

# Инжекционное возбуждение люминесценции в многослойных структурах *nc-Si*/диэлектрик

© Ю.А. Берашевич<sup>†</sup>, Б.В. Каменев\*, В.Е. Борисенко

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,  
220013 Минск, Белоруссия

\*IMEL/NCSR Demokritos,  
60228 Athens, Greece

(Получена 14 мая 2001 г. Принята к печати 20 июня 2001 г.)

Предложена модель рекомбинации неравновесных носителей заряда в многослойных структурах нанокристаллический Si-диэлектрик. Установлено, что ограничение переноса носителей заряда через локализованные состояния в диэлектрике ведет к нелинейному росту интенсивности электролюминесценции с увеличением протекающего через структуру тока. Последующий переход этой зависимости в режим насыщения связан с возрастанием роли рекомбинации Оже при увеличении тока. Снижение вклада безызлучательного процесса Оже можно достичь увеличением концентрации наноразмерных кластеров в кремнии и числа периодов структуры. Показано, что одним из основных путей увеличения интенсивности электролюминесценции является увеличение концентрации дырок на инжектирующем их контакте.

## Введение

Открытие эффективной фотолюминесценции пористого кремния [1] стимулировало интенсивные исследования различных кремниевых наноструктур (*nc-Si*) ввиду возможного создания на их основе светоизлучающих устройств, легко интегрируемых с современной микроэлектроникой. Особый интерес вызывают структуры, содержащие нанокристаллиты кремния, внедренные в диэлектрическую матрицу. В этом случае диэлектрик служит естественным барьером для квантового ограничения носителей заряда, возбужденных внутри кремния. Такие структуры могут быть получены, к примеру, путем химического осаждения кремния и диэлектрика [2–4], ионной имплантацией кремния в диэлектрическую матрицу [5], плазменным пробоем силана [6], молекулярно-лучевой эпитаксией кремния на ориентирующих диэлектрических слоях фторида кальция или диоксида кремния с последующим высокотемпературным отжигом [7–9]. На сегодняшний день интенсивно изучаются оптоэлектронные свойства структур *nc-Si*/диэлектрик при оптическом возбуждении [3,6–8,10]. В то же время другой немаловажный аспект проблемы — инжекционное возбуждение таких структур — не получил должного развития.

Известно, что фотолюминесценция в кремниевых наноструктурах ограничена рекомбинацией одной электронно-дырочной пары в одном нанокристаллите за время излучательной рекомбинации, так как наличие в одном нанокристаллите более одной пары носителей заряда ведет к быстрой ( $\sim 1$  нс) безызлучательной рекомбинации Оже [11]. Однако в случае инжекционного возбуждения формирование электронно-дырочной пары осуществляется последовательной инжекцией электрона и дырки в нанокристаллит. Таким образом, люминесценция при этом в основном определяется транспортными

свойствами структуры, что особенно проявляется в многослойных структурах *nc-Si*/диэлектрик.

Ранее нами был теоретически рассмотрен транспорт носителей заряда по локализованным состояниям в запрещенной зоне диэлектрика в многослойных структурах *nc-Si*/диэлектрик [12]. В настоящей работе эта модель использована для анализа механизмов рекомбинации неравновесных носителей заряда в наноразмерных кристаллах кремния.

## Модель

Рассмотрим периодическую наноразмерную структуру *nc-Si*/диэлектрик, состоящую из  $N$  слоев кремния, разделенных  $N + 1$  потенциальными барьерами диэлектрика. Полагаем, что она является беспримесной и инжекция носителей заряда осуществляется с ее контактов.

Необходимо отметить, что в реально получаемых структурах *nc-Si*/диэлектрик слои кремния состоят из кристаллических кластеров нанометровых размеров, причем электронное взаимодействие между ними может быть в значительной степени подавлено [10]. Таким образом, будем считать, что каждый слой Si в рассматриваемой структуре образован из изолированных кластеров одинаковых размеров. Также предположим, что поверхность кластеров хорошо пассивирована, вследствие чего отсутствуют безызлучательные рекомбинационные центры в запрещенной зоне Si. Такое предположение вполне оправдано, ввиду незначительной температурной зависимости интенсивности фотолюминесценции указанных структур вблизи комнатной температуры, что указывает на низкую эффективность безызлучательной рекомбинации [3,10].

