

05;06;07;10;12

Влияние последовательного электронного и лазерного облучения на фотолюминесценцию пористого кремния

© Б.М. Костишко, А.М. Орлов

Ульяновский государственный университет,
432700 Ульяновск, Россия

(Поступило в Редакцию 15 июля 1996 г. В окончательной редакции 9 января 1997 г.)

В работе исследуется влияние электронного облучения на светоизлучающие свойства пористого кремния (ПК) *p*- и *n*-типа, приготовленного электрохимическим травлением. Определены дозовые и энергетические зависимости электронностимулированного гашения фотолюминесценции (ФЛ). Показано, что электронная обработка поверхности ПК и последующее длительное хранение на воздухе могут быть использованы для стабилизации ФЛ.

Впервые обнаружен эффект возгорания фотолюминесценции под действием УФ лазера на участках ПК, подвергшихся предварительной электронной обработке. Исследовано влияние энергии электронов и мощности лазерного луча на этот процесс.

Представленные результаты объясняются изменением количества центров излучательной рекомбинации в процессе разрушения и восстановления водородных групп на поверхности пор.

Открытие светоизлучающих свойств пористого кремния (ПК) [1] вызвало к нему большой интерес как к перспективному материалу оптоэлектроники. В настоящее время исследователи много внимания уделяют изменению интенсивности фотолюминесценции (ФЛ) ПК под действием непрерывного и импульсного лазерного облучения [2–4]. Значительно менее изучены последствия облучения поверхности пористого кремния α -частицами, γ -квантами, ионами и электронами [5–7]. При этом влияние электронов на светоизлучающие свойства ПК представляются в литературе только качественно, так как отсутствует информация о зависимости интенсивности ФЛ от дозы и энергии электронов для ПК различного типа проводимости, уровня легирования и условий формирования. Несмотря на богатый экспериментальный материал, до сих пор не удалось разработать общую теорию, описывающую как механизм, так и кинетику изменения интенсивности ФЛ ПК при различных типах воздействия.

Данная работа посвящена исследованию дозовой и энергетической зависимости деградации ФЛ ПК *p*- и *n*-типа при облучении его поверхности киловольтными электронами. Представлены результаты по эволюции фотолюминесценции предварительно обработанного электронами пористого кремния под действием непрерывного лазерного облучения.

Исходным материалом для ПК *p*-типа служили легированные бором пластины кремния с ориентацией (111) и удельным электрическим сопротивлением $\rho = 10 \Omega \cdot \text{cm}$ ($N_a = 2.5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$). Для получения образцов *n*-типа использовались легированные фосфором пластины с ориентацией (100) и $\rho = 2.4 \Omega \cdot \text{cm}$ ($N_d = 2.5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$). Пористый кремний формировался по стандартной технологии в процессе электрохимического травления в электролите, состоящем из 48%-ной плавиковой кислоты (HF) и этилового спирта в соотношении 1:1. Время электрохимического травления составляло $t_{\text{etch}} = 30 \text{ min}$

при плотности тока $j = 10 \text{ mA/cm}^2$ для образцов *p*-типа и $t_{\text{etch}} = 40$, $j = 10 \text{ mA/cm}^2$ для ПК *n*-типа. Каждый образец подвергался контролю величины начальной интенсивности ФЛ и ее однородности по поверхности.

Анализ изменения интегральной интенсивности (I_l) ФЛ показал, что эффектом фотостимулированного гашения можно пренебречь, если в качестве источника света использовать осветитель ОИ-18А с ультрафиолетовым фильтром УФС6. Интенсивность УФ света при этом не превышала 1 mW/cm^2 . Было замечено, что даже в этом случае имеет место снижение интенсивности ФЛ на 5–10% после 4 min экспонирования, в связи с чем суммарное время облучения при предварительном контроле было ограничено одной минутой.

