

Фотолюминесценция в области длин волн 1.5–1.6 мкм слоев кремния с высокой концентрацией кристаллических дефектов

© А.А. Шкляев^{+*}†, А.В. Латышев^{+*}, М. Ичикава[#]

⁺ Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

^{*} Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

[#] Quantum-Phase Electronics Center, Department of Applied Physics, Graduate School of Engineering, The University of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-8656, Japan

(Получена 25 августа 2009 г. Принята к печати 7 сентября 2009 г.)

Исследована фотолюминесценция слоев наноструктурированного кремния, который излучает в диапазоне длин волн 1.5–1.6 мкм в результате оптических переходов на глубокие уровни центров рекомбинации, созданные кристаллическими дефектами. Показано, что зависимость интенсивности фотолюминесценции от плотности мощности накачки хорошо описывается моделью с глубокими уровнями одного типа. Обнаружен сдвиг пика фотолюминесценции в область коротких волн при увеличении плотности мощности накачки. Сдвиг свидетельствует об изменениях степени заполнения глубоких уровней, которые происходят в условиях переноса носителей между центрами рекомбинации.

1. Введение

В настоящее время из материалов на основе кремния созданы все элементы оптоэлектронных устройств, за исключением эффективных источников света [1]. Трудности их создания обусловлены непрямозонной электронной структурой кремния, оптические межзонные переходы в которой требуют возбуждения фононов для выполнения закона сохранения импульса. Ключевой подход к увеличению квантового выхода люминесценции состоит в создании слоев наноструктурированного кремния, в котором расстояние между центрами излучательной рекомбинации составляет величину ~ 10 нм и менее. Увеличение эффективности люминесценции в таких структурах может достигаться за счет сочетания таких факторов, как локализация носителей заряда на центрах излучательной рекомбинации и перекрытие из волновых функций. Центрами излучательной рекомбинации могут являться кристаллические дефекты, которые нарушают кристаллическую симметрию кремния [2] и оптические переходы через которые могут происходить без генерации фононов [3–5]. Расположение кристаллических дефектов, как правило, неупорядоченно, и образуемая при этом структура аналогична структуре полупроводника, содержащего легирующие примеси. Однако примеси, которые могут создавать высокую концентрацию электронных состояний в запрещенной зоне кремния, обычно образуют мелкие уровни, формирующие примесные зоны, расположенные вблизи или сливающиеся с основными зонами полупроводника [6]. Создание же структур с высокой концентрацией электронных состояний с глубокими уровнями остается актуальной задачей. В настоящей

работе показано, что кристаллические дефекты могут создавать такую высокую концентрацию центров излучательной рекомбинации с глубокими уровнями, при которой происходит перенос носителей заряда между этими центрами.

Кристаллические дефекты создают центры иллучательной рекомбинации с глубокими уровнями в запрещенной зоне кремния. Оптические переходы с участием этих уровней дают несколько пиков фотолюминесценции (ФЛ) [7]. Высокая концентрация кристаллических дефектов может создаваться несколькими методами, например, в результате пластической деформации кристаллического кремния [7,8] или при высокотемпературном отжиге связанных пластин кремния [9]. Недавно нами был найден способ выращивания слоев кремния с высокой концентрацией дефектов, которые после высокотемпературного отжига дают только один пик ФЛ в области 1.5–1.6 мкм [10,11]. Выращивание этих слоев проводится на наноструктурированной поверхности, покрытой плотным массивом трехмерных островков германия или кремния с расстоянием между ними менее 10 нм, которые образуются при осаждении соответственно германия или кремния на оксидированную поверхность кремния [12–14]. Такие слои могут быть названы наноструктурированными (нс-Si), так как расстояние между кристаллическими дефектами в них около 10 нм и менее. В данной работе исследованы слои нс-Si, которые показали наиболее высокую интенсивность ФЛ. Анализ полученных зависимостей интенсивности ФЛ от плотности мощности накачки для температур 100 К и выше показал, что излучательная рекомбинация происходит в условиях, когда степень заполнения глубоких уровней зависит от плотности мощности накачки и сопровождается сдвигом пика ФЛ

† E-mail: shklyaev@thermo.isp.nsc.ru

в область коротких волн. Сдвиг является результатом заполнения самых глубоких уровней из числа незанятых и свидетельствует о достаточно свободном переносе носителей заряда между центрами рекомбинации. Отметим, что возможность делокализации волновых функций электронов с образованием мини-зон предполагалась ранее в сверхрешетках близко расположенных квантовых точек германия в кремнии [15,16].

