

Электролюминесценция в пористом кремнии при обратном смещении барьера Шоттки

© Ю.А. Берашевич[¶], С.К. Лазарук, В.Е. Борисенко

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
220013 Минск, Белоруссия

(Получена 18 марта 2005 г. Принята к печати 12 мая 2005 г.)

Предложена модель электролюминесценции, возникающей в структуре металл/пористый кремний при обратном смещении образующегося барьера Шоттки. Модель учитывает лавинное умножение горячих носителей заряда и безызлучательную оже-рекомбинацию в пористом кремнии. Установлено, что различие в закономерностях возрастания электронного и дырочного тока за счет генерации неосновных носителей заряда при лавинном умножении горячих электронов ведет к сверхлинейному росту интенсивности излучательной рекомбинации от тока. В режиме лавинного пробоя происходит снижение эффективности излучательной рекомбинации за счет увеличения вклада оже-процессов. Показано, что одним из основных путей увеличения эффективности электролюминесценции пористого кремния является увеличение в нем концентрации нанокристаллитов.

PACS: 78.60.Fi, 81.40.Tv, 61.43.Gt, 73.40.Ns

1. Введение

Изменение энергетической зонной структуры кремния при уменьшении размеров до нанометрового диапазона вследствие действия квантово-размерного эффекта приводит к появлению эффективной фотолюминесценции и электролюминесценции [1,2]. Обнаружение данного эффекта более десятилетия назад стимулировало интенсивные исследования различных кремниевых наноразмерных структур ввиду возможного создания на их основе светоизлучающих устройств, легко интегрируемых с кремниевой технологией изготовления интегральных микросхем. Интерес вызывают как структуры, содержащие нанокристаллиты кремния, внедренные в диэлектрическую матрицу [3–5], так и пористый нанокристаллический кремний (*por-Si*) ввиду относительно недорогой технологии его изготовления, осуществляемой при помощи электрохимической анодной обработки монокристаллического кремния [6,7]. Применение пористого кремния является особенно актуальным для создания оптических межсоединений в кремниевых интегральных микросхемах, так как традиционные металлические межсоединения по причине *RC*-задержек не способны эффективно работать в гигагерцевом диапазоне частот.

Экспериментально полученное значение эффективности излучения светодиодов на пористом кремнии составляет ~ 1% [8,9], а время нарастания светового импульса в пористом кремнии при приложении импульсного внешнего смещения достигает нескольких наносекунд [10], вплотную приблизившись к гигагерцовому диапазону рабочих частот [11]. Большая часть исследований по светодиодам на пористом кремнии посвящена приборам, работающим при прямом смещении, в то время как более высокие значения эффективности, стабильности и быстродействия светозлучения были получены при обратном смещении структуры

металл/*por-Si*/Si в режиме лавинного пробоя [6,8,10,11]. Определяющее влияние на рекомбинацию носителей заряда в кремниевых структурах оказывают генерация и перенос через структуру носителей заряда обоих типов [12]. Кроме того, низкое значение эффективности излучательной рекомбинации в пористом кремнии при обратном смещении требует дополнительных исследований ввиду вклада различных механизмов рекомбинации и генерации носителей заряда в режиме лавинного пробоя.

Цель данной работы заключается в установлении закономерностей и путей повышения эффективности электролюминесценции в структуре металл/пористый кремний путем экспериментального исследования излучательных характеристик в зависимости от режимов электрического смещения и моделирования генерации электронно-дырочных пар и их излучательной рекомбинации в пористом кремнии при обратном смещении барьера Шоттки, образующегося на контакте металла и пористого кремния.