Электронное облучение осуществлялось в сверхвысоковакуумной камере оже-спектроскопии О9ИОС10-005 при остаточном давлении в камере 10^{-7} Pa в режиме разворачивания электронного луча в растр. Это позволяло варьировать дозу облучения в пределах $D = 10^{15} - 6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$. На одном образце площадью 1 cm^2 формировалась серия до 12 участков (рис. 1) с различными значениями доз. Интенсивность их свечения под осветителем с УФ фильтром была различной и сильно зависела от дозы электронного облучения.

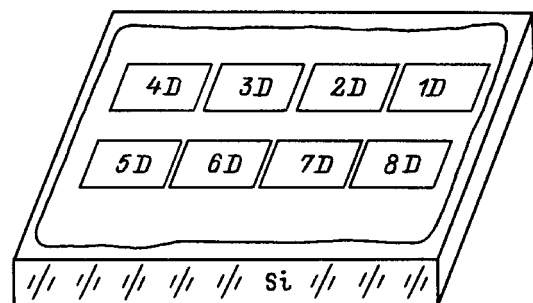


Рис. 1. Образец ПК с участками, облученными электронами. Участки расположены в порядке возрастания дозы.

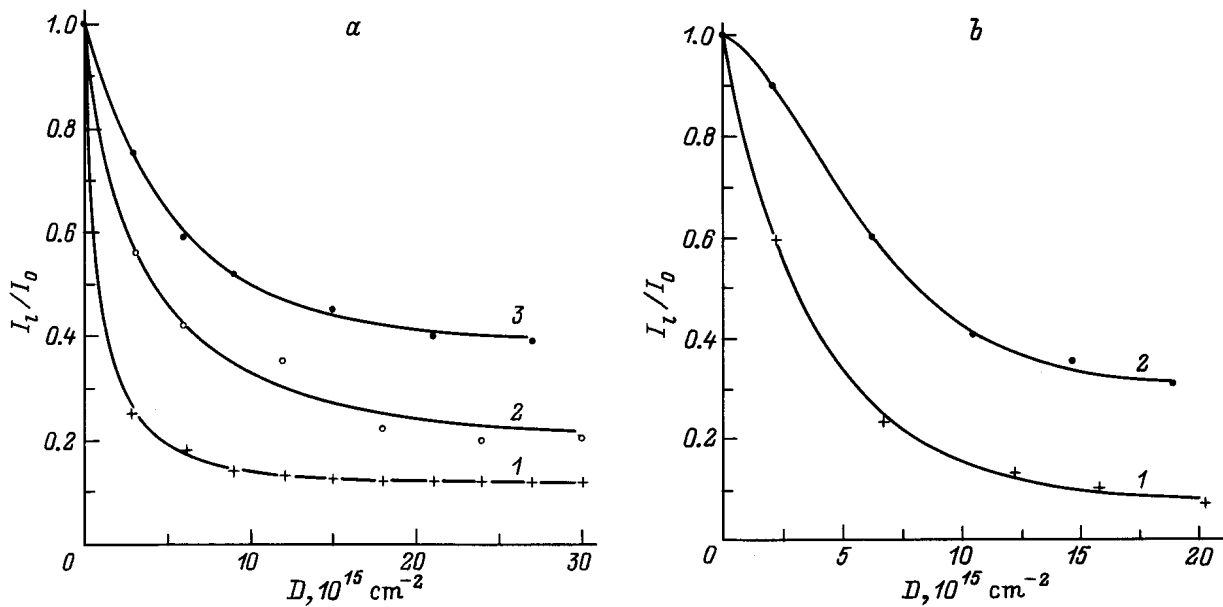


Рис. 2. Зависимость нормированной интегральной интенсивности ФЛ от дозы электронного облучения для ПК *p*- (*a*) и *n*-типа (*b*). Точки — экспериментальные значения; линии — результаты расчета по уравнению (6). Энергии электронов, кeV: 1 — 4, 2 — 3, 3 — 2.