2. Эксперимент

Слои наноструктурированного кремния выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на пластинах кремния *p*-типа проводимости с ориентацией поверхности (100) и удельным сопротивлением 20–100 Ом·см. Подготовка исходной поверхности включало в себя рост буферного слоя толщиной ~100 нм с использованием электронно-лучевого испарителя и оксидирование поверхности этого слоя непосредственно в ростовой камере в атмосфере кислорода при давлении $\sim 2 \cdot 10^{-6}$ Торр и температуре 500°C для образования пленки оксида кремния толщиной 0.3–0.5 нм. Далее на этой оксидированной поверхности выращивались трехмерные островки кремния размером ~3 нм с плотностью их массива $\sim 10^{13}$ см⁻² [14]. При температурах роста в диапазоне 400–500°C этот массив содержал кристаллические островки, часть из которых были эпитаксиальными по отношению к кристаллической подложке кремния. Дальнейший рост таких островков приводил к их коалесценции с образованием дислокаций, которые проникали на всю толщу растущего слоя [17]. По данным просвечивающей электронной микроскопии расстояние между дислокациями составляло величину до 10 нм. Атомная структура дефектов, ответственных за излучательную рекомбинацию носителей, пока не установлена. По результатам ранее проведенных расчетов такими дефектами могут являться кластеры межузельных атомов, расположенные вблизи ядра дислокации [18]. Концентрация кристаллических дефектов в таких слоях nc-Si может достигать величины 10^{18} см⁻³ и более.

В данной работе исследовались образцы со слоем nc-Si толщиной ~150 нм. В отдельной камере образцы подвергались отжигу при 1100°C в атмосфере сухого азота в течение нескольких секунд. Измерение ФЛ проводилось стандартным (lock-in) методом с использованием монохроматора с дифракционной решеткой и германиевого детектора или фотоумножителя на основе InGaAs. ФЛ вызывалась облучением образца пучком света с длиной волны 532 нм от Nd:YAG-лазера с диодной накачкой, работающего на удвоенной частоте, или излучением HeCd-лазера с длиной волны 325 нм. Максимальная мощность излучения с длиной волны 532 нм на поверхности образца составляла 80 мВт и была сфокусирована на образце в пятно площадью ~0.1 мм².

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

Слои кремния, выращенные на наноструктурированной поверхности при температурах 400–500°C, характеризуются спектрами ФЛ с широкой полосой излучения в диапазоне 1.4–1.6 мкм. Интенсивность ФЛ в этом диапазоне возрастает на один-два порядка после отжига образцов при температурах до 1100°C [10,11]. При этом образуется пик ФЛ с центром вблизи 1.5 мкм, как показано на рис. 1. В коротковолновой области содержатся также пики от непрямых межзонных оптических переходов в кремнии. Наиболее интенсивный пик излучения, связанный с возбуждением поперечного оптического (ТО) фонона, обозначен на рис. 1 как Si-ТО. Изображения слоев nc-Si, полученные методом просвечивающей электронной микроскопии, показывают наличие высокой концентрации кристаллических дефектов (см. вставку на рис. 1). Поскольку дефекты могут вызвать появление нескольких пиков ФЛ, наличие только одного пика вблизи 1.5 мкм в спектрах ФЛ слоев nc-Si свидетельствует об образовании в них светоизлучающих дефектов только одной конфигурации.