2. Светоизлучающий диод с барьером Шоттки на пористом кремнии

Процесс изготовления светоизлучающих структур металл/*por-Si*/Si подробно описан в нашей работе [6], поэтому мы приведем здесь лишь основные технологические этапы. Светоизлучающие диоды формировали на кремниевых подложках *n*-типа проводимости с удельным сопротивлением 0.01 Ом·см. Слой пористого кремния на них формировали анодированием в 1%-м водном растворе плавиковой кислоты при плотности тока формовки 4 мА/см². В процессе анодирования рабочая поверхность кремниевой подложки освещалась вольфрамовой лампой накаливания мощностью 100 Вт на расстоянии 10 см. Толщина созданного пористого слоя составляла 1.0 мкм. На поверхность пористого слоя осаждали

[¶] E-mail: julia@nano.bsuir.edu.by

пленку алюминия, после чего при помощи операций фотолитографии и сквозного электрохимического анодирования алюминия формировали металлические электроды площадью 0.3 мм^2 . Конструкция изготовленного таким образом прибора показана на рис. 1. Для регистрации электролюминесценции использовали кремниевый фотодиод.

Измерения характеристик светоизлучающего диода при инжекционном возбуждении люминесценции показали, что наклон зависимости интенсивности электролюминесценции I_{EL} от величины плотности тока J при обратном смещении барьера Шоттки изменяется с ростом J , и это было также подтверждено в работе [8]. Результаты измерений представлены на рис. 2. В области значений плотности тока $1\text{--}10 \text{ А/см}^2$ наблюдается зависимость $I_{\text{EL}} \propto J^n$, где $n = 3$. Увеличение тока приводит к снижению показателя степени n , и в области токов $J > 2 \cdot 10^2 \text{ А/см}^2$ зависимость $I_{\text{EL}}(J)$ приобретает линейный характер ($I_{\text{EL}} \propto J$).

Для объяснения нелинейной зависимости интенсивности электролюминесценции от плотности тока необхо-

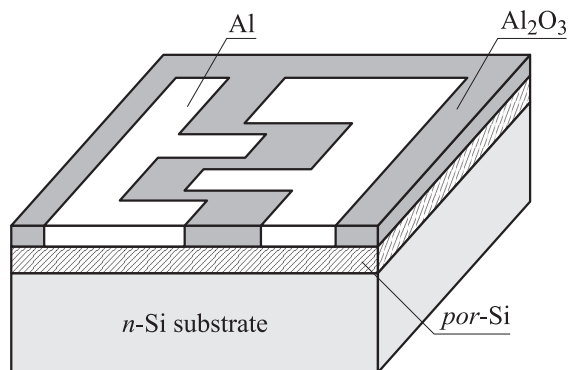


Рис. 1. Структура светоизлучающего диода на пористом кремнии.

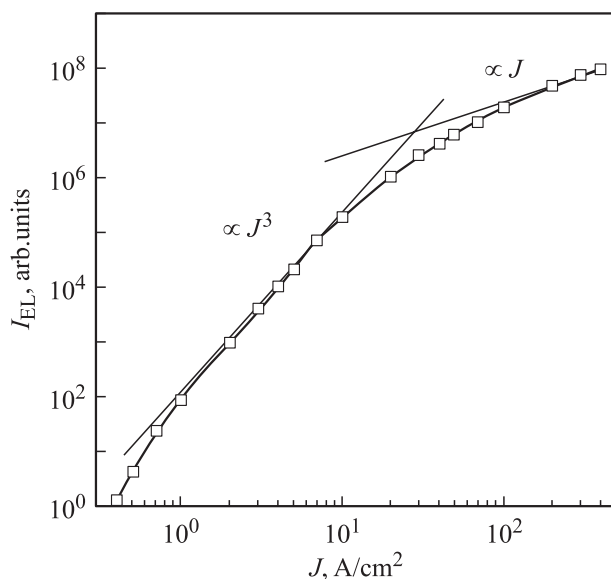


Рис. 2. Зависимость интенсивности электролюминесценции I_{EL} от плотности тока через структуру $\text{Al}/\text{por-Si}/\text{n-Si}$.

димо теоретическое моделирование переноса носителей заряда и их излучательной рекомбинации в исследуемой структуре с учетом нескольких основных механизмов генерации—рекомбинации носителей заряда, преобладающих в режиме лавинного пробоя.