Количественные зависимости I_1 от дозы D и энергии электронов E_p были получены по стартовым значениям интенсивностей при облучении поверхности ПК He–Cd лазером ЛГН-409 ($\lambda = 325$ nm, $P = 10\text{--}50$ mW/cm²). В качестве приемника использовался фотоумножитель ФЭУ-64, совмещенный с окуляром микроскопа ИНФРАМ-И. Область, с которой анализировалась интегральная интенсивность ФЛ, была в 1.5–2 раза меньше размеров участка электронного облучения.

Результаты измерений интегральных интенсивностей фотолюминесценции исследуемых образцов приведены точками на рис. 2, *a* и *b*. Как видно, вне зависимости от типа их проводимости наблюдается экспоненциальный спад $I_1(D)$ с последующим выходом на насыщение I_5 при больших значениях доз $D > D_S$ (величины доз насыщения D_S превышают $6 \cdot 10^{15}$ см⁻²). Увеличение энергии пучка E_p приводит к заметному возрастанию скорости деградации и уменьшению I_5 .

Оказалось, что влияние электронного воздействия на ФЛ ПК снижается при хранении образца в темном месте на воздухе по мере увеличения разделительного интервала между электронным и УФ облучениями. Действительно, после 1–2 месяцев нахождения ПК в таких условиях фотолюминесценция поверхности становится практически однородной. Причем наиболее быстро восстанавливаются участки, подвергавшиеся облучению электронов меньшей энергии. Подобный эффект полностью отсутствует у образцов, хранящихся такое же время в сверхвысоковакуумной камере при остаточном давлении $p = 10^{-5}\text{--}10^{-7}$ Pa. Следовательно, значительная деградация ФЛ скорее всего не связана с обнаруженным

в работе [8] эффектом накопления на поверхности электрического заряда.

Интересным является тот факт, что восстановившиеся участки после повторного электронного облучения не показывают какого-либо заметного изменения интенсивности ФЛ. Подобная электронная ”закалка”, т. е. облучение до полного погасания и последующее восстановление на воздухе, по-видимому, может быть использована для стабилизации светоизлучающих свойств ПК.

Деградация ФЛ под действием электронов и ее последующее восстановление на воздухе не могут быть объяснены структурными изменениями в приповерхностном слое ПК. Действительно, пороговые энергии смещения атомов в кремнии электронами составляют 10–30 eV, которые достигаются при облучении частицами, ускоренными до 250 keV [9]. Следовательно, в области используемых доз и энергий электронно-стимулированное дефектообразование в объеме квантовых нитей не происходит. Поэтому наблюдаемый эффект может быть связан только с изменением состава, атомов, пассивирующих поверхности квантовых нитей, и количества оборванных связей. Корреляция уменьшения интенсивности ФЛ и появления большого количества оборванных связей ($5.5 \cdot 10^{17}$ см⁻³) на внутренней поверхности пор при отжиге в вакууме была обнаружена в работе [10]. Дополнительным подтверждением десорбционной природы электронно-стимулированного изменения ФЛ может служить то, что спектральный максимум интенсивности ($\lambda = 697 \pm 8$ nm) практически не смещается с увеличением энергии электронов (рис. 3), а также бурное газовыделение в плавиковой кислоте только на участках, подвергшихся облучению и восстановлению на воздухе.

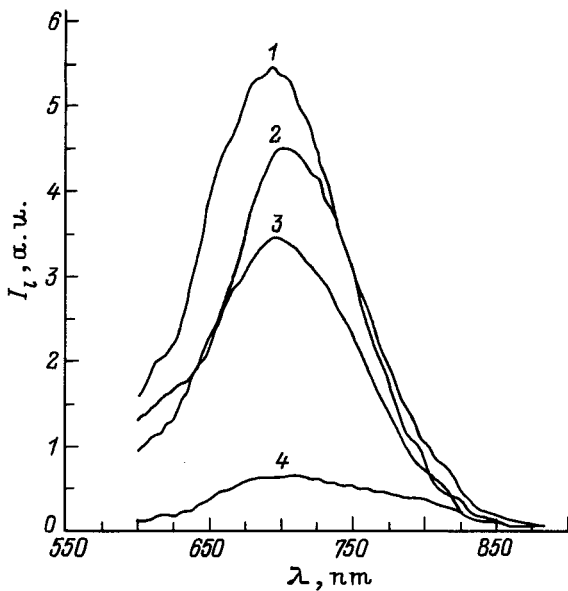


Рис. 3. Спектр фотолуминесценции ПК p -типа после облучения электронами. Энергия электронов, keV: 1 — 2, 2 — 3, 3 — 4, 4 — 5.

