численные оценки предельной эффективности краевой ЭЛ в кремниевых барьерных структурах с параметрами, приведенными в работе [4], выполним для случая комнатной температуры ($T = 300$ К). В соответствии с результатами, полученными из анализа зависимости эффективного времени жизни электронно-дырочных пар в кремнии от уровня возбуждения, суммарная величина вероятностей краевой зона-зонной и экситонной рекомбинации $A_i + 1/n^* \tau_x^r$ в кремнии равна $2.5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [4]. Это значение совпадает с величиной, полученной в работе [10] с использованием принципа детального равновесия между поглощением и излучением (подход Русбрека–Шокли) и измеренной экспериментально в работе [11] спектральной зависимости коэффициента поглощения света в кремнии вблизи края собственного поглощения.

При расчетах использовались максимальные времена Шокли–Рида–Холла, достигнутые для дырок и электронов в кремнии n - и p -типа проводимости, равные $4 \cdot 10^{-2}$ и $7 \cdot 10^{-3}$ с соответственно. Величина $1/n^* \tau_x^n$, характеризующая безызлучательную экситонную оже-рекомбинацию в кремнии n -типа проводимости, полагалась равной $2.7 \cdot 10^{-16} \tau_{rp}^{-1}$, в то время как в материале p -типа проводимости безызлучательная экситонная оже-рекомбинация считалась отсутствующей. Для коэффициентов межзонной оже-рекомбинации электронов и дырок в кремнии использовались зависимость вида $C_n = (2.8 \cdot 10^{-31} + 2.5 \cdot 10^{-22}/n^{1/2}) \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ и значение $C_p = 10^{-31} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$, а коэффициенты диффузии дырок и электронов полагались равными $D_p = 10 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ и $D_n = 25 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ соответственно.

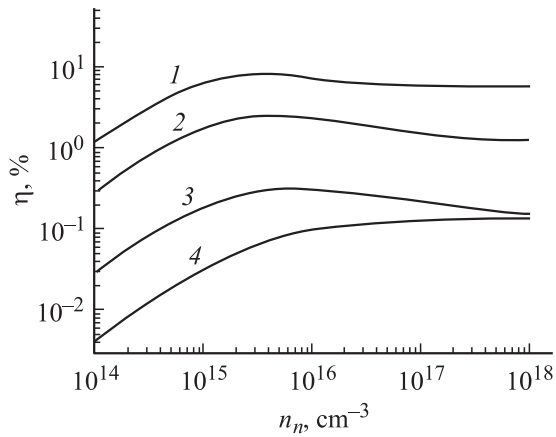


Рис. 1. Зависимости внутреннего квантового выхода ЭЛ длинного диода от уровня легирования n -области при различных временах τ_{rp} и τ_{rn} . Концентрация дырок в p -области $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Соответственно τ_{rp} и τ_{rn} , с: 1 — $4 \cdot 10^{-2}$, $7 \cdot 10^{-3}$; 2 — 10^{-2} , 10^{-3} ; 3 — 10^{-3} , 10^{-4} ; 4 — 10^{-4} , 10^{-4} .

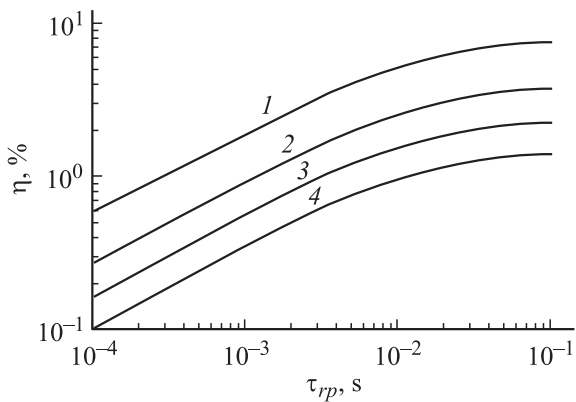


Рис. 2. Зависимости внутреннего квантового выхода ЭЛ длинного диода от τ_{rp} при различных временах жизни τ_{rn} . $n_n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $p_p = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. τ_{rn} , с: 1 — $7 \cdot 10^{-3}$, 2 — 10^{-3} , 3 — $3 \cdot 10^{-4}$, 4 — 10^{-4} .