3. Модель

В реально получаемых структурах слой пористого кремния состоит из нанокристаллитов, по своим электронным свойствам представляющих собой квантовые точки и квантовые шнуры [13]. Нанокристаллический кремний обладает энергетической зоной с квазипрямыми переходами, что обуславливает увеличение эффективности люминесценции исследуемого материала по сравнению с непрямозонным монокристаллическим кремнием. Электронные переходы между состояниями дна зоны проводимости (E_c) и потолка валентной зоны (E_v) сопровождаются эмиссией фотона с энергией $\hbar\omega = E_g$. Вследствие квантово-размерного эффекта ширина запрещенной зоны E_g в каждом нанокристаллите кремния имеет величину, соответствующую его размеру, что приводит к варьированию этого параметра в слое пористого кремния. При этом с энергетической точки зрения слой пористого кремния можно представить как набор чередующихся квантовых ям и потенциальных барьеров высотой не более 1 эВ [14].

Для обеспечения лавинного умножения носителей заряда и соответственно интенсивной электролюминесценции к структуре обычно прикладывают значительное внешнее смещение. При этом темп активационного перехода носителей заряда или их туннелирования через потенциальные барьеры, образованные нанокристаллитами небольшого размера, очень высок ввиду незначительных высот барьеров. Учитывая, что пористый кремний формировали на подложке с низким удельным сопротивлением, $0.01 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, а сопротивление самого пористого кремния составляло $10\text{--}50 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, можно полагать, что транспорт носителей заряда в пористом кремнии существенно не отличается от переноса носителей заряда в объемном полупроводнике. В подтверждение сказанного отметим, что сопротивление собственного кремния значительно превышает величину $100 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Энергетическая диаграмма структуры $\text{Al}/\text{por-Si}/\text{n-Si}$ при обратном смещении барьера Шоттки и перенос электронов и дырок схематично представлены на рис. 3.

Эффективность излучательной рекомбинации носителей заряда зависит от концентраций обоих типов носителей в нанокристаллитах и контролируется неосновными носителями заряда. В пористом слое, полученном на кремнии n -типа проводимости, концентрация электронов выше, чем дырок, и большая часть инжектированных из металлического контакта электронов не рекомбинирует в его объеме из-за отсутствия неравновесных носителей заряда противоположного знака, а дрейфует к границе раздела $\text{por-Si}/\text{n-Si}$. В области пространственного заряда вблизи границы раздела $\text{por-Si}/\text{n-Si}$ электроны имеют

значительные длину пробега и энергию, поэтому в данной области увеличивается вероятность процесса лавинного умножения электронов. Этот эффект ведет к росту концентрации и неосновных носителей заряда (дырок) на границе с подложкой. В процессе лавинного умножения их образуется гораздо больше, чем инжектируется из подложки, поэтому вкладом последних в электролюминесценцию и общий ток, протекающий в структуре, можно пренебречь.

В рамках теории лавинного умножения концентрация электронов на границе раздела *por-Si/n-Si* и дырок, генерируемых при лавинном умножении разогретых электронов, определяется как [15]

$$n^l = n + \alpha n, \quad (1)$$

$$p^l = \alpha n, \quad (2)$$

где n — концентрация электронов в области пространственного заряда вблизи границы раздела *por-Si/n-Si* (рис. 3) без учета лавинного умножения, α — коэффициент лавинного умножения, который определяется как [16]

$$\alpha = a_0 d_{por-Si} \frac{E}{b_0} \exp\left(\frac{b_0}{E}\right), \quad (3)$$

$a_0 = 40.5 \text{ см}^{-3}$, $b_0 = 10^6 \text{ В/см}$ — константы [16], d_{por-Si} — толщина слоя пористого кремния, E — напряженность электрического поля.