Отметим также и другое свойство слоев nc-Si, которое связано с высокой концентрацией дефектов. На рис. 1 представлены данные для образца со слоем nc-Si толщиной ~150 нм, полученные при возбуждении ФЛ светом с длиной волны 532 нм, имеющим сравнительно

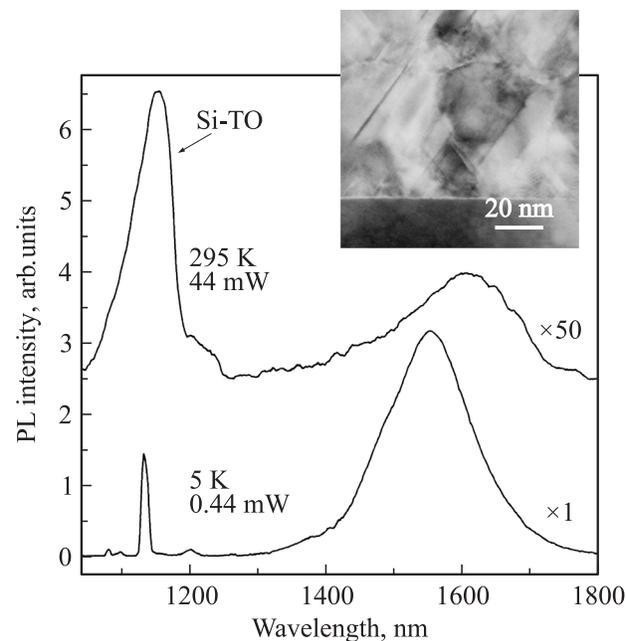


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции (PL) при 295 и 5 К образца кремния, покрытого слоем nc-Si толщиной ~150 нм. На вставке — изображение слоя nc-Si, полученное с помощью просвечивающего электронного микроскопа; изображение показывает наличие высокой концентрации кристаллических дефектов.

большую глубину проникновения, ~ 1 мкм. При использовании света с длиной волны 325 нм, который в значительной мере поглощается поверхностным слоем кремния толщиной несколько десятков нанометров, интенсивность пика Si–ТО становится значительно меньше относительно пика, связанного с дефектами. В этом случае пик Si–ТО полностью исчезает в спектрах ФЛ от образцов со слоем nc-Si толщиной 300 нм. Это свойство свидетельствует о том, что все избыточные носители рекомбинируют в слое nc-Si и не достигают кристаллической подложки кремния посредством диффузии. Поэтому пик Si–ТО в спектрах образцов со слоем nc-Si является результатом межзонных оптических переходов, происходящих в подложке.

Данные о доминирующих механизмах рекомбинации носителей в слоях nc-Si могут быть получены на основе исследования интенсивности ФЛ (I_{PL}) в зависимости от плотности мощности накачки (W). Такая зависимость обычно описывается степенной функцией $I_{PL} \propto W^m$, как показано на рис. 2, где m — показатель степени. Значения m зависят от температуры и диапазона W . Значения m были определены для нескольких образцов с использованием как германиевого детектора, так и фотоумножителя на основе InGaAs. Эти исследования показали хорошую воспроизводимость значений m , которые приведены на рис. 2. Для сравнения на вставке