Рассмотрим более подробно механизм возбуждения и рекомбинации в наноразмерных кластерах Si. Хотя природа люминесценции *nc-Si* до конца не ясна, будем считать, что эмиссия света осуществляется за счет излу-

<sup>†</sup> E-mail: julia@nano.bsuir.edu.by

чательной рекомбинации электрона и дырки. Инжекция в пустой нанокластер одного носителя заряда, например, электрона, благодаря кулоновскому взаимодействию между инжектированным электроном и наведенным этим электроном полем, приводит к значительному росту энергии электрона [13,14]. При инжекции 2-го электрона в кластер, содержащий электрон, увеличение энергии может достигать, в зависимости от размера кластера и диэлектрической проницаемости матрицы, 1–2 эВ, что делает инжекцию 2-го электрона крайне маловероятной [13]. Однако инжекция дырки в кластер, уже содержащий электрон, приводит к компенсации заряда за счет кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой, и инжекция 3-го носителя становится возможной. Наличие трех носителей заряда в кластере ведет к быстрой безызлучательной рекомбинации. Оже ввиду высокой локальной концентрации носителей заряда [11]. Поэтому мы можем пренебречь вкладом кластеров, содержащих более трех носителей заряда и ограничить наше рассмотрение наноразмерными кластерами, не содержащими носителей заряда, с концентрацией  $N_0^0$ , имеющими 1 электрон ( $N_0^e$ ) или 1 дырку ( $N_p^0$ ), 2 носителя заряда противоположного знака ( $N_p^e$ ), а также 2 электрона и 1 дырку ( $N_p^{2e}$ ) или 2 дырки и 1 электрон ( $N_{2p}^e$ ).

Учитывая, что скорость оже-рекомбинации значительно превосходит скорость излучательной рекомбинации, запишем систему уравнений непрерывности, описывающих процесс инжекции и рекомбинации в  $i$ -м слое рассматриваемой структуры:

$$\frac{dN_{0,i}^0}{dt} = \frac{N_{p,i}^e}{\tau_{RR}} - G_{e,i}N_{0,i}^0 - G_{p,i}N_{0,i}^0, \quad (1)$$

$$\frac{dN_{0,i}^e}{dt} = G_{e,i}N_{0,i}^0 + \frac{N_{p,i}^{2e}}{\tau_A} - G_{p,i}N_{0,i}^e, \quad (2)$$

$$\frac{dN_{p,i}^0}{dt} = G_{p,i}N_{0,i}^0 + \frac{N_{2p,i}^e}{\tau_A} - G_{e,i}N_{p,i}^0, \quad (3)$$

$$\frac{dN_{p,i}^e}{dt} = G_{e,i}(N_{p,i}^0 - N_{p,i}^e) + G_{p,i}(N_{0,i}^e - N_{p,i}^e) - \frac{N_{p,i}^e}{\tau_{RR}}, \quad (4)$$

$$\frac{dN_{p,i}^{2e}}{dt} = G_{e,i}N_{p,i}^e - \frac{N_{p,i}^{2e}}{\tau_A}, \quad (5)$$

$$\frac{dN_{2p,i}^e}{dt} = G_{p,i}N_{p,i}^e - \frac{N_{2p,i}^e}{\tau_A}, \quad (6)$$

$$N_{SUM} = N_{0,i}^0 + N_{0,i}^e + N_{p,i}^0 + N_{p,i}^e + N_{p,i}^{2e} + N_{2p,i}^e, \quad (7)$$

где  $G_{e,i}$ ,  $G_{p,i}$  — темпы инжекции электронов и дырок в кластер;  $N_{SUM}$  — общая концентрация кластеров в слое, постоянная для всех периодов;  $\tau_A$  — время оже-рекомбинации;  $\tau_{RR}$  — время излучательной рекомбинации.

