

Фотоиндуцированные дефекты в аморфных пленках $a\text{-Si:H}$ и в структурах с квантовыми ямами MQW на основе InGaN/GaN, легированных Eu, Sm, Eu + Sm

© М.М. Мездрогина,¹ Е.И. Теруков,¹ И.Н. Трапезникова,¹ Ю.В. Кожанова²

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: Margaret.m@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 22 апреля 2014 г. В окончательной редакции 22 октября 2014 г.)

Появление фотоиндуцированных дефектов в пленках $a\text{-Si:H}$ связано с увеличением плотности состояний в середине запрещенной зоны вследствие конверсии слабых, напряженных связей кремния с водородом (Si:H) в оборванные Si-Si-связи, с наличием пространственно разделенных областей с различной концентрацией и типами связей Si-H. В структурах с квантовыми ямами (MQW) на основе InGaN/GaN, легированных РЗИ, фотоиндуцированные дефекты появляются в результате увеличения интенсивности возбуждения при измерениях спектров микрофотолюминесценции, что является причиной реализации сложного пространственного рельефа случайного потенциала в основном в латеральной плоскости, вследствие чего возможно появление кластеров с отличающимся от среднего составом In вплоть до разделения фаз InN и GaN.

Введение

Исследования причин появления дефектов, обусловленных увеличением интенсивности возбуждения, больших плотностей тока в различных полупроводниковых матрицах (на примере пленок аморфного гидрированного кремния, структур с квантовыми ямами на основе Ш-нитридов, окислах) привлекают внимание физиков-гео-ретиков и экспериментаторов.

Наибольшее число исследований посвящено причинам появления фотоиндуцированных дефектов в пленках аморфного гидрированного кремния ($a\text{-Si:H}$) и структурах на их основе, поскольку они широко используются для изготовления фотопреобразователей и проблемы стабильности электрических и фотоэлектрических свойств этого материала при интенсивной засветке до сих пор остаются актуальными.

Фотоиндуцированные дефекты в пленках $a\text{-Si:H}$ исследуются начиная с 80-х годов, поскольку после интенсивного освещения наблюдалось существенное падение эффективности работы солнечных батарей на основе данного материала. Этот эффект известен как эффект Стаблера-Вронского [1,2,3] для пленок $a\text{-Si:H}$. Результатом многочисленных исследований о причинах появления фотоиндуцированных дефектов явился вывод об увеличении плотности состояний в середине запрещенной зоны вследствие конверсии слабых, напряженных связей кремния с водородом (Si-H) в оборванные Si-Si-связи, о наличии пространственно разделенных областей с различной концентрацией и типами связей Si-H, что приводит к неоднородному пространственно-энергетическому распределению неравновесных носителей. Исследовалось влияние суммарной концентрации и типов связей водорода с кремнием на изменение

концентрации оборванных связей в пленках $a\text{-Si:H}$ и структурах на их основе [2-6].

Интенсивные исследования структур с множественными квантовыми ямами (MQW) на основе InGaN/GaN обусловлены широким использованием их в качестве светоизлучающих приборов, в перспективе — в качестве лазерных и структур для твердотельного освещения. В результате изучения механизмов формирования спектров излучения в структурах с MQW на основе InGaN/GaN показано, что основной вклад в излучение вносят локализованные состояния различных типов. В формировании спектров излучения участвуют также ансамбли метастабильных состояний, обладающих различными временами жизни носителей, локализованных на них. Показано, что наличие встроенных полей способствует пространственному разделению носителей, т.е. локализации и делокализации носителей на флуктуациях границ, появление которых вызвано различными причинами. Начиная с 1999 г. и вплоть до настоящего времени интенсивно исследуются причины падения эффективности излучения в широко используемых для освещения структурах с MQW на основе InGaN/GaN [7-11] при использовании больших плотностей тока накачки. Было показано, что для светодиодных гетероструктур при возрастании тока накачки квантовый выход сначала растет, а затем начинает падать. Конкуренция процессов излучательной и безызлучательной рекомбинаций в активной области чаще всего в одной или нескольких квантовых ямах является причиной роста квантового выхода при малых токах, а причины падения квантового выхода при больших токах связывают с туннельными утечками тока вдоль протяженных дефектов, возникающих из-за локального увеличения прыжковой проводимости через обедненную область и локального понижения p -барьера [9-11].

Исследуются фотоиндуцированные дефекты в окислах ZnO-SrTiO_3 [12,13]. Для нелегированных кристаллов SrTiO_3 исследован эффект падения сопротивления, достигающего пяти порядков величины, в результате освещения образца в течение 10^3-10^4 с. Сделано предположение о наличии неоднородностей в кристаллах SrTiO_3 трехмерной сети металлизированных нанонитей, формируемых протяженными дефектами, например краевыми и винтовыми дислокациями.

Одной из основных причин падения эффективности в структурах с MQW на основе InGaN/GaN является флуктуация состава InGaN в активных областях, а также большая плотность дефектов в барьерных слоях $n\text{-GaN}$ данных структур. Для III-нитридных соединений ($n\text{-GaN}$) существование метастабильных центров может отражать процесс реконструкции мелких доноров. Для примесей, дающих мелкие доноры и обеспечивающих наличие в вышеуказанных соединениях n -тип проводимости, возможно образование отрицательно заряженных (DX^-) центров. Эти центры могут обуславливать самокомпенсацию примеси вследствие протекания реакции $2\text{D} - \text{D} + \text{DX}^-$. На основании протекания данной реакции может произойти разрыв связей, симметрия дефекта измениться.

В вышеуказанных структурах образование кластеров In-N происходит в кристаллической решетке трехкомпонентного слоя InGaN , в которых равновесное состояние (необходимое при образовании кластеров) достигается не всегда в силу энергетических или кинетических ограничений, поэтому чаще всего кластеры являются метастабильными образованиями с различной устойчивостью.

