

Влияние буферного слоя *por*-Si на оптические свойства эпитаксиальных гетероструктур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{Si}(111)$ с наноклончатой морфологией пленки

© П.В. Середин¹, Д.Л. Голощапов¹, Д.С. Золотухин¹, А.С. Леньшин¹, А.Н. Лукин¹,
А.М. Мизеров², Е.В. Никитина², И.Н. Арсентьев³, Harald Leiste⁴, Monika Rinke⁴

¹ Воронежский государственный университет,
394006 Воронеж, Россия

² Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

³ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

⁴ Karlsruhe Nano Micro Facility H.-von-Helmholtz-Platz 1,
76344 Eggenstein-Leopoldshafen, Germany

E-mail: paul@phys.vsu.ru

(Получена 12 апреля 2018 г. Принята к печати 21 мая 2018 г.)

С использованием метода молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота на подложке монокристаллического кремния *c*-Si(111) и подложке с нанопористым буферным подслоем (*por*-Si) нами были выращены интегрированные гетероструктуры с наноклончатой морфологией пленки $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. С привлечением комплекса спектроскопических методов анализа было показано, что рост наноклонок $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ на нанопористом буферном слое имеет ряд преимуществ по сравнению с ростом на *c*-Si. Данные рамановской и УФ-спектроскопии подтверждают рост наноклончатой структуры, а также находятся в согласии с данными рентгеновской дифракции из нашей предыдущей работы о том, что слой $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ находится в напряженном, нерелаксированном состоянии. Рост наноклонок $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ на пористом слое Si положительно отражается на оптических свойствах гетероструктур. При неизменной полуширине эмиссионной линии в спектре ФЛ интенсивность квантового выхода от образца гетероструктуры, выращенной на пористом буферном слое Si, выше на величину $\sim 25\%$, чем интенсивность от пленки, выращенной на кристаллическом кремнии.

DOI: 10.21883/FTP.2019.01.46990.8889

1. Введение

За последние десятилетия $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ твердые растворы стали основой большого числа технологических разработок в области полупроводниковой оптоэлектроники. Высокая температурная и химическая стойкость, а также возможность непрерывного изменения ширины запрещенной зоны в диапазоне от 0.7 до 3.4 эВ в зависимости от содержания индия позволяют изготавливать на основе системы материалов III–N свето- и лазерные диоды, фотоприемники, работающие как в ИК-, так и в УФ-диапазонах, и солнечные элементы высокой эффективности [1,2].

В настоящее время изготовление готовых устройств на основе твердых растворов $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, на гомоэпитаксиальных подложках все еще экономически не рентабельно, поэтому для производства этих приборов, как правило, используются сильно рассогласованные гетероэпитаксиальные подложки. Применение новых подложек, прежде всего Si, позволит улучшить выходные параметры приборов и снизить себестоимость их производства, что особенно важно при все более массовом выпуске продукции с учетом того, что кремний — это основной материал современной электроники.

Стоит отметить, что получение $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -слоев приборного качества, пригодных для дальнейшего изготов-

ления оптоэлектронных устройств на подложках Si, до сих пор является достаточно сложной задачей [3–5]. Значительные различия в параметрах кристаллической решетки и коэффициентах температурного расширения у твердых растворов III–N и Si приводят к генерации упругих напряжений, одним из каналов релаксации которых является генерация прорастающих дислокаций, являющихся центрами безызлучательной рекомбинации. Кроме того, в некоторых случаях происходит растрескивание или деламинация пленки. Стоит также отметить хорошо известные проблемы сегрегации фаз твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ и флуктуации его состава, что приводит к изменению спектральных характеристик конечных приборов.

Несмотря на все вышеозначенные проблемы, использование комплексных буферных слоев и оптимизированных режимов роста III–N соединений на Si-подложках уже позволило получить эпитаксиальные гетероструктуры удовлетворительного кристаллического качества для активных применений в оптоэлектронной промышленности [6].