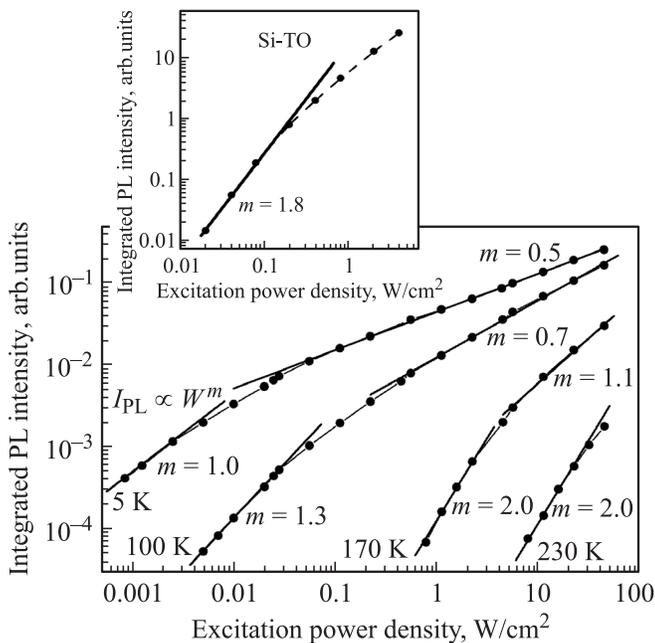


Рис. 2. Зависимость интегральной интенсивности пика фотолюминесценции (PL) слоев nc-Si в области 1.5 мкм от плотности мощности накачки для температур 5, 100, 170 и 230 К. Прямые линии — аппроксимация экспериментальных данных степенной функцией, показатели степени приведены. На вставке — зависимость интенсивности пика фотолюминесценции Si–ТО от плотности мощности накачки для кристаллического кремния при 5 К.

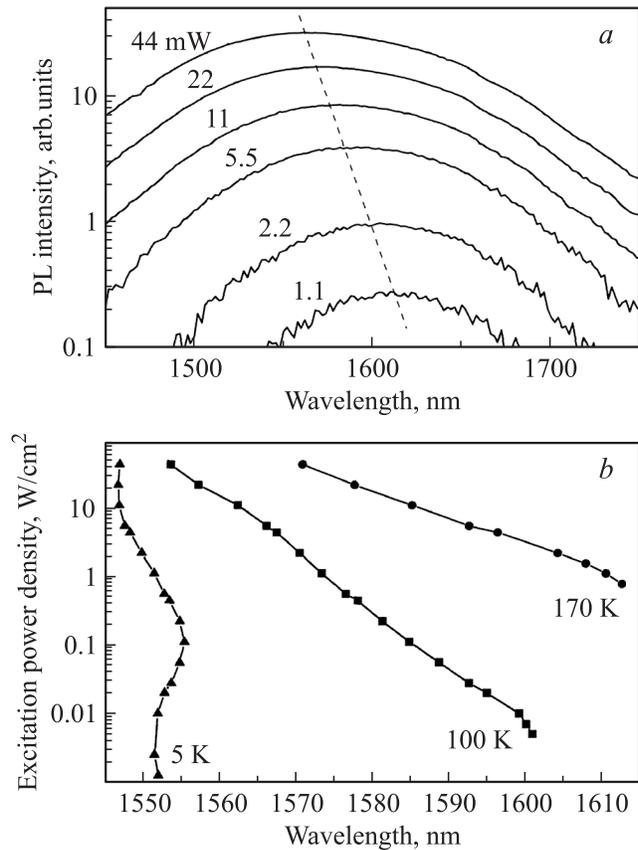


Рис. 3. *a* — зависимость пика фотолюминесценции (PL) от плотности мощности накачки при 170 К; штриховая линия показывает сдвиг положения пика с изменением плотности мощности накачки. *b* — зависимость положения пика фотолюминесценции в области 1.5 мкм от плотности мощности накачки для температур 5, 100 и 170 К.

рис. 2 приведены также данные для кристаллического кремния полученные при 5 К.

Из рис. 3 видно, что положение пика ФЛ слоев nc-Si зависит как от W , так и от температуры. При 5 К положение пика ФЛ слабо зависит от W , и эта зависимость не имеет однонаправленного характера. При более высоких температурах происходит сильный сдвиг пика ФЛ в область коротких длин волн при увеличении W . Этот сдвиг не может быть связан с нагревом образца лазерным пучком, так как при нагреве имеет место смещение пика ФЛ в область более длинных волн, которое обусловлено уменьшением ширины запрещенной зоны кремния [17]. Отметим, что при увеличении температуры от 5 К до комнатной интенсивность ФЛ, связанной с дефектами, уменьшается приблизительно на 3 порядка. При сравнительно больших величинах W пик ФЛ не исчезает полностью, как показано на рис. 1, а сохраняется на некотором уровне. Этот уровень ФЛ, вероятно, определяется балансом между скоростями излучательной и безызлучательной рекомбинации носителей.