Темп инжекции носителей заряда в нанокристаллиты кремния с учетом лавинного умножения носителей заряда на границе раздела *por-Si/n-Si* характеризуется двумя компонентами — дрейфовым и диффузионным темпами инжекции [17], которые определяются подвижностью носителей заряда μ_n, μ_p [14], распределением концентрации носителей заряда, напряженностью поля E , температурой T и могут быть определены следующим образом:

$$G_n = \frac{\mu_n n^l}{q d_{por-Si}} \left(qE + \frac{k_B T}{d_{Si}} \right) \left(\frac{n^l}{N_{SUM}} \right) - R(n^l, p^l), \quad (4)$$

$$G_p = \frac{\mu_p p^l}{q d_{por-Si}} \left(qE + \frac{k_B T}{d_{Si}} \right) \left(\frac{p^l}{N_{SUM}} \right) - R(n^l, p^l), \quad (5)$$

где $R(n^l, p^l)$ — темп рекомбинации электронов и дырок в нанокристаллитах кремния, N_{SUM} — концентрация

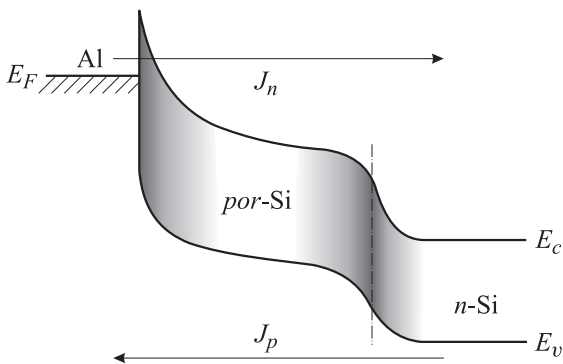


Рис. 3. Энергетическая диаграмма структуры *Al/por-Si/n-Si* при обратном смещении барьера Шоттки, образованного контактом с алюминием на поверхности пористого кремния.

кристаллитов кремния в пористом слое, d_{Si} — размер нанокристаллита кремния, T — температура, k_B — постоянная Больцмана, q — заряд электрона.

При высоких внешних смещениях в результате нагрева электронного газа в пористом кремнии значительное влияние на перенос носителей заряда через структуру оказывает их лавинное умножение. Предполагаем, что поверхность нанокристаллитов хорошо пассивирована, вследствие чего отсутствуют центры безызлучательной рекомбинации в запрещенной зоне кремния. Однако высокий темп инжекции носителей заряда при обратном смещении барьера Шоттки обуславливает значительный вклад в процессы рекомбинации безызлучательных оже-процессов, эффективность которых растет с увеличением темпа инжекции носителей заряда в нанокристаллиты. Для полного описания поведения носителей заряда в нанокристаллитах кремния используем систему уравнений непрерывности [5], описывающую процесс инжекции носителей заряда, изменение их концентрации вследствие лавинного умножения, оже- и (или) излучательную рекомбинацию носителей заряда в нанокристаллитах с различным числом инжектированных носителей заряда.

Вкладом нанокристаллитов, содержащих более трех носителей заряда, мы пренебрегаем и ограничимся рассмотрением лишь нанокристаллитов, не содержащих носителей заряда (N_0^0), имеющих один электрон (N_0^n) или одну дырку (N_p^0), два носителя заряда противоположного знака (N_p^n), а также два электрона и одну дырку (N_p^{2n}) или две дырки и один электрон (N_{2p}^n). Учитывая, что скорость оже-рекомбинации значительно превосходит скорость излучательной рекомбинации, процесс инжекции и рекомбинации носителей можем описать уравнениями непрерывности следующего вида:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dN_0^0}{dt} &= \frac{N_p^n}{\tau_{R0}} - G_n N_0^0 - G_p N_0^0, \\ \frac{dN_0^n}{dt} &= G_n^0 N_0^0 + \frac{N_p^{2n}}{\tau_A} - G_p N_0^n, \\ \frac{dN_p^0}{dt} &= G_p^0 N_0^0 + \frac{N_{2p}^n}{\tau_A} - G_n N_p^0, \\ \frac{dN_p^n}{dt} &= G_n (N_p^0 - N_p^n) + G_p (N_0^n - N_p^n) - \frac{N_p^n}{\tau_{R0}}, \\ \frac{dN_p^{2n}}{dt} &= G_n N_p^n - \frac{N_p^{2n}}{\tau_A} + G_n^I N_0^0, \\ \frac{dN_{2p}^n}{dt} &= G_p N_p^n - \frac{N_{2p}^n}{\tau_A} + G_p^I N_0^0, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