Перспективным подходом к интеграции $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ и Si, используемых в рамках МПЭ, является создание трехмерной наноклончатой структуры на поверхности подложки [7,8]. Выращенные в виде нанопроводов/наностолбиков буферные слои $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ являются

Результаты анализа зависимостей $(D \cdot hv)^2$ образцов гетероструктур

Образец	Состав, x	Прямые переходы и особенности в УФ спектрах гетероструктур, а также их принадлежность			
		SiN band to band [35]	$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ $\Gamma_{-6V}-\Gamma_{-1C}$ [36]	Si $\Gamma_{25'}-\Gamma_{15}$ [37]	Si $\Lambda_3-\Lambda_1$ [37]
<i>a_cryst</i>	0.32	1.76	2.35	3.62	–
<i>a_por</i>	0.34	1.77	2.28	–	3.35

уникальной платформой для дальнейшего роста гетероструктур, так как наличие свободных боковых поверхностей позволяет эффективно заворачивать прорастающие дислокации, а также снимать упругие напряжения, вызванные несоответствием параметров кристаллических решеток в гетеропаре $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{Si}$ [9,10]. Еще одним весьма перспективным подходом для роста слоя $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ на кремнии является использование буферного слоя нанопористого Si [11–13]. Недавно нами было показано, что рост нанокколонок $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ на нанопористом буферном слое имеет ряд преимуществ по сравнению с ростом на *c-Si*. Подложка *por-Si* задает преимущественную ориентацию роста нанокколонок $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ближе к направлению ориентации Si(111), а также позволяет получить нанокolonны $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ с более высокой кристаллографической однородностью и унифицированным по всей поверхности латеральным размером. Кроме того, рост нанокolonн $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ на пористом слое *por-Si* приводит к снижению величины компонент деформации ϵ_{xx} и ϵ_{zz} , а также плотности краевых и винтовых дислокаций по сравнению с величинами аналогичных коэффициентов для нанокolonн $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ выращенных на *c-Si*.

Рост эпитаксиальной пленки $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ с нанокolonчатой морфологией на подложках Si с переходным пористым слоем сказывается на структурном качестве эпитаксиальных пленок, тонких структурных свойствах, а также на изменении их стехиометрии. Это в свою очередь неизменно должно отразиться на характере оптических свойств, проявляемых такого рода структурами.

Поэтому цель нашей работы заключается в исследовании влияния буферного слоя *por-Si* на оптические свойства гетероструктур на основе соединений $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ с нанокolonчатой морфологией пленки

2. Материалы и методы

Для исследования влияния буферного слоя *por-Si* на особенности гетероэпитаксиального роста и физические свойства гетероструктур на основе соединений $(\text{In,Ga})\text{N}/\text{Si}$ с нанокolonчатой морфологией пленки в едином эпитаксиальном процессе была выращена серия тестовых образцов. Были получены два типа образцов гетероструктур: $(\text{In,Ga})\text{N}/\text{Si}(111)$ (образец *a_cryst*) и $(\text{In,Ga})\text{N}/\text{por-Si}/\text{Si}(111)$ (образец *a_por*).

Буферный слой пористого кремния в структуре *a_por* мы получали методом электрохимического трав-

ления монокристаллических пластин кремния ориентации (111) в спиртовом растворе плавиковой кислоты по стандартной методике [14–16]. Толщина пористого слоя составляла порядка 30 нм. Средний размер пор $\sim 5-10$ нм.

Слой $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ с нанокolonчатой морфологией пленки выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота (МПЭ ПА) на установке промышленного типа Veeco Gen 200 на подложках, прошедших предварительную химическую подготовку по методу Ширази. Удаление защитного слоя оксида кремния с подложек осуществлялось во время их отжига в ростовой камере при температуре подложки $T_S = 850^\circ\text{C}$ в течение 30 мин. Слой $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ толщиной ~ 150 нм выращивался при постоянных значениях температуры подложки $T_S = 400^\circ\text{C}$ в единичных стехиометрических условиях роста при равных соотношениях потоков металлов третьей группы ($F_{\text{III}} = F_{\text{Ga}} + F_{\text{In}}$) и активированного азота $F_{\text{III}} \sim F_{\text{N}} \sim 0.06$ мкм/ч, где поток индия составлял $F_{\text{In}} \sim 0.02$ мл/с, поток галлия — $F_{\text{Ga}} \sim 0.04$ мл/с.