3.1. Излучение кристаллического кремния

Излучение в результате межзонных оптических переходов в кристаллическом кремнии наблюдается при сравнительно высоких плотностях мощности накачки. При этом для образцов с низким уровнем легирования можно считать, что Δn и $\Delta p \gg n_0$ и p_0 и, следовательно, $n \approx \Delta n$ и $p \approx \Delta p$, где n_0 , Δn и n (p_0 , Δp и p) — термически равновесная, избыточная и суммарная концентрации свободных электронов (дырок) соответственно. При стационарном фотовозбуждении концентрация электронов и дырок определяется балансом между скоростями их фото- и термогенерации и рекомбинации. Скорость излучательной рекомбинации сравнительно мала по сравнению со скоростью безызлучательной многофононной (Шокли–Рид–Холл) рекомбинации [19,20] в области сравнительно невысоких концентраций носителей и скоростью оже-процессов при их высоких концентрациях [21,22]. При таком соотношении между скоростями рекомбинации излучательную рекомбинацию можно не учитывать при определении концентрации носителей. В области сравнительно невысоких величин W скорость фотогенерации носителей $R(n, p)$ в значительной мере сбалансирована скоростью безызлучательной многофононной рекомбинации [19–22]:

$$R(n, p) \approx c_n c_p N_r (np - n_i^2) / [c_n(n + n_1) + c_p(p + p_1)], \quad (1)$$

где c_n и c_p — коэффициенты захвата электронов на пустые центры безызлучательной рекомбинации и дырок на заполненные соответственно, N_r — концентрация центров безызлучательной рекомбинации, n_i^2 — квадрат собственной концентрации носителей, $n_1 = n_i \exp[(E_r - E_i)/kT]$, $p_1 = n_i \exp[-(E_r - E_i)/kT]$, E_r — энергия уровня центра безызлучательной рекомбинации, E_i — энергия уровня Ферми, $n_1 p_1 = n_i^2$, T — температура, k — постоянная Больцмана. При низкой температуре в области условий, при которых $n_i^2 \ll np$, $n_1 \ll n$ и $p_1 \ll p$, формула (1) преобразуется к виду

$$R(n, p) \approx c_n c_p N_r np / (c_n n + c_p p). \quad (2)$$

Кроме этого, естественно также предположить, что n , p и концентрации ионизованных центров имеют одинаковую зависимость от W , т.е. $p \propto n$. Учитывая, что $R(n, p) = aW$, где a — константа скорости фотогенерации, из (2) для концентрации носителей получаем $n, p \propto W$. Тогда для скорости излучательной рекомбинации свободных носителей имеем [22] $I_{PL}(W) = Bnp \propto W^2$, где B — константа скорости. Это описание хорошо соответствует экспериментальным данным, полученным для пика Si–TO в области сравнительно невысоких величин W , при которых аппроксимация экспериментальной зависимости с помощью степенной функции характеризуется показателем степени $m \approx 1.8$ (см. вставку на рис. 2).

В области больших величин W доминируют оже-процессы, в которых участвуют три носителя заряда [21,22],

$$R(n, p) \approx C_1 n^2 p + C_2 n p^2, \quad (3)$$

где C_1 и C_2 — константы скоростей оже-процессов. Принимая, что n и p имеют одинаковую зависимость от W , получаем $n, p \propto W^{1/3}$ и, следовательно, $I_{PL}(W) \propto W^{2/3}$. Полученное уменьшение показателя степени m с увеличением W соответствует уменьшению наклона зависимости интенсивности пика ФЛ от плотности мощности накачки, которое наблюдается экспериментально (см. вставку на рис. 2).