Структуры с MQW на основе InGaN/GaN , легированные редкоземельными металлами (РЗМ), имеющие сочетание атомных характеристик поведения электронов в редкоземельных ионах, с одной стороны, и коллективного поведения носителей в наноструктурах, с другой стороны, являются перспективным объектом исследований не только с теоретической, но и практической точек зрения. Показано, что легирование структур РЗМ дает возможность создания светодиодов белого цвета без применения люминофоров, которые в настоящее время вынуждены применять, поскольку сложно получить интенсивное излучение в „красной“ длинноволновой ($\lambda > 600$ nm) области спектра в структурах с MQW на основе InGaN/GaN . При увеличении концентрации In в слое InGaN увеличивается вероятность образования кластеров In-N , что приводит к уменьшению интенсивности излучения в данной области спектра и невозможности получения светодиодов белого цвета, потому что интенсивность излучения структур в видимой области должна быть одинаковой для $400 \leq \lambda < 650$ nm.

В вышеуказанных структурах в качестве широкозонного „барьерного“ слоя используется $n\text{-GaN}$. Было показано, что легирование GaN РЗМ приводит к однородному пространственному распределению примесно-дефектных комплексов, что должно способствовать повышению устойчивости параметров структур при интенсивном воздействии света [12–15].

Исследования причин уменьшения эффективности излучения в структурах с MQW на основе InGaN/GaN при использовании больших плотностей тока накачки выполнялись, как правило, на основании исследований спектров электролюминесценции. В настоящей работе для исследования появления фотоиндуцированных дефектов использованы спектры фотолюминесценции.

Цель работы — исследование влияния суммарной концентрации водорода в пленках $a\text{-Si:H}$ на увеличение концентрации дефектов в результате интенсивного (AM-1 , $100 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$) облучения. Исследование влияния интенсивной засветки при измерениях спектров микрофотолюминесценции на вид спектров макрофотолюминесценции при последующих измерениях, процессов отжига на формирование спектров излучения структур с MQW на основе InGaN/GaN , легированных Eu , Sm , $\text{Eu} + \text{Sm}$. Сравнение механизмов появления фотоиндуцированных (метастабильных) состояний в аморфной и кристаллической полупроводниковых матрицах, модели появления фотоиндуцированных дефектов в исследуемых полупроводниковых материалах.

Эксперимент

Было показано, что вопросы стабильности параметров пленок $a\text{-Si:H}$ под влиянием облучения (эффект Стаблера–Вронского), обусловленные образованием дефектов вследствие конверсии слабых кремний-кремниевых (Si-Si) связей в оборванные, могут быть связаны с наличием „избыточного“ водорода в неупорядоченной структурной сетке. Проблема нанесения пленок $a\text{-Si:H}$ с суммарной концентрацией водорода, равной концентрации оборванных Si-Si -связей в неупорядоченной структурной сетке негидрированного аморфного кремния ($a\text{-Si}$), не может быть решена с использованием традиционных методов нанесения пленок при условии, что суммарная концентрация дефектов не превышает 10^{16} cm^{-3} .

Пленки $a\text{-Si:H}$ получены методом высокочастотного разложения газовых смесей, содержащих силан. Концентрация водорода в пленках варьировалась путем отжига в атомарном водороде [3]. Исследование эффекта Стаблера–Вронского (освещение AM-1 в течение 10 h) показало, что увеличение концентрации дефектов до $8 \cdot 10^{16} - 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ в результате облучения зависит от концентрации водорода в пленках: при концентрации водорода, не превышающей 1% at (т.е. равной концентрации ненасыщенных связей в аморфном кремнии), наблюдается незначительное изменение концентрации оборванных связей от $7 \cdot 10^{16}$ до $1.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. В результате исследований фотоиндуцированных дефектов в аморфных матрицах, в аморфных пленках $a\text{-Si:H}$ показано, что дефекты обусловлены наличием неоднородностей по составу и типам связей Si-H , Si-H-Si , Si-O-H-Si , что связано с концентрацией водорода в пленках большей, чем необходимо для насыщения оборванных Si-Si -связей в неупорядоченной структурной сетке $a\text{-Si}$.

Предполагается, что конверсия слабых Si–Si-связей в оборванные обусловлена типами дефектов неупорядоченной структурной сетки аморфного кремния, создаваемых с использованием кремний-водородных радикалов. Дальнейшие результаты исследований деградационных процессов в фотопреобразователях с высокими значениями эффективности фотопреобразования (токов короткого замыкания и напряжения холостого хода) на основе α -Si:H подтверждают ранее полученные результаты об увеличении плотности состояний в середине щели подвижности в процессе фотоиндуцированной деградации от $5 \cdot 10^{16} - 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, т.е. изменения в тех же пределах, что и полученные ранее в работе [3], о влиянии кремний-водородных связей на деградационную стойкость приборов [5,6].

Для исследований причин появления фотоиндуцированных дефектов в светоизлучающих приборах на основе соединений III-нитридов использованы структуры с множественными квантовыми ямами (MQW), полученные методом разложения металлоорганических смесей (MOCVD). Структуры представляют собой набор из пяти квантовых ям $\text{GaN}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($0.1 < x < 0.4$), выращенных на подложке из сапфира. Ширина квантовых ям составляет $\sim 2.0 - 2.5 \text{ nm}$, с барьером в $\sim 7 \text{ nm}$. В настоящей работе исследовались структуры с большой величиной интенсивности излучения-I, малой величиной полной ширины спектральной линии на полувысоте (FWHM) $\text{FWHM} = (30 - 60) \text{ meV}$, с максимумом длины волны излучения $\lambda = (410 - 440) \text{ nm}$.

С целью уменьшения концентрации дефектов при введении примесей (Eu, Sm, Eu + Sm) в данные структуры использовался метод диффузии. После нанесения пленок (Eu, Sm, Eu + Sm) термическим или ионно-плазменным напылением на поверхность структуры отжигались в среде Ar при температуре $(1000 - 1050)^\circ\text{C}$ в течение 1 h. Затем концентрации введенных и фоновых примесей определялись методом рентгеновской флуоресценции на установке X-Art M при $T = 300 \text{ K}$. Концентрация примесей составляла $(2 - 7) \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Локальное окружение, зарядовое состояние примесных ионов Eu, Sm определялись с помощью мессбауэровской спектроскопии на спектрометре SM 4201TERLAB при $T = 300 \text{ K}$. Зарядовое состояние Eu в исследованных структурах было в основном Eu^{3+} , малая часть примеси Eu имела зарядовое состояние Eu^{2+} , другая примесь –Sm имела лишь одно зарядовое состояние $-\text{Sm}^{3+}$.