В связи с этим механизм электронно-стимулированной деградации ФЛ ПК можно описать следующим образом. Поверхность свежеприготовленного ПК в основном пассивирована атомами водорода [11,12] в виде SiH и SiH₂ групп, роль которых в светоизлучающих свойствах ПК определена в целом ряде работ [12,13]. Наличие же SiH₂ групп на поверхности пор создает центры свечения (ЦС). В случае только излучательной электронно-дырочной рекомбинации интенсивность ФЛ при достаточно высоком уровне возбуждения можно записать в виде [14]

$$I_l^r = A^r N_l^r \frac{C_n^l C_p^l}{C_n^l / p_s + C_p^l / n_s}, \quad (1)$$

где N_l^r — концентрация центров излучательной рекомбинации; C_p^l, C_n^l — сечения захвата этими центрами дырки и электрона соответственно; n_s, p_s — световые концентрации свободных электронов и дырок; A^r — размерная константа.

Если принять во внимание большие энергии ионизации экситона в ПК ($E_{ex} = 0.11-0.39$ eV [15]) и, как следствие, высокую вероятность их излучательной аннигиляции даже при комнатной температуре, то возникает необходимость учета еще одной составляющей ФЛ

$$I_l^{ex} = A^{ex} \beta N_l^{ex} n_{ex}, \quad (2)$$

где N_l^{ex} — концентрация центров излучательной аннигиляции экситонов, связанных с нейтральными поверхностными состояниями адсорбированных атомов; n_{ex} — концентрация экситонов; β — вероятность излучательной аннигиляции; A^{ex} — размерная константа; для определенности в дальнейшем будем рассматривать только экситонный механизм ФЛ ПК.

Как видно из (1) и (2), величина интенсивности ФЛ прямо пропорциональна концентрации центров свечения, которая может изменяться в процессе десорбции водорода из ПК при его облучении электронами достаточной энергии. Тогда, исходя из полученных экспериментальных данных, можно предположить, что дозовая зависимость концентрации SiH₂ групп и соответственно ЦС на глубине максимального проникновения электронов h , соизмеримой с толщиной светоизлучающего слоя h_0 , может быть записана в виде

$$N_l(D) = N_0 \exp(-(D/D_0)^\alpha), \quad (3)$$

где N_0 — начальная концентрация светоизлучающих центров в образце; D_0 — характерная доза электронов, при которой концентрация пассивированных водородом связей в ПК падает в e раз; α — эмпирический параметр.

При достижении достаточно больших значений $D > D_s$ в слое толщиной h практически полностью удаляются все ЦС, а интенсивность ФЛ определяется только центрами излучательной аннигиляции, расположенными на глубине $h < x < h_0$. С учетом (3) средняя концентрация люминесцирующих центров в ПК после облучения электронами определяется выражением

$$N_l^{ex}(D) = N_0 [1 - (h/h_0)(1 - \exp(-(D/D_0)^\alpha))]. \quad (4)$$

Подставив уравнение (4) в (2), получим интенсивность ФЛ

$$I_l^{ex} = I_l(D) = A^{ex} \beta n_{ex} N_0 \times [1 - (h/h_0)(1 - \exp(-(D/D_0)^\alpha))]. \quad (5)$$

Для исключения не определяемых в условиях эксперимента констант, данные на рис. 2 представлены в отнормированном виде — I_l/I_0 , где $I_0 = A^{ex} \beta n_{ex} N_0$ — интенсивность ФЛ до электронной обработки. На экспериментальные точки наложены линии, рассчитанные по уравнению

$$I_l(D)/I_0 = 1 - (h/h_0) (1 - \exp(-(D/D_0)^\alpha)). \quad (6)$$

Используемые при расчете параметры для различных образцов и энергий электронов приведены в таблице. Как видно, расчетные линии достаточно хорошо описывают экспериментальные результаты.