Анализ системы уравнений (1)–(7) показывает, что для стационарного случая интенсивность люминесценции определяется соотношением темпов инжекции электронов и дырок  $G_{e,i}$ ,  $G_{p,i}$ . В частности, интенсивность электролюминесценции  $i$ -го слоя при условии

$G_{e,i} \gg G_{p,i}$  определяется как

$$I_{EL}^i \equiv \frac{N_{p,i}^e \hbar \omega}{\tau_{RR}} = \frac{G_{p,i} N_{SUM} \hbar \omega}{1 + G_{e,i} \tau_{RR}}, \quad (8)$$

где  $\hbar \omega$  — энергия излученного фотона. При высоких уровнях инжекции, когда  $G_{e,i} \tau_{RR} \gg 1$ , интенсивность электролюминесценции пропорциональна отношению вероятностей инжекции электронов и дырок в кластер. Однако отношение величин  $G_{e,i}$ ,  $G_{p,i}$ , определяемое переносом носителей заряда через структуру, значительно различается для разных слоев.

Для описания переноса носителей заряда в многослойных структурах *nc*-Si/диэлектрик используем систему уравнений [12], учитывающую кинетику изменения концентраций электронов  $n_i$  и дырок  $p_i$  в  $i$ -м слое кремния:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_i}{\partial t} = & \frac{n_{i-1}}{n_k} g_{n,i-1}(n_{i-1}, n_i) \\ & - \frac{n_i}{n_k} g_{n,i}(n_i, n_{i+1}) - R_i(n_i, p_i), \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial p_i}{\partial t} = & \frac{p_{i+1}}{p_k} g_{p,i+1}(p_{i+1}, p_i) \\ & - \frac{p_i}{p_k} g_{p,i}(p_i, p_{i-1}) - R_i(n_i, p_i), \end{aligned} \quad (10)$$

где первый член первых частей уравнений описывает темп переноса электронов или дырок в  $i$ -ю яму, второй член — темп выхода носителей заряда из этой ямы;  $n_k$ ,  $p_k$  — плотность носителей заряда на инжектирующих контактах;

$$R_i(n_i, p_i) = \frac{N_{e,i}^p}{\tau_{RR}} + \frac{N_{p,i}^{2e}}{\tau_A} + \frac{N_{2p,i}^e}{\tau_A} \quad (11)$$

— темп рекомбинации электронов и дырок в  $i$ -м слое, определяемый системой уравнений (1)–(7).

Экспериментальные данные [15,16] показывают, что механизм переноса носителей заряда сквозь рассматриваемую структуру является преимущественно активационным, что подразумевает участие в этом процессе локализованных состояний в запрещенной зоне диэлектрика. Однако необходимо отметить, что конечная плотность таких состояний будет приводить к насыщению темпа переноса носителей заряда при больших значениях внешнего смещения, что находит экспериментальное подтверждение и наблюдалось в работе [15] при исследовании вольт-амперных характеристик периодических структур Si/CaF<sub>2</sub>.

Темп инжекции носителя заряда в кластер зависит от вероятности его нахождения в  $i$ -й квантовой яме и концентрации носителей в этой яме и может быть определен следующим образом:

$$G_{e,i} = \frac{n_{i-1} g_{i-1}(n_{i-1}, n_i)}{n_k N_{SUM}} - \frac{n_i g_i(n_i, n_{i+1})}{n_k N_{SUM}}, \quad (12)$$

$$G_{p,i} = \frac{p_{i+1} g_{i+1}(p_{i+1}, p_i)}{p_k N_{SUM}} - \frac{p_i g_i(p_i, p_{i-1})}{p_k N_{SUM}}. \quad (13)$$

Параметры, используемые для исследования процессов рекомбинации в нанокристаллическом кремнии в многослойных структурах *nc-Si/CaF<sub>2</sub>*