При измерении спектров микрофотолюминесценции (ФЛ) использовался лазер с $\lambda = 266 \text{ nm}$, площадь пятна $2 \mu\text{K}$, мощность 5 mW , плотность возбуждения $W = 7 \cdot 10^{23} \text{ photon/scm}^2$, т.е. отличается от плотности возбуждения для микро ФЛ при малом уровне возбуждения $W = 3.52 \cdot 10^{22} \text{ photon/scm}^2$ на один порядок, от плотности возбуждения, при измерениях макро ФЛ ($W = 3.52 \cdot 10^{20} \text{ photon/scm}^2$) при высокой плотности возбуждения отличалась на три порядка.

В качестве источника излучения, возбуждающего макро ФЛ, использовалось несколько типов лазеров.

Непрерывный He–Cd-лазер с длиной волны $\lambda = 325 \text{ nm}$ с мощностью излучения 1 mW , плотность возбуждения $W = 3.2 \cdot 10^{20} \text{ photon/scm}^2$

Импульсный азотный лазер типа ЛГИ-21 с длительностью импульса $\tau = 7 \text{ ns}$ на полуширине импульса, частотой следования 100 s^{-1} , средней мощностью 3 mW и длиной волны излучения $\lambda = 337.1 \text{ nm}$. Плотность энергии в импульсе при расфокусированном пучке $\approx 10 \text{ kW/cm}^2$.

Для корректного сравнения спектров излучения разных образцов контролируемые параметры: угол падения луча, интенсивность возбуждающего света, температура были постоянными (300 K , 77 K).

Измерения спектра микро ФЛ в магнитном поле проводили в геометрии Фарадея, магнитное поле создавалось сверхпроводящим соленоидом. Величину напряженности внешнего магнитного поля (B) варьировали от 0 до 5 Т, температуру измерения — от 4.2 до 78 К.

Отжиг исследуемых в настоящей работе структур проводился после измерений спектров микро ФЛ, затем измерений макро ФЛ. Спектры макро ФЛ структур вновь были измерены после отжига. Режимы отжига: температура структур во время отжига $T_A = (1000 - 1040)^\circ\text{C}$, время отжига $t_A = 1 \text{ h}$, атмосфера Ar.

Далее структуры обозначены: нелегированные структуры $\text{InGaN}/\text{GaN}-\text{N1}$, легированные Eu с максимальной концентрацией примеси структуры $\text{InGaN}/\text{GaN}(\text{Eu})-\text{N2}$, легированные Eu структуры и затем протравленные с целью уменьшения концентрации легирующей примеси $\text{InGaN}/\text{GaN}(\text{Eu})-\text{N3}$, легированные Sm структуры $\text{InGaN}/\text{GaN}-\text{N4}$, легированные Eu + Sm с равными концентрациями примесей, с одинаковыми постростовыми режимами отжига структуры $\text{InGaN}/\text{GaN}(\text{Eu}+\text{Sm})-\text{N5}$.

Данные измерений и их обсуждение

На рис. 1 представлен спектр макро ФЛ при $T = 77 \text{ K}$, возбуждение He–Cd-лазером ($\lambda = 325 \text{ nm}$) для нелегированной, а также легированной Eu структуры $\text{InGaN}/\text{GaN}, \text{N1}$ (структура № 1), на вставке — вид мессбауэровского спектра легированной Eu структуры № 1. Видно, что легирование структуры $\text{InGaN}/\text{GaN}(\text{Eu})$ привело к изменению вида спектра ФЛ: уменьшению интенсивности излучения, сдвигу максимума длины волны излучения в длинноволновую область спектра. На мессбауэровском спектре структуры (см. вставку к рис. 1) видно, что большая часть примеси Eu находится в зарядовом состоянии $3+$ (что соответствует относительной скорости $v = 0 \text{ mm/s}$), в то же время часть примеси Eu находится в зарядовом состоянии $2+$.

Известно, что примесный ион Eu в зарядовом состоянии Eu^{2+} в полупроводниковой матрице n -GaN проявляет магнитные свойства, вид кривой и величина намагниченности зависят от величины напряженности внешнего приложенного магнитного поля. В исследуемых в настоящей работе структурах большая часть примеси Eu находится в зарядовом состоянии $3+$, часть

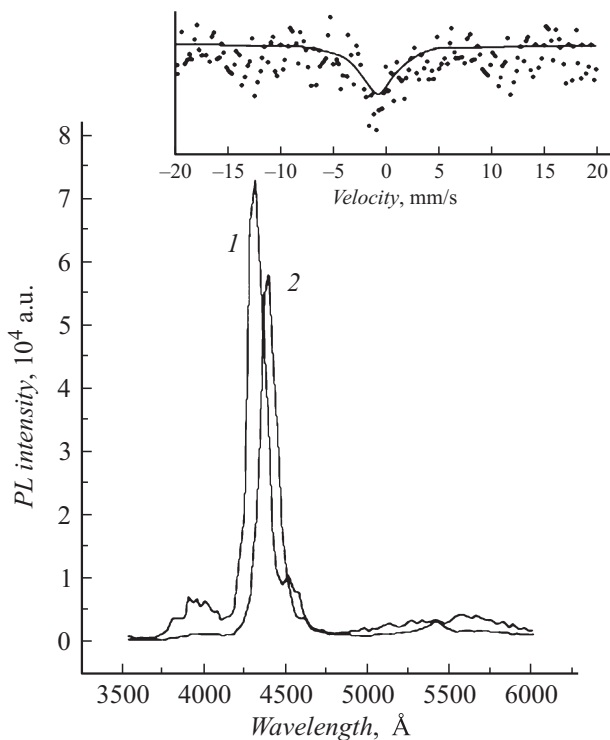


Рис. 1. Спектр макро ФЛ нелегированной (кривая 1) и легированной Eu (2) структуры N1. На вставке — вид мессбауэровского спектра легированной структуры.

примеси Eu находится в зарядовом состоянии Eu^{2+} , поэтому увеличение напряженности магнитного поля может приводить к появлению магнитного момента примеси, следовательно, к изменению механизма миграции носителей в исследуемых структурах InGaN/GaN. Было измерено влияние увеличения ($0 < B < 5$ Т) напряженности магнитного поля на вид спектров макро ФЛ структур NN1,2,3,4,5. Не обнаружено влияния изменения напряженности магнитного поля на вид спектров макро ФЛ исследуемых структур.