3.2. Перенос носителей между центрами рекомбинации

Высокотемпературный отжиг слоев nc-Si приводит к формированию в них термически стабильных кристаллических дефектов, которые создают центры излучательной рекомбинации. Их пространственное распределение является случайным. При случайном распределении дефекты влияют друг на друга так, что глубина залегания созданных ими уровней не является строго одинаковой [6]. В результате образуется зона глубоких уровней. На рис. 3 представлены данные о положении пика ФЛ слоев nc-Si, которые показывают, что при температурах 100 и 170 К наблюдается сдвиг пика ФЛ в область коротких волн при увеличении W . Вероятная схема зонной структуры слоев nc-Si состоит из глубоких уровней, расположенных ниже уровня Ферми и выше потолка валентной зоны на ~ 0.4 эВ [18]. В термически равновесных условиях при сравнительно низких температурах степень заполнения таких уровней электронами близка к единице. С введением фотогенерации степень заполнения уменьшается. Сдвиг пика ФЛ в область коротких волн показывает, что изменение заполнения происходит таким образом, что при каждой величине W остаются заполненными наиболее глубокие из числа этих глубоких уровней. При случайном характере как фотогенерации носителей, так и обратных электронных переходов такой порядок заполнения глубоких уровней свидетельствует о переносе носителей между центрами рекомбинации. При этом скорость этого переноса должна быть существенно выше скорости излучательной рекомбинации.

3.3. Рекомбинация носителей в слоях nc-Si

Как и в случае кристаллического кремния, в слоях nc-Si скорость безызлучательной рекомбинации значительно преобладает над скоростью излучательной рекомбинации и поэтому также не оказывает существенного влияния на концентрацию носителей. В области небольших значений W и соответственно невысоких концентраций носителей доминирует многофононная безызлучательная рекомбинация, при которой $n, p \propto W$, тогда

как в области высоких концентраций носителей доминируют оже-процессы, при которых $n, p \propto W^{1/3}$. При высокой концентрации дефектов могут доминировать оже-процессы, протекающие с участием не только свободных носителей, но и носителей, захваченных на уровни дефектов. В этом случае концентрация носителей дается соотношениями $n, p \propto W^{1/2}$ или $n, p \propto W$ в зависимости от того, один или два носителя, захваченных на уровень дефекта, вовлечены в оже-процесс.

Для скорости оптических переходов на глубокие уровни имеем [21]

$$I_{PL}(W) = c_{nr}(1-f)N_d n, \quad (4)$$

где c_{nr} — коэффициент захвата электрона из зоны проводимости на свободные глубокие уровни, f и N_d — степень заполнения и концентрация глубоких уровней соответственно. Отсутствие хорошо выраженного однонаправленного сдвига пика ФЛ показывает, что величина f не зависит от W при 4 К (рис. 3), т.е. $f \approx f^{(0)}$, где $f^{(0)}$ — равновесное значение f в отсутствие фотогенерации. При этом показатель степени m функции, используемой для аппроксимации экспериментальных данных, убывает с $m \approx 1$ до $m = 0.5$ по мере увеличения W . Согласно формуле (4), это означает, что при сравнительно небольших уровнях возбуждения концентрация носителей определяется многофононной рекомбинацией ($n \propto W$). При больших W доминируют оже-процессы, в которых один из трех носителей, вовлеченных в оже-процесс, является захваченным на уровень дефекта ($n \propto W^{1/2}$).

Наличие сильного однонаправленного сдвига пика ФЛ при более высоких температурах, 100 и 170 К, показывает (рис. 3), что f становится зависимой от W . В общем случае величина f определяется из уравнения баланса между скоростями процессов, приводящих к заполнению этих уровней электронами, и процессов, приводящих к их опустошению. Мы ограничимся простым предположением, что при этих температурах уменьшение f с увеличением W происходит за счет температурного увеличения скорости перехода электронов с глубокого уровня в валентную зону. Поскольку эта скорость пропорциональна p , то $f = f^{(0)} - \Delta f \approx f^{(0)} - \alpha p$, где Δf — уменьшение степени заселенности глубоких уровней и α — коэффициент пропорциональности. Учитывая, что в используемом нами диапазоне температур значение $f^{(0)}$ близко к единице, из (4) для скорости оптических переходов получаем