Параметр	Величина
Число периодов структуры	4–20
Время рекомбинации Оже	$10^{-9}$ с [11]
Время излучательной рекомбинации	$10^{-4}$ с [3,10]
Энергия излученного фотона	1.65 эВ [3,4,6,8]
Концентрация кластеров	$10^{16} - 10^{19}$ см <sup>-3</sup>
Концентрация электронов на контакте	$10^{18} - 10^{19}$ см <sup>-3</sup>
Концентрация дырок на контакте	$10^{11} - 5 \cdot 10^{19}$ см <sup>-3</sup>
Приложенное напряжение	0.1–25 В
Толщина слоя кремния	1.5 нм
Толщина слоя CaF <sub>2</sub>	2 нм
Эффективная масса электрона	$0.35m_0$ [17]
Эффективная масса дырки	$0.42m_0$ [17]

Совместное решение уравнений (1)–(6), (9)–(13) в стационарном случае с учетом условия (7) мы использовали для моделирования процессов возбуждения и рекомбинации в многослойной структуре *nc-Si/CaF<sub>2</sub>*. Времена рекомбинации, плотность наноразмерных кластеров кремния и ловушек в диэлектрике, коэффициент захвата носителей заряда на ловушки, толщины слоев диэлектрика и полупроводника принимались равными для всех периодов структуры. Численные значения параметров, использованных в расчетах, приведены в таблице.

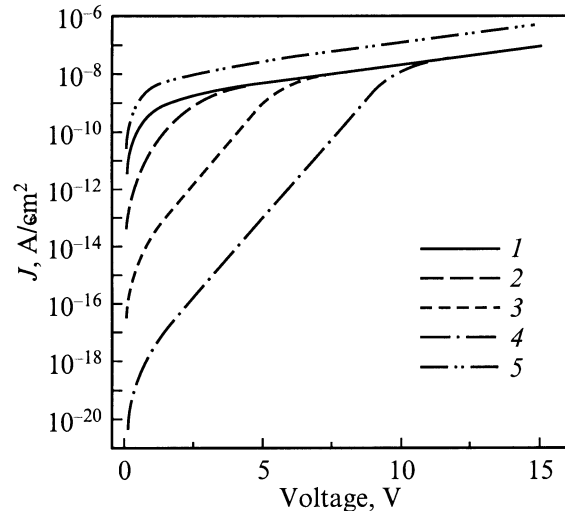
## Результаты моделирования и их обсуждение

Поскольку интенсивность излучательной рекомбинации в кремниевых кластерах определяется носителями заряда с меньшей концентрацией, или меньшей подвижностью, концентрацию электронов на контакте мы выбрали постоянной и близкой к концентрации ловушечных состояний в диэлектрике. В то же время концентрация дырок на противоположном контакте варьировалась в широких пределах, что привело к различным значениям дырочного тока при фиксированном электронном.

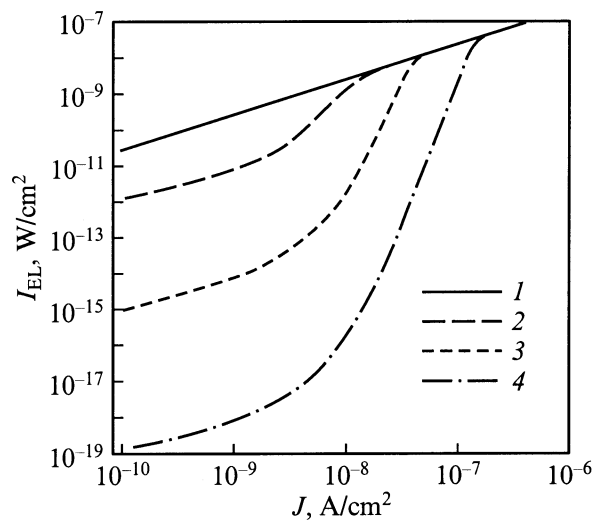
Результаты расчета величин дырочного и электронного токов от приложенного напряжения смещения для 4-периодной структуры *Si/CaF<sub>2</sub>* при различных концентрациях дырок на инжектирующем контакте представлены на рис. 1. При выбранных параметрах электронная составляющая тока быстро выходит на насыщение и практически остается постоянной при росте напряжения смещения выше 3 В в результате ограничения переноса носителей заряда конечной концентрацией ловушек. В то же время насыщение дырочной составляющей тока зависит от приложенного смещения и концентрации дырок на контакте, поэтому область ее насыщения смещается к большим напряжениям при уменьшении концентрации дырок на контакте. Различие электронного и дырочного