В спектре микро ФЛ структуры N1 в коротковолновой области ($380 < \lambda < 460$ nm) и увеличении напряженности приложенного магнитного поля при малом уровне возбуждения $W = 3.52 \cdot 10^{22}$ photon/ scm^2 , температуре измерения $T = 78$ К наблюдалось уменьшение интенсивности излучения пика $\lambda = 410$ nm, незначительное увеличение интенсивности излучения пика с $\lambda = 416$ nm, при этом положение максимума, величина FWHM существенно не меняются. Таким образом, при малом уровне возбуждения изменения температуры измерения и напряженности магнитного поля не внесли существенных изменений в формирование спектра излучения структуры N1.

Наибольшее влияние увеличения плотности возбуждения до $W = 7 \cdot 10^{23}$ photon/ scm^2 , напряженности магнитного поля на вид спектров ФЛ структуры N1 было отмечено при температуре измерений $T = 4.5$ К рис. 2. Увеличение интенсивности возбуждения (более, чем на порядок величины) приводит к изменению вида

спектра микро ФЛ: увеличению интенсивности излучения, изменению положения максимума излучения — положение максимума смещается в длинноволновую область $\lambda = 416$ nm, т.е. возрастает вклад в интенсивность излучения ямы, ближайшей к p - n -переходу с одновременным увеличением вклада остальных ям в формирование спектра излучения [16]. Спектр ФЛ становится неоднородно уширенным с наличием двух максимумов. Увеличение величины напряженности магнитного поля от 0 до 5 Т привело к уменьшению интенсивности излучения (14%), при этом вид спектра микро ФЛ практически не изменился. Таким образом, при отсутствии легирующих примесей увеличение плотности возбуждения напряженности приложенного магнитного поля приводит к изменению спектра излучения структуры: к уменьшению интенсивности излучения, по всей вероятности, вследствие влияния фоновой примеси Fe, $K\alpha$ -линия излучения которой, как правило, видна на спектрах рентгеновской флуоресценции исследуемых нелегированных структур InGaN/GaN.

Для структуры N2 при высоком уровне возбуждения W до $7 \cdot 10^{23}$ photon/ scm^2 , при температуре измерений $T = 78$ К в коротковолновой области спектра $380 < \lambda < 460$ nm увеличение напряженности магнитного поля до 5 Т (рис. 3, а) привело к существенному уменьшению интенсивности излучения (34.6%), уменьшению величины FWHM. Это обстоятельство связано с тем, что примесные центры Eu, играя основную роль в формировании спектра ФЛ, уменьшают концентрацию центров излучательной рекомбинации. При температуре

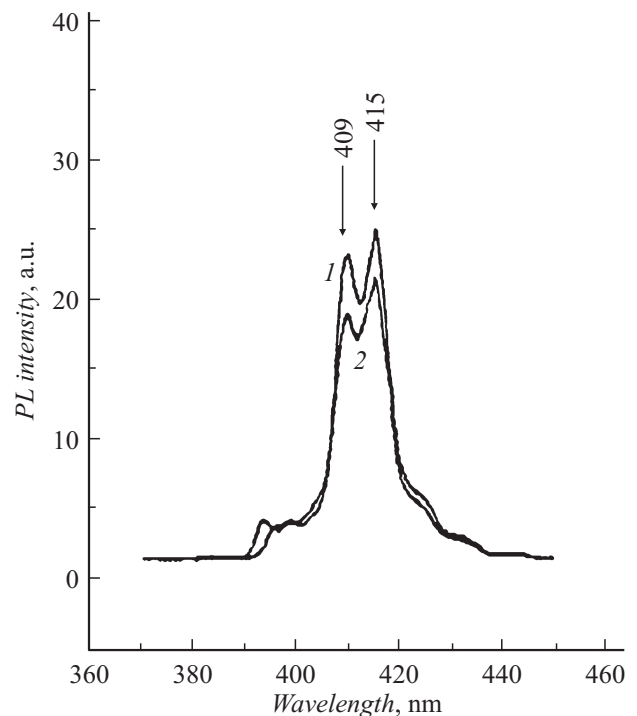


Рис. 2. Влияние изменения величины напряженности магнитного поля (B) на вид спектра микро ФЛ структуры N1, при высоком уровне возбуждения, 1 — $B = 0$, 2 — 5 Т.

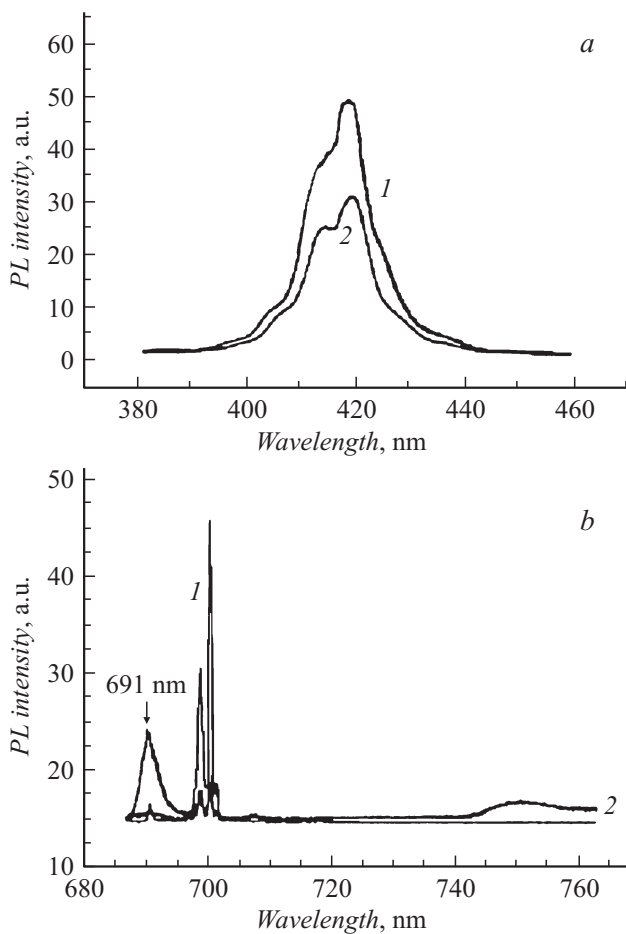


Рис. 3. Влияние изменения величины напряженности магнитного поля (B) на вид спектра микро ФЛ структуры N2 при высоком уровне возбуждения: *a* — в коротковолновой области спектра $380 < \lambda < 460$ nm. 1 — $B = 0$, FWHM = 15.1 meV, 2 — $B = 5$ T, FWHM = 12.1 meV. *b* — в длинноволновой области $600 < \lambda < 780$ nm, 1 — $B = 0$, 2 — 4 T.