На рис. 1 построены рассчитанные с использованием выражения (6) и приведенных выше параметров зависимости квантовой эффективности ЭЛ кремниевых диодов η от уровня легирования n -области при различных концентрациях электронов в p -области (рекомбинацией в ОПЗ n - p -перехода пренебрегалось). Как видно из рисунка, максимальное значение η составляет $\sim 10\%$ и достигается при концентрациях легирующих примесей $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в n -области и $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ в p -области. Таким образом, оптимальные уровни легирования n - и p -областей кремниевого диода с предельной эффективностью электролюминесценции оказываются близкими к оптимальным уровням легирования объемных областей кремниевого солнечного элемента с предельно высокой эффективностью фотообразования [6]. Интересно отметить, что в данном случае суммарная величина $L_{p0} + L_{n0}$ с учетом максимальных значений времен жиз-

ни Шокли–Рида–Холла для дырок в n -кремнии и для электронов в p -кремнии составляет $\sim 1 \text{ см}$.

На рис. 2 представлены зависимости η от времени жизни Шокли–Рида–Холла τ_{rp} для дырок в n -области при ряде фиксированных значений τ_{rn} . Видно, что по мере уменьшения величин τ_{rp} и τ_{rn} внутренний квантовый выход ЭЛ резко падает и при $\tau_{rp} = \tau_{rn} = 10^{-5} \text{ с}$ оказывается меньше 0.1% . Вследствие этого в обычном кремнии, как правило, не удастся достичь больших значений эффективности красовой электролюминесценции или фотолюминесценции.

Отметим, что в случае высоких уровней возбуждения при проведении численных расчетов необходимо внести некоторые коррективы. Так, если i -область имеет электронную проводимость, а концентрация электронов в ней равна 10^{12} см^{-3} , то, как показывают расчеты, высокий уровень возбуждения реализуется при $V \gtrsim 0.25 \text{ В}$. Максимальное время жизни Шокли–Рида–Холла при этом мы будем считать равным $4 \cdot 10^{-2} \text{ с}$, а величину $1/n^* \tau_x^n$, характеризующую экситонную оже-рекомбинацию, равной $1.3 \cdot 10^{-16} \tau_r^{-1}$ [4]. Отличие численного значения последнего параметра от использованного ранее связано с тем, что вероятность оже-процесса с выбросом дырки в кремнии, определяющая безызлучательную экситонную рекомбинацию при высоком уровне возбуждения, меньше, чем вероятность оже-процесса с выбросом электрона.

На рис. 3 приведены зависимости внутреннего квантового выхода ЭЛ от величины приложенного напряжения для тонких (по сравнению с длиной диффузии) кремниевых p - i - n -структур. Как видно из рисунка, предельная эффективность ЭЛ в p - i - n -структурах при использованных параметрах может достигнуть 10% , хотя, как и при линейном уровне возбуждения, она резко падает по мере уменьшения τ_r . Максимум ЭЛ по мере уменьшения τ_r сдвигается в область больших напряжений.

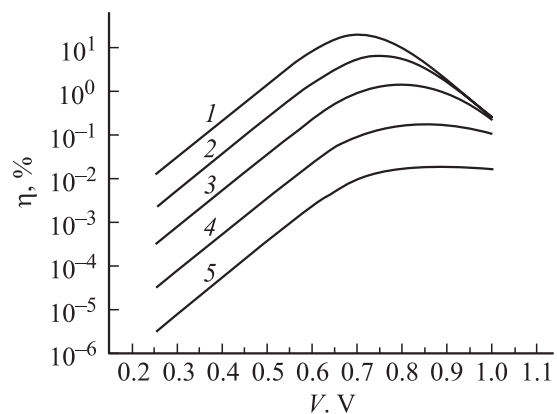


Рис. 3. Зависимости внутреннего квантового выхода ЭЛ p - i - n -структур от приложенного напряжения V при различных временах жизни τ_r в i -области. τ_r , с: 1 — $4 \cdot 10^{-2}$, 2 — $7 \cdot 10^{-3}$, 3 — 10^{-3} , 4 — 10^{-4} , 5 — 10^{-5} .