токов при одинаковой концентрации носителей заряда на инжектирующем контакте определяется различной высотой барьеров для электронов и дырок, различными условиями инжекции на контактах и сильной зависимостью эффективной массы дырок от геометрии наноразмерной структуры [18].

На рис. 2 показаны расчетные зависимости интенсивности электролюминесценции от плотности тока для тех же концентраций дырок на инжектирующих контактах, как и на рис. 1. В случае равных концентраций обоих типов носителей заряда наблюдается линейный рост



**Рис. 1.** Зависимости плотности дырочного (1–4) и электронного (5) токов от приложенного напряжения смещения при  $N_{\text{SUM}} = 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Концентрация носителей заряда на инжектирующем контакте  $p_k, n_k, \text{см}^{-3}$ : 1 —  $p_k = 10^{18}$ , 2 —  $p_k = 10^{16}$ , 3 —  $p_k = 10^{13}$ , 4 —  $p_k = 10^9$ , 5 —  $n_k = 10^{18}$ .



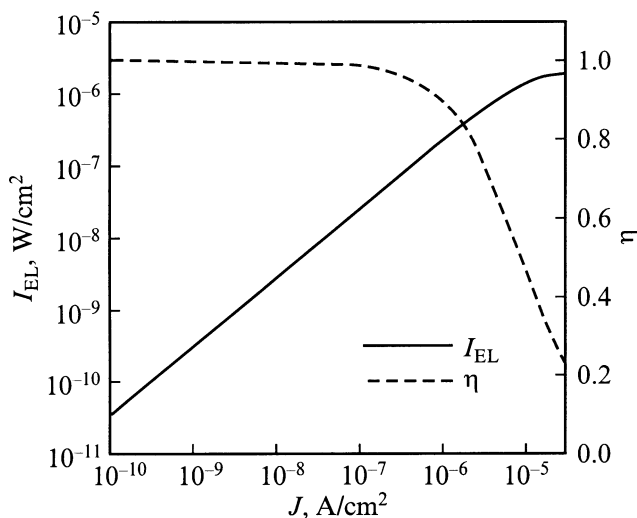
**Рис. 2.** Зависимости интенсивности электролюминесценции ( $I_{\text{EL}}$ ) от плотности тока ( $J$ ) при  $N_{\text{SUM}} = 10^{17}$  см<sup>-3</sup> и концентрации дырок на инжектирующем контакте  $p_k, \text{см}^{-3}$ : 1 —  $10^{18}$ , 2 —  $10^{16}$ , 3 —  $10^{13}$ , 4 —  $10^9$ .

интенсивности электролюминесценции с увеличением плотности тока. Снижение концентрации дырок на инжектирующем контакте приводит к появлению сверхлинейной зависимости в диапазоне плотностей токов  $3 \cdot 10^{-9} - 10^{-7} \text{ A/cm}^2$ , что соответствует напряжению 2–7 В, когда электронный ток насыщен, а дырочный далек от насыщения. В этих условиях интенсивность электролюминесценции определяется дырочным током, а общий ток — электронным. Возврат линейной зависимости происходит при насыщении дырочного тока.