измерения $T = 78$ K увеличение напряженности магнитного поля приводит к существенному уменьшению интенсивности излучения в структуре N2 на 34.6%, по всей вероятности, вследствие взаимодействия примесных центров Eu, Fe, являющихся пара- и ферромагнитными, с носителями заряда из квантовых ям. Кроме того, следует учесть, что размеры радиусов ионов Eu^{3+} , Eu^{2+} значительно больше, чем размеры ионных радиусов компонентов кристаллической решетки Ga, In, что может приводить к действию магнитоострикционных сил, влияющих на миграцию носителей в структурах InGaN/GaN(Eu).

Одновременно с изменениями величины интенсивности излучения (по сравнению с нелегированной структурой N1) в легированной Eu структуре N2-InGaN/GaN наблюдается незначительное увеличение максимума длины волны излучения до $\lambda = 417.65$ nm, т.е. по сравнению с нелегированной структурой наблюдается сдвиг максимума в длинноволновую область спектра. Интенсивность излучения полосы $\lambda = 410$ nm меньше, чем

в нелегированной структуре N1 при том же уровне возбуждения.

В длинноволновой области спектра $680 < \lambda < 770$ nm при температуре измерения $T = 78$ K имеется существенное изменение вида спектра ФЛ: уменьшение интенсивности излучения вне зависимости от величины напряженности магнитного поля (рис. 3, *b*), хотя величина интенсивности излучения незначительно увеличивается в области длин волн $720 < \lambda < 760$ nm. Таким образом, для легированной структуры N2-InGaN/GaN(Eu) в спектре микро ФЛ наблюдается интенсивное излучение в коротковолновой области спектра — $\lambda_{\text{max}} = 417.65$ nm, длинноволновой области спектра $680 < \lambda < 770$ nm, с вероятным наличием излучения внутрицентровых 4*f*-переходов примесного иона Eu, а также излучение в длинноволновой области $790 < \lambda < 860$ nm, которое не наблюдалось в нелегированных структурах. Далее исследовалось влияние концентрации введенной примеси Eu на формирование спектров ФЛ.

На рис. 4 приведен спектр микро ФЛ в диапазоне $380 < \lambda < 450$ nm структур InGaN/GaN(Eu)N3 при $T = 78$ K, при высоком уровне возбуждения W до $7 \cdot 10^{23}$ photon/scm². Уменьшение концентрации примесного иона Eu приводит к изменению спектров микро ФЛ при увеличении напряженности магнитного поля, к уменьшению интенсивности излучения по сравнению с интенсивностью излучения структуры N2. По сравнению с видом спектра микро ФЛ структуры N2-InGaN/GaN(Eu) (рис. 3, *a* в той же области спектра) с большей концентрацией Eu видно, что уменьшение концентрации Eu привело к изменению вида спектра: уменьшению интенсивности излучения-1, сдвигу λ_{max} в длинноволновую область спектра ($\lambda = 425.96$ nm), появ-

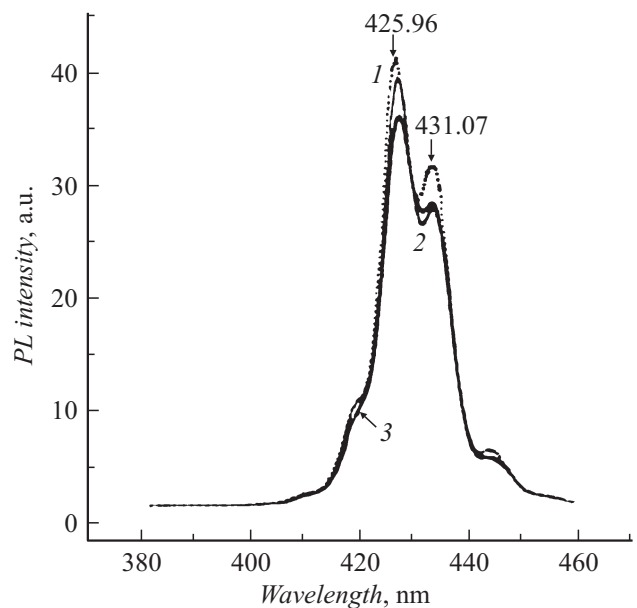


Рис. 4. Влияние изменения величины напряженности магнитного поля (B) на вид спектра микро ФЛ структуры N3 при высоком уровне возбуждения в коротковолновой области спектра $380 < \lambda < 460$ nm, 1 — $B = 0$, 2 — 3, 3 — 5 T.