Параметры модели электроннестимулированного гашения ФЛ ПК

Тип проводимости	E_p, keV	$D_0, 10^{15} \text{cm}^{-2}$	α	h/h_0
p	4	1.1	0.58	0.88
	3	4.3	0.71	0.8
	2	5.7	0.95	0.61
n	4	3.9	0.95	0.93
	3	6.9	1.53	0.7

Необходимо отметить несколько закономерностей, связанных с выявленной зависимостью параметров D_0 , h/h_0 , α от энергии и типа проводимости образца. Во-первых, наблюдается характерное возрастание D_0 с уменьшением энергии электронов. В соответствии с (6) это объясняется уменьшением глубины максимального проникновения электронов h . Информация об энергетической зависимости отношения h/h_0 позволила определить глубину люминисцирующего слоя ПК. Действительно, уже при энергиях $E_p = 4.5 \text{ keV}$ для ПК p -типа и $E_p = 4.1 \text{ keV}$ для n -типа электроны проникают на глубину, равную толщине h_0 , и при достижении больших доз происходит полное гашение ФЛ. Исходя из этого по удельным потерям энергии электронов в кремнии [16] была произведена оценка толщины светоизлучающего слоя ПК p -типа $h_0 \approx 0.5 \mu\text{m}$, которая удовлетворительно согласуется с литературными данными ($1-2 \mu\text{m}$) [7]. Для образца n -типа проводимости толщина светоизлучающего слоя несколько меньше $h_0 \approx 0.45 \mu\text{m}$.

Еще одной характерной особенностью можно считать уменьшение эмпирического параметра α с возрастанием энергии электронов, что, по-видимому, связано с затрудненным отводом десорбированных атомов водорода при увеличении глубины проникновения электронов. Тогда большие значения α для образца n -типа должны быть связаны с его меньшей пористостью. Косвенным подтверждением этого служат данные электронной оже-спектроскопии (ЭОС) поверхности ПК. На образце p -типа $L_{23}VV$ оже-пик кремния ($E = 91 \text{ eV}$) не был зафиксирован из-за значительной зарядки поверхности, в то время как на ПК n -типа оже-линия кремния фиксировалась достаточно устойчиво. В соответствии с результатами работы [17] в ПК с высоким значением пористости из-за обеднения легирующей примеси тонкого слоя в квантовых нитях концентрация носителей заряда в образце может уменьшаться до собственной. Тогда данные ЭОС указывают на незначительность обеднения и сравнительно большой размер пор в ПК n -типа, что в свою очередь означает лучшие условия отвода продуктов десорбции и большие, чем в образце p -типа, значения α .

Дальнейшие исследования были посвящены определению фотостимулированной эволюции ФЛ ПК, прошедшего предварительную электронную обработку. На рис. 4, *a* и *b* точками представлены экспериментальные зависимости I_l от времени облучения ($t < 2 \text{ min}$) УФ лазером ЛГН-409 с $P = 15 \text{ mW/cm}^2$ для образцов p - и n -типа соответственно. Образцы облучались электронами с энергией $E_p = 4 \text{ keV}$.

Как видно, вне зависимости от типа проводимости наблюдается смена закона изменения ФЛ гашение на участках с малой дозой электронного облучения и возгорание на участках, где доза превышает некоторое критическое значение D_e . Это объясняется тем, что на воздухе под действием лазерного облучения наряду с разрушением водородных групп должен протекать процесс их восстановления. В соответствии с кинетической моделью, представленной в работе [18], изменение концентрации