Таким образом, результаты численных оценок с использованием параметров, приведенных в работе [4], показали, что в кремниевых диодных структурах толщиной ≈ 1 см может быть достигнут предельный внутренний квантовый выход ЭЛ около 10%. Однако условия, налагаемые на длины диффузии дырок и электронов, при которых реализуется достаточно большой внутренний квантовый выход ЭЛ, практически исключают возможность их применения в микроэлектронике. С точки зрения практического использования в интегральных схемах более перспективными являются $p-i-n$ -структуры, поскольку внутренний квантовый выход ЭЛ в них не зависит от толщины i -области.

Список литературы

- [1] M.A. Green, J. Zhao, A. Wang, P.J. Reece, M. Gal. *Nature*, **412**, 805 (2001).
- [2] W.L. Ng, M.A. Lourenco, R.M. Gwilliam, S. Lewdain, G. Shao, K.P. Homewood. *Nature*, **410**, 192 (2001).
- [3] М.С. Бреслер, О.Б. Гусев, Б.П. Захарченя, И.Н. Ясиевич. *Матер. совещ. „Нанофотоника-2003“* (2003) т. 1, с. 59; O.B. Gusev, M.S. Bresler, I.N. Yassievich, B.P. Zakharchenya. In: *Proc. NATO Workshop „Toward the First Silicon Laser“* (2002).
- [4] A.V. Sachenko, A.P. Gorban, V.P. Kostylyov. *Semicond. Phys., Quant. Electron. Optoelectron.*, **3**, 5 (2000).
- [5] A.V. Sachenko, Ju.V. Kryuchenko. *Semicond. Phys., Quant. Electron. Optoelectron.*, **3**, 150 (2000).
- [6] A.P. Gorban, A.V. Sachenko, V.P. Kostylyov, N.A. Prima. *Semicond. Phys., Quant. Electron. Optoelectron.*, **3**, 322 (2000).
- [7] А.В. Саченко, А.П. Горбань, В.П. Костылев. *Укр. физ. журн.*, **46**, 226 (2001).
- [8] A.V. Sachenko, N.A. Prima, A.P. Gorban, A.A. Serba. *Proc. 17th Eur. Photovolt. Solar Energy Conf.* (Munich, 2001) v. 1, p. 230.
- [9] A.P. Gorban, V.P. Kostylyov, A.V. Sachenko, V.V. Chernenko. *Proc. 17th Eur. Photovolt. Solar Energy Conf.* (Munich, 2001) v. 1, p. 234.
- [10] А.П. Горбань, В.А. Зуев, В.П. Костылев, А.В. Саченко, А.А. Серба, В.В. Черненко. *Оптоэлектрон. и полупроводн. техн.*, вып. 36, 161 (2001).
- [11] M.J. Keevers, M.A. Green. *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 174 (1995).

Редактор Л.В. Шаронова

On the quantum efficiency limit for band-edge electroluminescence in silicon barrier structures

A.V. Sachenko, A.P. Gorban, V.P. Kostylyov

Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics,
National Academy of Sciences of Ukraine,
03028 Kiev, Ukraine

Abstract The quantum efficiency limit of electroluminescence in silicon diode structures and $p-i-n$ -structures is calculated at room temperature. The internal quantum efficiency limit of electroluminescence is shown to be about 10% at optimal doping levels of the silicon diode n - and p -regions of about 10^{15} and $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, respectively. It is shown that the internal quantum efficiency of electroluminescence in silicon barrier structures drastically drops as the Shockley–Reed–Hall lifetimes for electrons and holes reduce, the physics of exciton-related processes in silicon being very similar for electroluminescence, photoluminescence and photoconversion phenomena. It is stated that only electroluminescent $p-i-n$ structures seem to be promising for usage in silicon ICs.