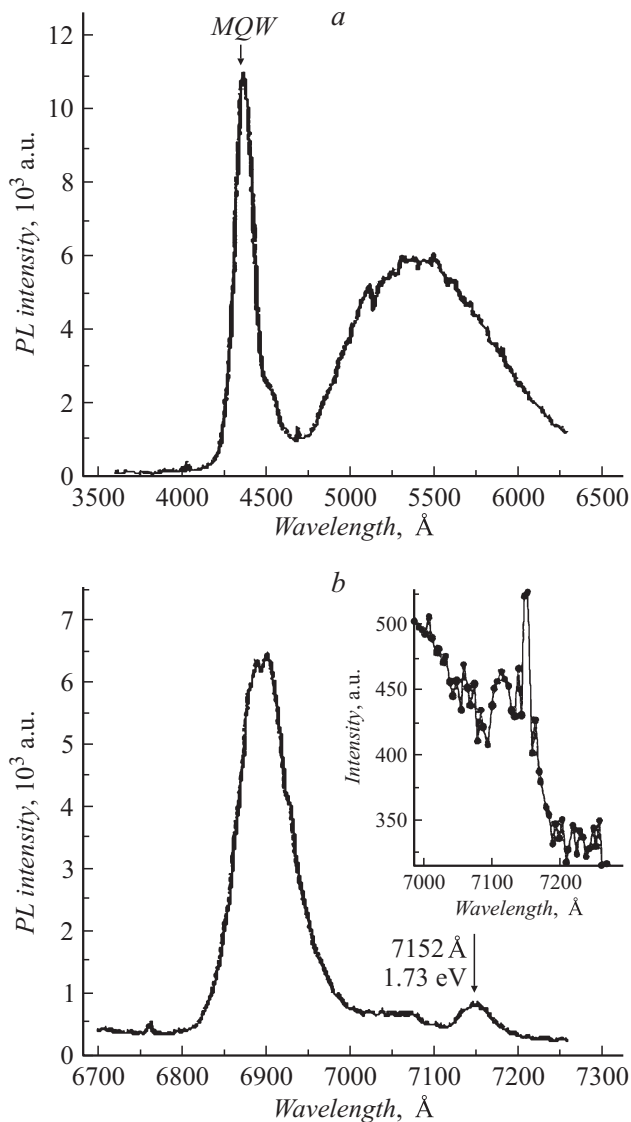


Рис. 5. Спектр макро ФЛ структуры N4: *a* — в коротковолновой области спектра, $\lambda_{\max} = 436.4 \text{ nm}$. *b* — в длинноволновой области спектра, на вставке приведен участок спектра вблизи положения излучения внутрицентрового перехода Sm^{3+} .

лению полосы с $\lambda = 433 \text{ nm}$. Влияние других легирующих примесей Sm, Eu + Sm представлено на следующих рисунках.

На рис. 5 представлен спектр макро ФЛ легированной Sm структуры N4-InGaN/GaN(Sm) при $T = 78 \text{ K}$, возбуждение непрерывным He-Cd-лазером, $\lambda = 325 \text{ nm}$. Структура N4 имеет интенсивную полосу излучения в области длин волн $500 < \lambda < 600 \text{ nm}$. В длинноволновой области спектра $680 < \lambda < 720 \text{ nm}$ имеется полоса излучения с $\lambda_{\max} = 688.5 \text{ nm}$, а также с незначительной интенсивностью излучение с $\lambda_{\max} = 715.2 \text{ nm}$, что соответствует внутрицентровым $4f$ -переходам $\text{Sm}: {}^4G_{5/2} - {}^6H_{11/2}$.

На рис. 6 представлены зависимости вида спектра микро ФЛ той же структуры InGaN/GaN(Sm)-N4 при малом (рис. 6, *a* — $3.52 \cdot 10^{22} \text{ photon/scm}^2$) и

большем уровнях (рис. 6, *b*) интенсивности возбуждения ($W = 7 \cdot 10^{23} \text{ photon/scm}^2$) при изменении напряженности магнитного поля ($0 < B < 5 \text{ T}$), при $T = 4.6 \text{ K}$. Видно, что интенсивность возбуждения $W = 7 \cdot 10^{23} \text{ photon/scm}^2$ приводит к изменению вида спектра микро ФЛ: существенному увеличению интенсивности излучения, изменению положения λ_{\max} : $\lambda_1 = 425 \text{ nm}$ и $\lambda_2 = 430 \text{ nm}$, с практически равными интенсивностями излучения. Кроме того, имеет место сдвиг максимума излучения в коротковолновую область спектра по сравнению с положением максимумов излучения в спектрах макро ФЛ (рис. 5). Увеличение интенсивности возбуждения дополнительно приводит к увеличению значения величины $\text{FWHM} = 107 \text{ meV}$ (рис. 6).

Увеличение величины FWHM до 107 meV свидетельствует о том, что профиль потенциального барьера, определяющий процессы миграции носителей, становится более неоднородным, чем при меньшей интенсивности возбуждения.

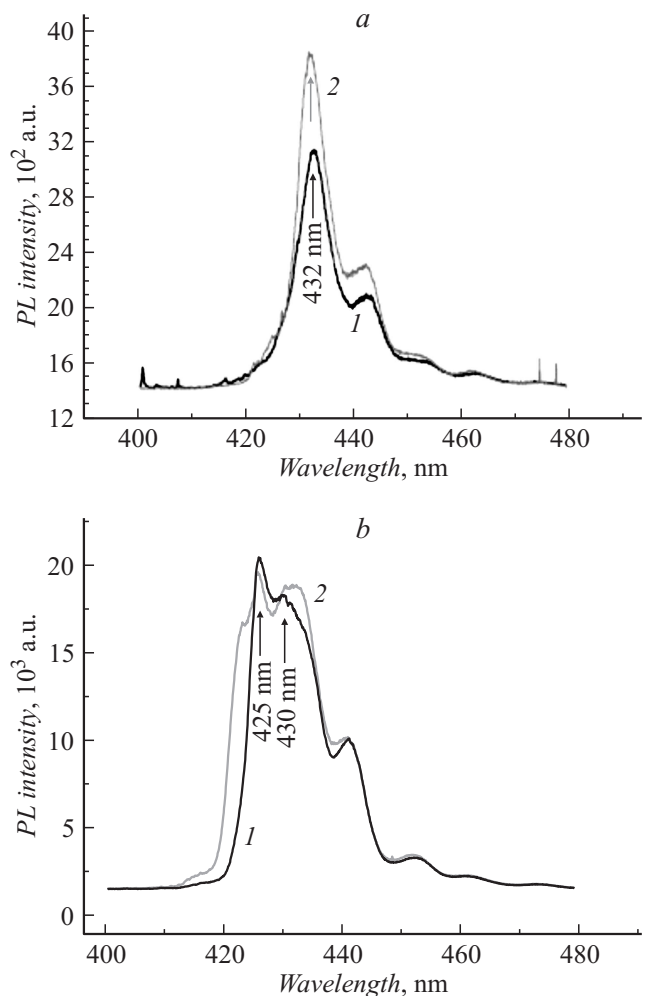


Рис. 6. Влияние увеличения напряженности магнитного поля при низком (*a*) и высоком (*b*) уровнях возбуждения на вид спектра микро ФЛ в коротковолновой области спектра $380 < \lambda < 460 \text{ nm}$ структуры N4, 1 — $B = 0$, 2 — 5 T .