$$I_{PL}(W) \propto np. \quad (5)$$

Соотношение (5) имеет такую же зависимость от концентрации носителей, как формула для скорости рекомбинации свободных носителей ($I_{PL} = Bnp$). Такая аналогия представляется оправданной по причине достаточно свободного переноса носителей между состояниями на глубоких уровнях. Соотношение (5) качественно согласуется с экспериментальными зависимостями,

полученными для температур выше 5 К (рис. 2). При этом уменьшение показателя степени m с увеличением W объясняется изменением доминирующего механизма безызлучательной рекомбинации от многофононного при невысоких значениях W , при которых $n, p \propto W$, к оже-процессам, при которых также возможна смена доминирующего механизма, когда применимость соотношения $n, p \propto W^{1/2}$ меняется на $n, p \propto W^{1/3}$ по мере увеличения концентрации носителей.

В спектрах ФЛ образцов кремния, в которых кристаллические дефекты формируются под действием пластической деформации, наряду с пиком в области 1.5–1.6 мкм наблюдаются также пики ФЛ в области более коротких волн. Для интерпретации таких спектров в работе [8] была предложена схема расположения уровней, в которой оптические переходы, дающие пик ФЛ в области 1.5–1.6 мкм, происходят между двумя глубокими уровнями. Хотя этот пик ФЛ, вероятно, связан с одинаковыми дефектами как в образцах после деформации, так и в слоях nc-Si, полученные в данной работе экспериментальные данные хорошо согласуются с моделью, в которой излучение происходит в результате оптических переходов из зоны проводимости на глубокий уровень. Существование для таких переходов подходящего энергетического уровня дефектов, расположенного на 0.4 эВ выше потолка валентной зоны, было получено в теоретических расчетах [18].

Можно отметить, что слои nc-Si, выращенные с использованием оксидированных поверхностей кремния, рассматриваются как материал, перспективный для создания источников инфракрасного излучения в области 1.5 мкм. Недавно было показано, что диоды, изготовленные на их основе, излучают при комнатной температуре [23]. Обнаруженный в этих слоях перенос носителей заряда между центрами рекомбинации является полезным свойством, так как создает дополнительный канал для уменьшения степени заполнения глубоких уровней электронами (согласно предложенной модели) при инжекции носителей заряда под действием электрического поля. Перенос носителей достигается благодаря достаточно высокой концентрации центров излучательной рекомбинации в полученных слоях кремния.

4. Заключение

Измерены спектры фотолюминесценции слоев nc-Si, связанной с кристаллическими дефектами, в зависимости от плотности мощности накачки при нескольких температурах в диапазоне от 5 до 230 К. Обнаружено, что пик ФЛ в области 1.5–1.6 мкм сдвигается в область коротких волн при увеличении плотности мощности накачки. Этот сдвиг связан с изменениями степени заполнения глубоких уровней дефектов и свидетельствует о переносе носителей между центрами излучательной рекомбинации. Анализ полученных зависимостей проведен в рамках модели, в которой плотность носителей опре-

деляется балансом между скоростями генерации носителей и процессами безызлучательной рекомбинации, а наблюдаемый пик ФЛ возникает в результате оптических переходов из зоны проводимости на глубокие уровни, расположенные на 0.4 эВ выше потолка валентной зоны. Анализ показал, что экспериментальные зависимости отражают смену доминирующей роли многофоновой безызлучательной рекомбинации на оже-процессы по мере увеличения плотности мощности накачки.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 09-07-00106-а и 09-02-01171-а) и программы президиума РАН (грант № 1.13.21).