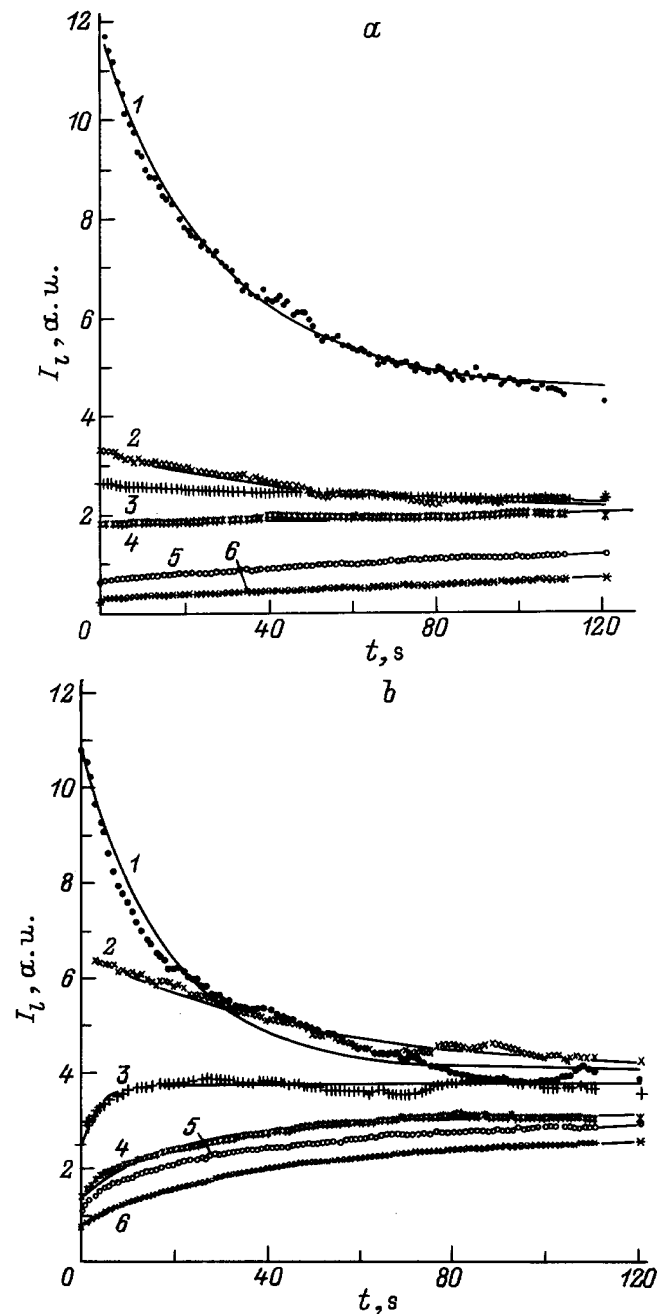


Рис. 4. Зависимости интенсивности ФЛ ПК от времени электронного облучения. Различные дозы предварительной электронной обработки для p -типа (*a*), cm^{-2} : 1 — 0, 2 — $4.2 \cdot 10^{15}$, 3 — $8.4 \cdot 10^{15}$, 4 — $16.8 \cdot 10^{15}$, 5 — $25.2 \cdot 10^{15}$, 6 — $33.6 \cdot 10^{15}$; для n -типа (*b*): 1 — 0, 2 — $2.25 \cdot 10^{15}$, 3 — $6.75 \cdot 10^{15}$, 4 — $11.75 \cdot 10^{15}$, 5 — $15.75 \cdot 10^{15}$, 6 — $20.25 \cdot 10^{15}$.

центров свечения на малых временах лазерного воздействия описывается следующим уравнением:

$$dN_l/dt = -k_d N_l + k_c (N_0^g - N_l), \quad (7)$$

где N_0^g — концентрация центров адсорбции; k_d, k_c — константы скоростей разрушения и восстановления водородных групп соответственно.

Константа восстановления обычно записывается в виде [14]

$$k_c = \frac{PKS}{\sqrt{2\pi M k T}}, \quad (8)$$

где P — парциальное давление газа; K — вероятность того, что молекула водорода, попавшая из газа на адсорбционный центр поверхности, окажется закрепленной на ней; S, M — эффективная площадь молекулы и ее масса.