Для легированной $\text{Eu} + \text{Sm}$ (концентрации РЗИ примесей равны) структуры $\text{N5-InGaN/GaN(Eu + Sm)}$ на рис. 7 приведены зависимости изменения вида спектра микро ФЛ (интенсивности излучения I и величины FWHM) при варьировании величины напряженности магнитного поля при низком уровне возбуждения, равном $W = 3.52 \cdot 10^{22} \text{ photon/scm}^2$. Увеличение напряженности магнитного поля до $B = 5 \text{ Т}$ при $T = 4.6 \text{ К}$ (рис. 7, кривая 2) приводит к некоторому увеличению интенсивности излучения. Величина FWHM увеличивается, меняется положение максимума излучения по сравнению с положением λ_{max} для структуры N4 : λ_{max} сдвигается в длинноволновую область, спектр ФЛ становится неоднородно уширенным с тремя максимумами излучения: $\lambda_1 = 434$, $\lambda_2 = 442$, $\lambda_3 = 459 \text{ nm}$ по сравнению со спектром структуры, легированной одной примесью Sm структурой N4 (рис. 6), величина I несущественно меняется (сравни кривые 1 и 2 на рис. 7 при тех же изменениях величины напряженности магнитного поля ($0 < B < 5 \text{ Т}$)).

После вышеприведенных измерений микро ФЛ структур N2,3,4,5 были измерены спектры макро ФЛ при температуре $T = 78 \text{ К}$ (N_2 -лазер, $\lambda = 337.1 \text{ nm}$). В спектрах макро ФЛ вышеупомянутых структур отсутствовали линии, характерные для линий излучения из квантовых ям, имеющиеся в спектрах макро ФЛ до измерений спектров микро ФЛ в магнитных полях. После отжига в атмосфере аргона ($T = 1020^\circ\text{C}$, время отжига 1 h) в спектрах макро ФЛ исследуемых структур N2,3,4,5 вновь наблюдаются линии излучения, характерные для структур с MQW на основе InGaN/GaN , легированных Eu , Sm , $\text{Eu} + \text{Sm}$ (рис. 8).

Следует отметить, что в спектрах макро ФЛ всех структур наблюдается интенсивная полоса излучения в области $\lambda = 520\text{--}560 \text{ nm}$, которая отсутствовала в первоначальных спектрах макро ФЛ до измерений спектров микро ФЛ.

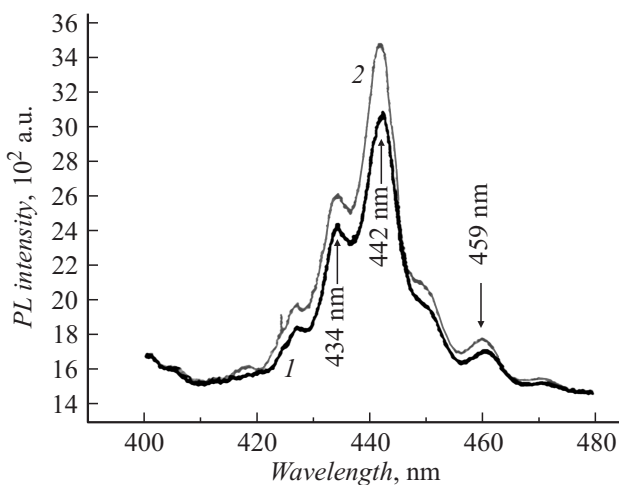


Рис. 7. Зависимости изменения вида спектра микро ФЛ структуры N5 при варьировании величины напряженности магнитного поля ($0 < B < 5 \text{ Т}$), 1 — $B = 0$, 2 — 5 Т .

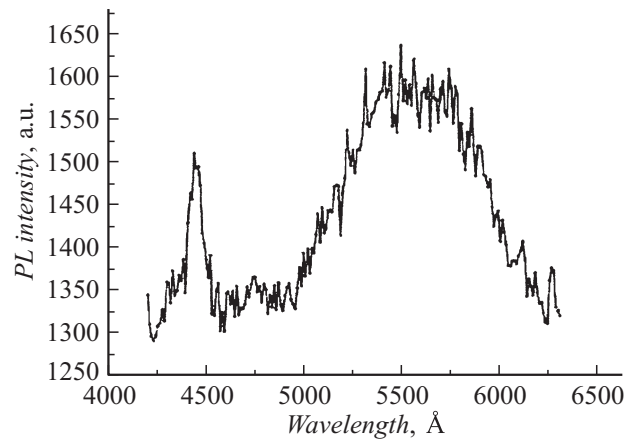


Рис. 8. Вид спектра макро ФЛ структур N3,4,5 после отжига.

Формирование фотоиндуцированных дефектов в исследуемых структурах, отсутствие линий излучения в спектрах макро ФЛ, характерных для структур с MQW на основе InGaN/GaN , легированных Eu , Sm , $\text{Eu} + \text{Sm}$, после измерений спектров микро ФЛ вследствие нескольких причин:

- увеличение величины FWHM при увеличении интенсивности возбуждения свидетельствует о появлении сложного пространственного рельефа случайного потенциала, в основном, в латеральной плоскости, в которой находятся носители в квантовых ямах,

- причиной реализации сложного пространственного рельефа может быть появление кластеров с отличающимся от среднего составом In вплоть до разделения фаз InN и GaN , появление полосы излучения в спектрах макро ФЛ после измерений спектров микро ФЛ в области $\lambda = 520\text{--}560 \text{ nm}$ во всех структурах свидетельствует об увеличении концентрации дефектов,

- показано, что излучение в структурах обладает линейной поляризацией (на основании измерений влияния интенсивности возбуждения (по спектрам ЭЛ и ФЛ) на степень линейной поляризации. Увеличение интенсивности возбуждения приводит к деполяризации. Поскольку деполяризация излучения происходит вследствие усреднения распределения возбужденных состояний, относящихся к различным неоднородностям, то чем меньше неоднородностей, тем меньше деполяризация, т.е. имеет место эффект концентрационной деполяризации, возникающей вследствие миграции энергии. Таким образом, увеличение плотности возбуждения при измерениях микро ФЛ исследуемых кристаллических структур с MQW $\text{InGaN/GaN(Eu,Sm,Eu + Sm)}$, по всей вероятности, приводит к изменению их локальной кристаллической структуры (образованию кластеров, появлению слабых или оборванных связей на их границах), к увеличению концентрации неоднородностей, к появлению неоднородного пространственно-энергетического распределения неравновесных носителей. Как было показано, пространственное расположение легирующих РЗИ примесей (Eu , Sm , $\text{Eu} + \text{Sm}$) в данных структу-

рах — в барьерном GaN-слое [17], т.е. примеси определяют локальные энергетические уровни дефектов внутри запрещенных зон барьерных слоев. Причины появления фотоиндуцированных (метастабильных) дефектов в структурах с MQW на основе InGaN/GaN подобны причинам появления таких дефектов в пленках a -Si:H аморфного гидрированного кремния, эффекту Стаблера–Вронского.