Список литературы

- [1] L. Pavesi. *J. Phys.: Condens. Matter*, **15**, R1169 (2003).
- [2] P.T. Landsberg. *Sol. St. Electron.*, **10**, 513 (1967).
- [3] А.В. Яхневич. *ФТТ*, **7**, 259 (1965).
- [4] R.J. Spry, W.D. Compton. *Phys. Rev.*, **175**, 1010 (1968).
- [5] S.G. Cloutier, P.A. Kosyrev, J. Xu. *Nature Materials*, **4**, 887 (2005).
- [6] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1977).
- [7] Н.А. Дроздов, А.А. Патрин, В.Д. Ткачев. *Письма ЖЭТФ*, **23**, 651 (1976).
- [8] V.V. Kveder, E.A. Steinman, S.A. Shevchenko, H.G. Grimmeiss. *Phys. Rev. B*, **51**, 10 520 (1995).
- [9] M. Kittler, M. Reiche, T. Argyirov, W. Seifert, X. Yu. *Phys. Status Solidi A*, **203**, 802 (2006).
- [10] A.A. Shklyaeв, S. Nobuki, S. Uchida, Y. Nakamura, M. Ichikawa. *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 121 919 (2006).
- [11] A.A. Shklyaeв, S.P. Cho, Y. Nakamura, N. Tanaka, M. Ichikawa. *J. Phys.: Condens. Matter*, **19**, 136 004 (2007).
- [12] A.A. Shklyaeв, M. Shibata, M. Ichikawa. *Phys. Rev. B*, **62**, 1540 (2000).
- [13] А.А. Шкляев, М. Ичикава. *УФН*, **178**, 139 (2008).
- [14] A.A. Shklyaeв, M. Ichikawa. *Phys. Rev. B*, **65**, 045 307 (2002).
- [15] Н.В. Сибирев, В.Г. Талалаев, А.А. Тонких, Г.Э. Цыплин, В.Г. Дубровский, Н.Д. Захаров, P. Werner. *ФТП*, **40**, 230 (2006).
- [16] М.М. Соболев, Г.Э. Цыплин, А.А. Тонких, Н.Д. Захаров. *ФТП*, **42**, 311 (2008).
- [17] A.A. Shklyaeв, Y. Nakamura, M. Ichikawa. *J. Appl. Phys.*, **101**, 033 532 (2007).
- [18] A.T. Blumenau, R. Jones, S. Oberg, P.R. Briddon, T. Frauenheim. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 187 404 (2001).
- [19] W. Shockley, W.T. Read. *Phys. Rev.*, **87**, 835 (1952).
- [20] R.N. Hall. *Phys. Rev.*, **87**, 387 (1952).
- [21] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясневич. *Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках* (СПб., ПИЯФ РАН, 1997).
- [22] M. Fukuda. *Optical semiconductor devices* (N.Y., John Wiley & Sons, 1999).
- [23] A.A. Shklyaeв, Y. Nakamura, F.N. Dultsev, M. Ichikawa. *J. Appl. Phys.*, **105**, 063 513 (2009).

Редактор Л.В. Шаронова

Photoluminescence in the 1.5–1.6 μm wavelength region from silicon layers with high density of crystal defects

A.A. Shklyaeв^{+,*}, A.V. Latyshev^{+,*}, M. Ichikawa[#]

⁺ The Institute of Semiconductor Physics, Russian Academy of Sciences, Siberian Branch, 630090 Novosibirsk, Russia

^{*} Novosibirsk State University, 630090 Novosibirsk, Russia

[#] Quantum-Phase Electronics Center, Department of Applied Physics, Graduate School of Engineering, The University of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-8656, Japan

Abstract The photoluminescence of nanostructured silicon layers which radiate at 1.5–1.6 μm wavelengths due to optical transitions via deep levels of recombination centers created by crystal defects is investigated. It is shown that the dependence of the photoluminescence intensity on the excitation power density allows to be well described within the model with one type of deep levels. The photoluminescence peak is found to be shifted towards the short wavelength region as the excitation power density increases. The shift indicates changes in the occupation of deep levels, which occur in the conditions of carrier transfer between the recombination centers.