$$N_{SUM} = N_0^0 + N_0^n + N_p^0 + N_p^n + N_p^{2n} + N_{2p}^n, \quad (7)$$

где $G_{n(p)} = G_{n(p)}^0 + G_{n(p)}^I$ — темп инжекции электрона (дырки) в кристаллит с учетом темпа лавинного умножения носителей заряда $G_{n(p)}^I$; τ_A, τ_{R0} — времена оже- и

излучательной рекомбинации. На основании данной системы уравнений темп рекомбинации носителей заряда в слое пористого кремния может быть записан как

$$R(n^l, p^l) = \frac{N_p^n}{\tau_{R0}} + \frac{N_p^{2n}}{\tau_A} + \frac{N_{2p}^n}{\tau_A}. \quad (8)$$

Анализ системы уравнений (6) показывает, что для стационарного случая интенсивность люминесценции определяется соотношением темпов инжекции электронов G_n и дырок G_p . В частности, интенсивность электролюминесценции при условии $G_n > G_p$ определяется как [5]

$$I_{EL} \equiv \frac{N_p^n \hbar \omega}{\tau_{R0}} = \frac{G_p N_{SUM} \hbar \omega}{1 + G_n \tau_{R0}}, \quad (9)$$

где $\hbar \omega$ — энергия излучаемого фотона. При высоких уровнях инжекции, когда $G_n \tau_{R0} \gg 1$, интенсивность электролюминесценции пропорциональна отношению вероятностей инжекции электронов и дырок в кристаллит. Эффективность излучательной рекомбинации в нанокристаллитах кремния в структуре $Al/por-Si/n-Si$ может быть определена как

$$\eta = I_{EL} / \hbar \omega / R(n^l, p^l). \quad (10)$$

Для расчета плотности тока, протекающего через структуру при смещении V_{bias} , используем соотношение

$$J(V_{bias}) = qd_{por-Si} N_{SUM} (G_n / n^l + G_p / p^l). \quad (11)$$

Совместное решение системы уравнений (6) в стационарных условиях с учетом условия (7) и уравнений (4), (5) для темпа генерации носителей заряда в структуре использованы для моделирования процессов генерации и рекомбинации носителей заряда в $Al/por-Si/n-Si$ с учетом эффекта лавинного умножения (1), (2). Данный подход позволяет моделировать процесс излучательной рекомбинации носителей заряда в такой структуре и исследовать возможности повышения ее эффективности.

4. Результаты моделирования

При моделировании электрических и излучательных характеристик структуры $Al/por-Si/n-Si$ основное внимание уделено границе раздела $por-Si/n-Si$, где концентрация электронов и дырок увеличивается в результате лавинного умножения. Значения параметров, используемые в расчетах, приведены в таблице. Результаты моделирования электрических характеристик исследуемой структуры представлены на рис. 4.

Величина полного тока, протекающего через структуру, в основном определяется потоком электронов из пористого слоя в подложку (рис. 4, кривая 1). При этом зависимость тока от внешнего смещения характеризуется двумя областями: при внешнем смещении $V_{bias} < 0.8$ В