Константу фотодеструкции можно определить следующим образом:

$$k_d = F j_F \sigma, \quad (9)$$

где j_F — число фотонов, падающих на единицу поверхности ПК за единицу времени; σ — сечение поглощения фотонов водородными группами; F — квантовый выход, т. е. вероятность десорбции атома водорода при поглощении фотона системой адсорбционный центр–водород.

При записи уравнения (7) считалось, что коэффициенты k_d и k_c не зависят от глубины. Это допущение основывается на эффекте "просветления" ПК, в котором коэффициент поглощения приблизительно на порядок меньше по сравнению с *c*-Si [19,20]. "Просветление" приводит к тому, что интенсивность возбуждающего УФ света в пределах толщины $h = 0.5 \mu\text{m}$ меняется незначительно. Кроме этого, считалось, что электронными процессами, переводящими нейтральные центры излучательной аннигиляции в заряженные безызлучательные состояния, можно пренебречь по сравнению с адсорбционными и десорбционными механизмами.

Решение уравнения (7) с начальным условием (4) позволяет получить аналитическое выражение

$$N_l(t) = \frac{N_0^a k_c}{k_c + k_d} + \left\{ N_0 [1 - (h/h_0)(1 - \exp(-(D/D_0)^\alpha))] - \frac{N_0^a k_c}{k_c + k_d} \right\} \exp(-(k_d + k_c)t). \quad (10)$$

В соответствии с (10) интенсивность ФЛ ПК меняется со временем лазерного облучения по экспоненциальному закону. Характер эволюции определяется предэкспоненциальным множителем в фигурных скобках. При малых дозах облучения скорость десорбции водорода превышает скорость адсорбции, количество центров излучательной аннигиляции уменьшается и ФЛ деградирует. Если дозы превышают некоторую величину, наоборот, интенсивность фотолюминесценции начинает увеличиваться за счет преимущественной хемосорбции атомов водорода. Исходя из уравнения (10) значение критической дозы электронного облучения равно

$$D_e = D_0 \alpha \sqrt{\ln \frac{N_0 h / h_0}{N_0^a k_c / (k_c + k_d) + N_0 (h / h_0 - 1)}}. \quad (11)$$

На рис. 4, *a* и *b* сплошными кривыми представлены зависимости $I_l(t)$, рассчитанные по уравнению (10). Критические дозы D_e имели значения $6.75 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ для образца *n*-типа и $25.2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ для *p*-типа.

Уменьшение энергии электронов в процессе предварительной обработки ПК приводит к заметному возрастанию критической дозы смены механизма эволюции ФЛ (в случае образца *n*-типа $D_e = 14.7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ для $E_p = 3 \text{ keV}$ и $D_e = 22 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ для $E_p = 2 \text{ keV}$). В рамках предложенной адсорбционной модели это объясняется уменьшением глубины проникновения электронов в ПК и соответственно необходимостью достижения больших доз для смены знака предэкспоненциального множителя в (10).

Величина интенсивности лазерного излучения также оказывает влияние на характер фотостимулированной эволюции ФЛ ПК. Для определения этой зависимости образец *n*-типа, обработанный электронами ($E_p = 3 \text{ keV}$), облучается лазером с интенсивностью 10, 15 и 35 мВт/см². Эти исследования показали, что при $P = 35 \text{ mW/cm}^2$ возгорания ФЛ не происходит даже на участках с дозой $D = 30 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ в то время как интенсивности 10 и 15 мВт/см² позволяют наблюдать возгорание при дозах, больших $8.8 \cdot 10^{15}$ и $14.7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ соответственно. Очевидно, что увеличение интенсивности лазерного облучения приводит к возрастанию коэффициента разрушения водородных связей k_d (9) и уменьшению второго слагаемого в предэкспоненциальном множителе в уравнении (10). Таким образом, большие потоки фотонов вызывают преимущественное разрушение водородных групп даже в случае достаточно большого количества свободных центров адсорбции.