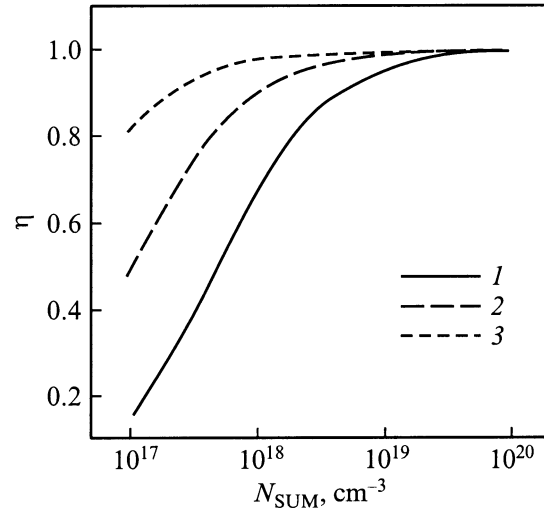
При дальнейшем росте тока интенсивность электролюминесценции приближается к насыщению, поскольку начинает превалировать оже-рекомбинация. Поэтому эффективность излучательной рекомбинации, определяемая как  $\eta = (I_{EL}/\hbar\omega)/R(n, p)$ , уменьшается с увеличением тока основных носителей заряда. На рис. 3 показана зависимость интенсивности электролюминесценции от плотности тока для 4-периодной структуры Si/CaF<sub>2</sub> при одинаковой концентрации электронов и дырок на контактах. Эффективность излучательной рекомбинации быстро уменьшается при увеличении тока, что ведет к ограничению интенсивности электролюминесценции до величины

$$\frac{N_{\text{SUM}} G_p \hbar \omega}{G_e \tau_{\text{RR}}}$$

Результаты расчетов хорошо согласуются с данными из экспериментальных исследований электролюминесценции в периодических структурах Si/CaF<sub>2</sub>, которые показали нелинейный рост интенсивности электролюминесценции с увеличением тока [19]. При внешних смещениях, для которых имеет место насыщение тока на вольт-амперной характеристике, рост интенсивности электролюминесценции от тока характеризуется линейной зависимостью. При дальнейшем росте внешнего сме-



**Рис. 3.** Зависимости интенсивности электролюминесценции ( $I_{EL}$ ) и эффективности излучательной рекомбинации ( $\eta$ ) от плотности тока для 4-периодной структуры Si/CaF<sub>2</sub> при  $N_{\text{SUM}} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $n_k = p_k = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

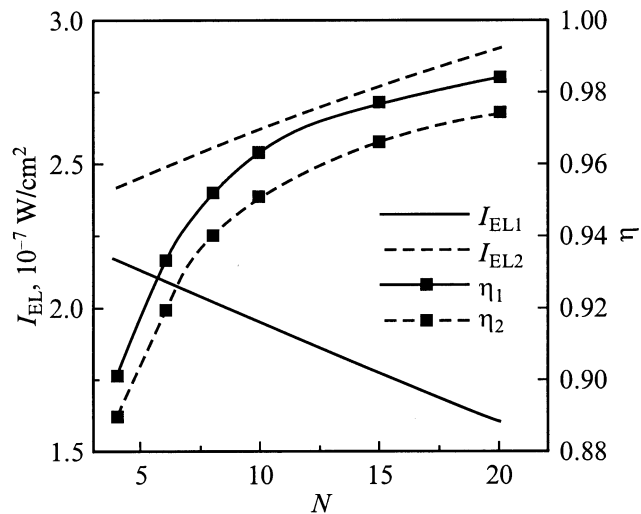


**Рис. 4.** Зависимости эффективности излучательной рекомбинации от концентрации кластеров кремния ( $N_{\text{SUM}}$ ), рассчитанные для 4-периодной структуры Si/CaF<sub>2</sub> при  $n_k = p_k = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  и напряжении смещения  $V, \text{ В}$ : 1 — 15, 2 — 10, 3 — 5.

щения интенсивность электролюминесценции остается постоянной и не зависит от тока [19].

Нами также установлено, что интенсивность электролюминесценции зависит от концентрации кластеров кремния, так как уменьшение этой концентрации ведет к росту вероятности захвата третьего носителя в кластер и, как следствие, к оже-рекомбинации (рис. 4). При этом эффективность излучательной рекомбинации падает, и скорость падения растет при увеличении темпа инжекции третьего носителя заряда в кластер.