Параметры, используемые для расчета характеристик электролюминесценции в структурах $Al/por-Si/n-Si$

| Параметр | Величина |
|------------------------------------|---------------------------------------|
| Время оже-рекомбинации | 10^{-9} с [18] |
| Время излучательной рекомбинации | 10^{-6} с [14] |
| Энергия излучаемого фотона | 1.65 эВ [14] |
| Концентрация кристаллитов кремния | $10^{13} - 10^{18}$ см $^{-3}$ |
| Концентрация электронов в $por-Si$ | $5 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$ |
| Концентрация электронов в $n-Si$ | 10^{18} см $^{-3}$ |
| Толщина слоя $por-Si$ | 1 мкм |
| Толщина слоя $n-Si$ | 10^{-2} см |
| Подвижность электронов в $por-Si$ | 0.2 см 2 /В · с [14] |
| Подвижность дырок в $por-Si$ | $2 \cdot 10^{-3}$ см 2 /В · с [14] |
| Температура | 300 К |

электронный ток определяется диффузией электронов, а при $V_{bias} > 0.8$ В превалирует дрейфовый ток, протекание которого вплоть до величины внешнего смещения 0.8 В ограничено потенциальными барьерами, возникающими на границах раздела при контакте двух материалов с различной шириной запрещенной зоны. Ток дырок в области пространственного заряда на границе раздела $por-Si/n-Si$ при внешнем смещении $V_{bias} < 3-4$ В определяется дрейфом и диффузией дырок подложки, а выше этого значения — лавинным умножением электронов, концентрация которых значительно выше концентрации дырок вблизи границы $por-Si/n-Si$.

Результаты моделирования интенсивности электролюминесценции в зависимости от плотности тока через структуру для различных концентраций нанокристаллитов в пористом кремнии представлены на рис. 5. В области плотности тока 1 А/см 2 , соответствующей

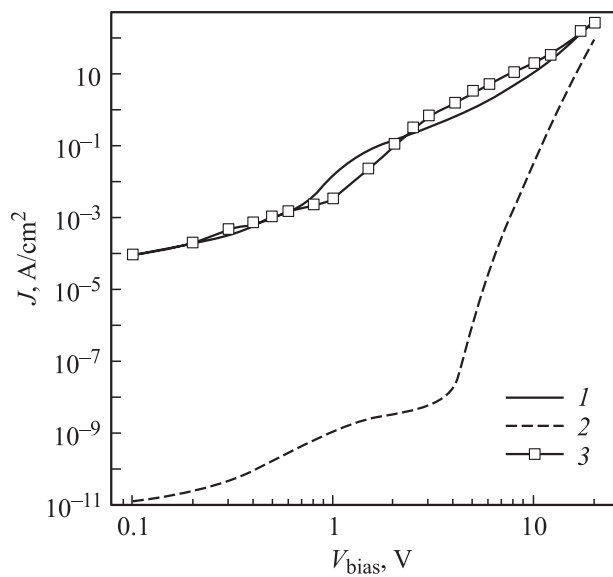


Рис. 4. Рассчитанные электронный (1) и дырочный (2) токи через структуру $Al/por-Si/n-Si$ в зависимости от напряжения внешнего смещения в сравнении с экспериментальными данными [5] (3).

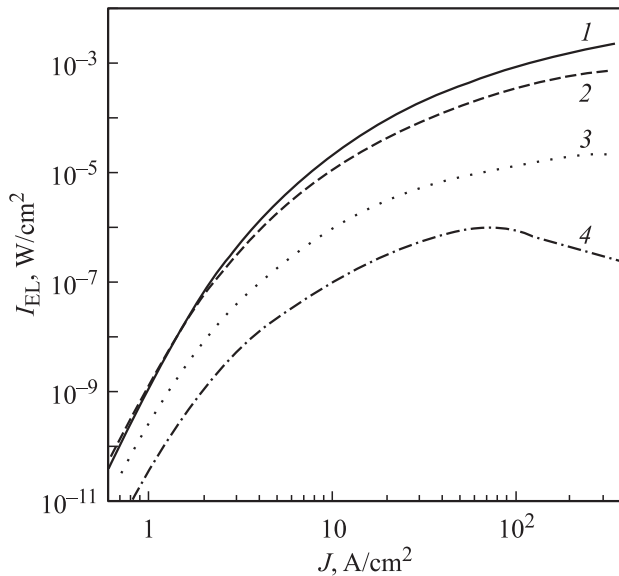


Рис. 5. Зависимость интенсивности электролюминесценции I_{EL} от плотности тока через структуру $Al/por-Si/n-Si$ при различных значениях концентрации нанокристаллитов в слое пористого кремния $N_{SUM}, \text{см}^{-3}$: 1 — 10^{18} , 2 — 10^{16} , 3 — 10^{14} , 4 — 10^{13} .