Выводы

В работе получены зависимости интегральной интенсивности ФЛ ПК *p*- и *n*-типа проводимости от дозы и энергии электронного облучения. Экспериментальные результаты объясняются уменьшением количества центров излучательной аннигиляции экситонов при электронно-стимулированной деструкции водородных связей на поверхности квантовых нитей. Проведена оценка толщины слоя эффективной фотолюминесценции исследуемых образцов.

Впервые обнаружено, что предварительная электронная обработка может приводить не к гашению ФЛ, как это имеет место на исходном образце ПК, а к возгоранию под действием непрерывного лазерного облучения. Показано влияние энергии электронов и интенсивности лазера на величину критической дозы электронов, при которой начинается обусловленное УФ увеличение интенсивности ФЛ. Наблюдаемый эффект объясняется наличием двух конкурирующих каналов изменения количества центров свечения — фотостимулированной десорбции и хемосорбции водорода на внутренней поверхности пор. Использование электронного облучения позволяет изменять соотношение скоростей этих процессов. Хотя наблюдаемые эффекты объясняются в работе изменением количества водородных групп, нельзя полностью исключать активационную роль присутствующего в порах кислорода.

Авторы выражают благодарность С.Н.Микову за помощь в определении спектральных характеристик ФЛ ПК.

Список литературы

- [1] *Canham L.T.* // Appl. Phys. Lett. 1990. Vol. 57. P. 1046–1048.
- [2] *Журавлев К.С., Степина Н.П., Шамирзаев Е.С.* и др. // ФТП. 1994. Т. 28. Вып. 3. С. 482–487.
- [3] *Stevens P.D.* // Appl. Phys. Lett. 1993. Vol. 63. P. 803–805.
- [4] *Пикулов В.Б., Кузнецов С.Н., Ильин А.М.* // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 10. С. 170–174.
- [5] *Астрова Е.В., Витман Р.Ф., Емцев В.В.* и др. // ФТП. 1996. Т. 30. Вып. 3. С. 507–515.
- [6] *Migazaki S., Shiba K., Sakamoto K.* et al. // Optoelectron. 1992. Vol. 7. N 1. P. 95–102.
- [7] *Бару В.Г., Колмакова Т.П., Ормонт А.Б.* и др. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 20. С. 62–66.
- [8] *Петров А.В., Петрухин А.Г.* // ФТП. 1994. Т. 28. Вып. 1. С. 82–85.
- [9] *Джафаров Т.Д.* Радиационно-стимулированная диффузия в полупроводниках. М.: Энергоиздат, 1991. 264 с.
- [10] *Константинова Е.А., Тимошенко В.Ю., Кашкаров П.К.* // Поверхность. 1996. № 2. С. 32–35.
- [11] *Fuchs H.D., Stutzmann M., Brandt M.S.* et al. // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 48. N 11. P. 8172–8189.
- [12] *Tsai C., Li K.-H., Sarathz J.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1991. Vol. 59(22). P. 2814–2816.
- [13] *Костишко Б.М., Орлов А.М., Миков С.Н.* и др. // Изв. РАН. Неорган. материалы. 1995. Т. 31. № 4. С. 444–446.
- [14] *Волькенштейн Ф.Ф.* Электронные процессы на поверхности полупроводников при хемосорбции. М.: Наука, 1987. 431 с.
- [15] *Sunders G.D., Yia-Chung Chang.* // Phys. Rev. B. 1992. Vol. 45. N 16. P. 9202–9213.
- [16] Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
- [17] *Зимин С.П.* // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 24. С. 46–50.
- [18] *Костишко Б.М., Орлов А.М., Емельянова Т.Г.* // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 19. С. 32–38.
- [19] *Астрова Е.В., Лебедев А.А., Ременюк А.Д.* и др. // ФТП. 1995. Т. 29. Вып. 9. С. 1649–1656.
- [20] *Ookubo N.* // J. Appl. Phys. 1993. Vol. 74. P. 6375–6381.