Очевидно, что интенсивность электролюминесценции максимальна при равенстве темпов инжекции электронов и дырок в кластер ( $G_e = G_p$ ). Как уже отмечалось выше, вследствие значительного различия высот барьеров для электронов и дырок, а также их эффективных масс, темп туннельного переноса носителей заряда через ловушки в диэлектрике для электронов может значительно превышать темп для дырок даже при равной концентрации этих носителей заряда на контактах (рис. 1). Поэтому изменение интенсивности электролюминесценции по слоям имеет монотонный характер и увеличивается с приближением к инжектирующему дырки контакту, где  $G_p \rightarrow G_e$ . Из этого следует, что в области дырочного контакта, где  $G_p$  увеличивается, а  $G_e$  уменьшается, интенсивность электролюминесценции растет с увеличением числа периодов структуры, а вблизи электронного контакта уменьшается. Это должно приводить к зависимости интенсивности люминесценции от числа периодов в структуре, что и подтвердили результаты расчетов, представленные на рис. 5. При моделировании выбирались различные концентрации носителей заряда на контактах с целью рассмотрения двух случаев: когда



**Рис. 5.** Зависимости интенсивности электролюминесценции ( $I_{EL}$ ) и эффективности излучательной рекомбинации ( $\eta$ ) от числа периодов ( $N$ ) при плотности тока  $J = 10^{-6}$  А/см<sup>2</sup> для различной концентрации носителей заряда на инжектирующих контактах: 1 —  $n_k = 10^{17}$  см<sup>-3</sup>,  $p_k = 5 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, 2 —  $n_k = 10^{18}$  см<sup>-3</sup>,  $p_k = 10^{17}$  см<sup>-3</sup>.

температура инжекции дырок в нанокластеры выше, чем электронов, и наоборот.

В случае избыточной концентрации дырок интенсивность электролюминесценции достигает максимума около электронного контакта, но так как вероятность переноса дырок намного ниже вероятности переноса электронов, то увеличение числа периодов сдвигает этот максимум к краю электронного контакта и далее за его пределы, в результате интенсивность электролюминесценции всей структуры падает. При обратных условиях максимум электролюминесценции приближается к дырочному контакту, но вероятность переноса электронов уже выше, чем дырок, и увеличение числа периодов смещает максимум к середине структуры. Но в то же время эффективность электролюминесценции возрастает в обоих случаях, так как усредненное по слоям отношение вероятности инжекции электронов и дырок в кластер растет с увеличением количества слоев. Повышение темпов инжекции носителей заряда в наноразмерный кластер усиливает эти эффекты.

## Заключение

Предложенная модель рекомбинации носителей заряда в наноразмерных кластерах кремния в периодических структурах *nc-Si/CaF<sub>2</sub>* использована для изучения зависимости интенсивности электролюминесценции от величины протекающего через них тока. Установлено, что различия в росте электронного и дырочного токов с увеличением внешнего смещения обусловлены конечной концентрацией ловушечных состояний в диэлектрике, являются причиной нелинейного характера зависимости

интенсивности электролюминесценции от величины тока. Кроме того, снижение эффективности излучательной рекомбинации за счет увеличения вклада процесса Оже при высоких напряжениях смещения ведет к насыщению интенсивности электролюминесценции. Обнаружено, что относительное снижение вклада безызлучательной рекомбинации Оже достигается увеличением концентрации наноразмерных кластеров в кремнии и числа периодов структуры. Однако рост числа периодов структуры *Si/CaF<sub>2</sub>* не всегда ведет к росту интенсивности электролюминесценции. Так как коэффициент переноса дырок через потенциальный барьер всегда меньше, чем электронов, одним из основных путей увеличения интенсивности электролюминесценции вблизи металлического контакта является увеличение концентрации дырок на дырочном контакте тем выше, чем больше количество периодов в структуре.

Авторы признательны А.Л. Данилюку за критическое обсуждение результатов и конструктивные заключения.

Работа выполнена в рамках проекта Т99-102, финансируемого Фондом фундаментальных исследований Республики Беларусь, и Межуниверситетской программы "Нанoeлектроника".