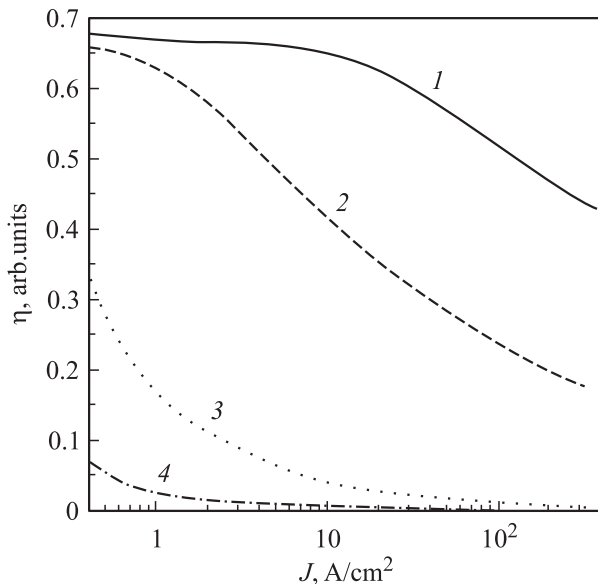


Рис. 6. Зависимость эффективности излучательной рекомбинации η в пористом кремнии от плотности тока. $N_{SUM}, \text{см}^{-3}$: 1 — 10^{18} , 2 — 10^{16} , 3 — 10^{14} , 4 — 10^{13} .

внешнему смещению 3–4 В, наблюдается резкий рост дырочного тока за счет разогрева основных носителей заряда электронов, вовлекаемых в процесс лавинного умножения и генерирующих при этом и неосновные носители заряда — дырки, поэтому зависимость I_{EL} от тока становится сверхлинейной. При внешнем смещении более 10 В зависимость I_{EL} от тока становится линейной, так как дырочный ток достигает величины

электронного. Дальнейший рост внешнего смещения ведет к переходу зависимости I_{EL} в режим насыщения за счет снижения вклада излучательной рекомбинации в результате увеличения интенсивности оже-процессов при увеличении инжекции носителей заряда в нанокристаллиты.

Эффективность излучательной рекомбинации уменьшается во всем диапазоне роста протекающего через структуру тока за счет увеличения вклада безызлучательной оже-рекомбинации при увеличении концентрации нанокристаллитов с N_p^{2n} и N_{2p}^n . Зависимость эффективности излучательной рекомбинации от плотности тока для различных концентраций нанокристаллитов в пористом кремнии представлена на рис. 6. Увеличение количества нанокристаллитов в пористом слое увеличивает эффективность излучательной рекомбинации в результате снижения вероятности попадания третьего носителя в нанокристаллиты N_p^n , уже содержащие электронно-дырочную пару.

Снижение температуры также является эффективным средством уменьшения оже-рекомбинации за счет снижения эффективной плотности состояний электронов и дырок. Кроме того, вклад безызлучательной оже-рекомбинации в нанокристаллитах кремния большого размера ($> 2 \text{ нм}$) с широкой запрещенной зоной будет снижаться при уменьшении температуры в результате снижения темпа активационного захвата носителей заряда в такие кристаллиты.

5. Заключение

Разработанная модель генерации–рекомбинации носителей заряда в пористом кремнии использована для моделирования закономерностей процессов переноса и излучательной рекомбинации носителей заряда в структуре $Al/por-Si/n-Si$ при обратном смещении в режиме лавинного пробоя. Установлено, что лавинное умножение основных носителей заряда на границе раздела $por-Si/n-Si$ приводит к нелинейному росту концентрации неосновных носителей заряда, контролирующей интенсивность электролюминесценции. Обнаружено, что относительное снижение вклада безызлучательной оже-рекомбинации, которая подавляет излучательную рекомбинацию, достигается увеличением концентрации нанокристаллитов в пористом кремнии свыше 10^{14} см^{-3} .