Заключение

В матрице аморфного гидрированного кремния a -Si:H появление фотоиндуцированных дефектов связано с наличием неоднородностей, с их пространственным разделением, обусловленным кинетикой роста, особенностями внедрения водорода в неупорядоченную структурную сетку, с наличием слабо связанных, оборванных, трех центровых кремний-водородных связей, имеющих различные энергии образования и отжига. Энергия образования этих дефектов, положение их энергетических уровней в запрещенной зоне могут быть различными. Возможно, размеры неоднородностей являются управляющим параметром появления метастабильных дефектов в матрице a -Si:H, что может быть справедливым и для кристаллической полупроводниковой матрицы.

Спектры люминесценции структур с MQW на основе InGaN/GaN, легированных Eu, Sm, Eu + Sm определяются неоднородным пространственно-энергетическим распределением неравновесных носителей, обусловленным различием пространственного распределения и типом структурных неоднородностей, процессами переноса возбуждения как к излучающим состояниям, так и от них к диссипативной системе.

Таким образом, наличие неоднородного пространственно-энергетического распределения неравновесных носителей, обусловленного распределением структурных неоднородностей, является причиной реализации фотоиндуцированных дефектов в исследованных полупроводниковых матрицах вне зависимости от типа матрицы — аморфная (пленки a -Si:H) или кристаллическая (структуры на основе InGaN/GaN(Eu,Sm,Eu + Sm)).

Увеличение температуры измерения (при том же варьировании напряженности магнитного поля от 0 до 5 Т) приводит к большему уменьшению интенсивности излучения микро ФЛ для структур с большей концентрацией примеси, чем для структур с меньшей концентрацией.

Влияние отжига после измерений спектров микро ФЛ на формирование спектров излучения макро ФЛ исследуемых структур N2,3,4,5 можно связать с изменениями локального окружения редкоземельных ионов, с изменением локальных энергетических уровней дефектов внутри запрещенных зон барьерных слоев. Отжиг структур при $T = 1020^\circ\text{C}$ способствует появлению кристаллической фазы, к увеличению центров излучательной рекомбинации, к появлению линий излучения, характерных для структур с MQW на основе InGaN/GaN, легированных РЗМ, но с присутствием широкой полосы излучения

в области $520 < \lambda < 560 \text{ nm}$, что свидетельствует об увеличении концентрации дефектов, не исчезающих и после отжига.

Выводы

1. Размеры неоднородностей являются управляющим параметром появления метастабильных дефектов в матрице a -Si:H, что может быть справедливым и для кристаллической полупроводниковой матрицы.

2. Отжиг исследованных структур InGaN/GaN, (Eu), InGaN/GaN(Sm), InGaN(Eu + Sm) после измерений спектров микро ФЛ при $T = 1020^\circ\text{C}$ в атмосфере аргона приводит к уменьшению концентрации фотоиндуцированных дефектов, по всей вероятности, вследствие уменьшения размеров неоднородностей в полупроводниковой матрице.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ № 13-02-00726а, а также гранта Программы отделения Физических наук РАН.

Список литературы

- [1] Spear W.E. // J. Non-Cryst. Sol. 1983. Vol. 59–60. P. 1.
- [2] Wronsk C.R, Peare J.M., Denny J., Ylanos V., Collins R.W. // Thin Sol. Films. 2004. Vol. 451–452. P. 470.
- [3] Мездрогина М.М., Абрамов А.С., Мосина Г.Н., Трапезникова И.Н., Пацеккин А.В. // ФТП. 1998. Т. 32. Вып. 5. С. 620.
- [4] Курова И.А., Ормонт Н.Н. // ФТП. 2010. Т. 44. Вып. 12. С. 1624.
- [5] Емельянов В.М., Абрамов А.С., Бобыль А.В., Гудовских А.С., Орехов Д.Л., Теруков Е.И., Тимошина Н.Х., Честа О.И., Шварц М.З. // ФТП. 2003. Т. 47. Вып. 5. С. 667.
- [6] Гудовских А.С., Абрамов А.С., Бобыль А.В., Вербицкий В.Н., Зеленцов К.С., Кудряшов Д.А., Кудряшов С.А., Монастыренко А.О., Терра А.Р., Теруков Е.И. // ФТП. 2013. Т. 47. Вып. 8. С. 1094.
- [7] Cheng S.R., Liao R.X., Kong G.L., Han H.X. // Appl. Phys. Lett. 1998. Vol. 73. P. 336.
- [8] Mikai T., Yamado M., Nakamura S. // Jap. J. Appl. Phys. 1999. Vol. 38. P. 3976.
- [9] Yamado M., Mitani T., Nakamura S., Shioji S., Niki T., Saniba S., Sano N., Mikai T. // Jap. J. Appl. Phys. 2002. Vol. 41. P. 431.
- [10] Рожанский И.В., Закгейм Д.А. // ФТП. 2006. Т. 40. Вып. 8. С. 851.
- [11] Бочкарева Н.И., Ребане И.Г., Шретер Ю.Г. // ФТП. 2014. Т. 48. Вып. 8. С. 1107.
- [12] Грузинцев А.Н., Волков В.Т. // ФТП. 2011. Т. 45. Вып. 11. С. 1476.
- [13] Шаблаев С.И., Грачев А.И. // ФТТ. 2014. Т. 56. Вып. 4. С. 655.
- [14] Криволапчук В.В., Мездрогина М.М. // ФТТ. 2006. Т. 48. Вып. 11. С. 2067.
- [15] Криволапчук В.В., Мездрогина М.М., Насонов А.В., Родин А. // ФТТ. 2003. Т. 45. Вып. 9. С. 1556.
- [16] Криволапчук В.В., Мездрогина М.М., Даниловский Э.Ю., Кузьмин Р.В. // ФТТ. 2009. Т. 51. Вып. 2. С. 365.
- [17] Hite Y.J., Thaler O.T., Khawa R., Abemchthy C.B., Pearton S.J., Park J.H., Zavada A. // J. Appl. Phys. Lett. 2006. Vol. 89. 132 119.