## Список литературы

- [1] L.T. Canham. Appl. Phys. Lett., **57**, 1046 (1990).
- [2] L. Tsybeskov, K.D. Hirschman, S.P. Duttagupta, M. Zacharias, P.M. Fauchet, J.P. McCaffrey, D.J. Lockwood. Appl. Phys. Lett., **72** (1), 43 (1998).
- [3] G. Pucker, P.B. Bellutti, C. Spinella, K. Gatterer, M. Cazzanelli, L. Pavesi. J. Appl. Phys., **88** (10), 6044 (2000).
- [4] P. Photopoulos, A.G. Nassiopoulou. Appl. Phys. Lett., **77**, 1816 (2000).
- [5] V.I. Klimov, Ch.J. Schwarz, D.W. McBranch, C.W. White. Appl. Phys. Lett., **73** (18), 2603 (1998).
- [6] Y. Kanemitsu, T. Ogawa, K. Shiraishi, K. Takeda. Phys. Rev. **B**, **48**, 4883 (1993).
- [7] D.J. Lockwood, Z.H. Liu, J.M. Baribeau. Phys. Rev. Lett., **76**, 539 (1996).
- [8] F. Bassani, L. Vervoot, I. Mihailescu, J.C. Vial, F. Aumard d'Avitaya. J. Appl. Phys., **79**, 4066 (1996).
- [9] M. Zacharias, L. Tsybeskov, K.D. Hirschman, P.M. Fauchet, J. Bälsing, P. Kohlert, P. Veit. J. Non-Cryst. Sol., **227-230**, 1132 (1998).
- [10] V. Vinciguerra, G. Franzó, F. Priolo, F. Iacona, C. Spinella. J. Appl. Phys., **87** (11), 8165 (2000).
- [11] D. Kovalev, H. Hecler, G. Polisski, F. Koch. Phys. St., Sol. (b), **215**, 871 (1999).
- [12] Ю.А. Берашевич, А.Л. Данилюк, А.Н. Холод, В.Е. Борисенко. ФТП, **35** (1), 110 (2001).
- [13] M. Lannoo, C. Delerue, G. Allan. Phys. Rev. Lett., **74** (17), 3415 (1995).
- [14] C. Delerue, M. Lannoo, G. Allan. Phys. Rev. Lett., **84** (11), 2457 (2000).
- [15] V. Ioannou-Sougleridis, T. Ouisse, A.G. Nassiopoulou, F. Bassani, F. Arnaud d'Avitaya. J. Appl. Phys., **89** (1), 610 (2001).

- [16] J.M. Shannon, B.A. Morgan. *J. Appl. Phys.*, **86** (3), 1548 (1999).
- [17] C. Svensson, I. Lundström. *J. Appl. Phys.*, **44**, 4657 (1973).
- [18] *Spectroscopy of Isolated and Assembled Semiconductor Nanocrystals*. Ed. by L.E. Brus, A.L. Efros, T. Itoh. *J. Luminesc.*, **70** (1996).
- [19] G. Pucke, Z. Caburro, V. Mulloni, C. Mazzoleni, L. Pavesi. European projects: *Silicon Modules for Integrated Light Engineering* (Marseille, France, 2000) p. 133.

Редактор Т.А. Полянская

## Luminescence of *nc*-Si/dielectric multilayer structures under injection excitation

J.A. Berashevich, B.V. Kamenev\*, V.E. Borisenko

Belarusian State University of Informatics  
and Radioelectronics,  
220013 Minsk, Berarussia  
\*IMEL/NCSR Demokritos,  
60228 Athens, Greece

**Abstract** Light emission from *nc*-Si/dielectric multilayer structure throughout injection excitation has been investigated theoretically. It has been found that restriction of the carrier transfer via localized states in the dielectric host matrix (due to a finite number of those states) leads to a non-linear rise of luminescence intensity with the current density. Further the luminescence intensity gains saturation due to the increasing of Auger recombination contribution. It has been established that the increase of the silicon nanocrystallite density as well as that of the structure layer number is an effective way of suppressing the nonradiative Auger recombination.