Работа выполнена в рамках проекта Т00-204, финансируемого Фондом фундаментальных исследований Белоруссии и Межуниверситетской программы фундаментальных исследований „Нанoeлектроника XXI“.

Список литературы

- [1] L.T. Canham. Appl. Phys. Lett., **57**, 1046 (1990).
- [2] A.D. Yoffe. Adv. Phys., **42**, 173 (1993).
- [3] D.J. Lokwood, Z.H. Liu, J.M. Baribeau. Phys. Rev. Lett., **76**, 539 (1996).

- [4] F. Bassani, L. Vervoot, I. Mihalescu, J.C. Vial, F. Audaud d'Avitaya. *J. Appl. Phys.*, **79**, 4066 (1996).
- [5] Ю.А. Берашевич, Б.В. Каменев, В.Е. Борисенко. *ФТП*, **36**, 221 (2002).
- [6] S. Lazarouk, P. Jaguiro, S. Katsouba, G. Masini, S. La Monica, G. Maiello, A. Ferrari. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 2108 (1996).
- [7] A.G. Cullis, L.T. Canham, D.J. Catcott. *J. Appl. Phys.*, **82**, 909 (1997).
- [8] B. Gelloz, N. Koshida. *J. Appl. Phys.*, **88**, 4319 (2000).
- [9] S. Lazarouk. *Towards the First Silicon Laser* (Kluwer Academic Publishers, 2003) p. 61.
- [10] С.К. Лазарук, П.В. Жагино, С.М. Мельников, А.П. Прохоренко. *Изв. Белорус. инж. акад.*, № 9, 69 (2000).
- [11] M. Balucani, S. La Monica, S. Lazarouk et al. *Sol. St. Phenomena*, **54**, 8 (1997).
- [12] J.A. Berashevich, A.L. Danilyuk, A.N. Kholod, V.E. Borisenko. *Mater. Sci. Eng. B*, **101**, 111 (2003).
- [13] S. Lazarouk, S. Katsouba, A. Tomlinson, S. Benedetti, C. Mazzoleni, V. Mulloni, G. Mariotto, L. Pavesi. *Mater. Sci. Eng. B*, **69-70**, 114 (2000).
- [14] *Properties of Porous Silicon*, ed. by L. Canham (London, INSPEC, 1997) p. 405.
- [15] М.И. Векслер, И.В. Грехов, А.Ф. Шулекин. *ФТП*, **34**, 803 (2000).
- [16] Y. Wang, K.F. Brennan. *J. Appl. Phys.*, **75**, 313 (1994).
- [17] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) с. 450.
- [18] В.С. Вавилов, В.Ф. Киселев, Б.Н. Мукашев. *Дефекты в кремнии и на его поверхности* (М., Наука, 1990) с. 232.

Редактор Л.В. Шаронова

Electroluminescence in porous silicon at reverse bias of Schottky barrier

J.A. Berashevich, S.K. Lazarouk, V.E. Borisenko

Belorussian State University
of Informatics and Radioelectronics,
220013 Minsk, Belorussia

Abstract Light emitting structure composed of a reverse bias Schottky barrier between porous silicon and metal electrode has been studied by modelling the electroluminescence in the porous silicon. The model developed accounts for effects of an avalanche multiplication of hot carriers and the non-radiative Auger recombination in porous silicon. Generation of minority carriers via the avalanche multiplication of major carriers results in a superlinear dependence of the luminescence intensity on the current density. Reduction of the radiative recombination under the avalanche multiplication regime is provided by increasing the non-radiative Auger recombination contribution. It has been found that the intensity of electroluminescence is increased with alongside the increase of the silicon nanocrystals concentration in the porous silicon layer.