Параметры образцов представлены в таблице.

Спектры рамановского рассеяния были получены на микроскопе Renishaw 1000 с $\times 50$ NPlan объективом и возбуждением от аргонового лазера с длиной волны 514.5 нм. Мощность лазерного пучка не превышала 3 мВт.

Оптические свойства образцов изучались в диапазоне 190–900 нм, методом ультрафиолетовой (УФ) спектроскопии, с помощью прибора LAMBDA 650 фирмы Perkin Elmer, оснащенного универсальной приставкой URA, позволяющей получать спектры отражения в интервале углов падения от 8 до 80° .

Спектры фотолюминесценции гетероструктур получены при комнатной температуре на установке фотолюминесценции и оптического отражения Accent RPM Sigma (Accent Optical Technologies, США), при возбуждении лазером с длиной волны 266 нм и интенсивностью лазерного излучения ~ 3 мВт/см².

3. Экспериментальные результаты

3.1. Рамановская спектроскопия

Наиболее удобным инструментом для изучения структурных особенностей формирования пленок $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$

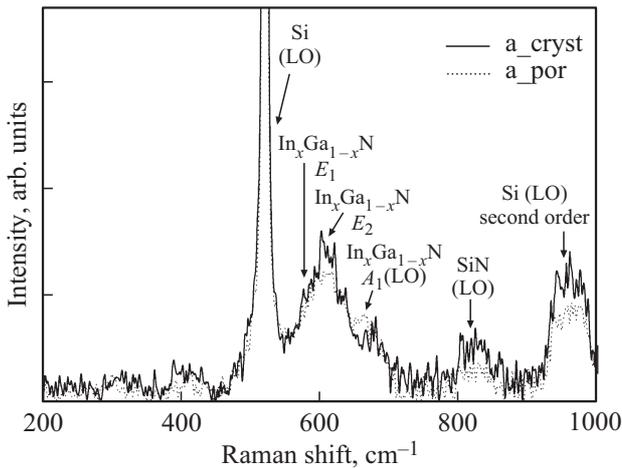


Рис. 1. Результаты рамановской спектроскопии гетероструктур с наноклончатой геометрией эпитаксиальной пленки $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$.

с наноклончатой геометрией является рамановская спектроскопия. Ввиду того что колебания решетки очень чувствительны к ближайшим атомам, мы можем исследовать кристаллическую структуру и ее качество в чрезвычайно мелком масштабе: порядка параметра решетки, и потому использование рамановского рассеяния дает дополнительную, новую и иногда больше подробную информацию относительно свойств и качеств эпитаксиальных слоев [17,18].

Спектры рамановского рассеяния гетероструктур a_{cryst} и a_{por} приведены на рис. 1. Основными колебаниями в рамановских спектрах образцов обоих типов являются разрешенные E_2 и $A_1(\text{LO})$ фононы $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ с сингонией вюрцита, расположенные в области ~ 610 и 670 см^{-1} , а также высокоинтенсивные моды от монокристаллической подложки Si. Рядом с высокоинтенсивной модой подложки Si в области 570 см^{-1} в спектрах обоих образцов присутствует еще одна фононная мода, которая представляет собой фонон $E_1(\text{LO})$ от $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. Появление этого фонона в спектре происходит вследствие того факта, что рамановский сигнал может также распространяться перпендикулярно боковым стенкам наноклонн $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. Полученные данные хорошо коррелируют с результатами уже известной работы [19].

Отметим, что соотношение интенсивностей фононных мод E_2 и $A_1(\text{LO})$ характерно для роста наноклончатой структуры [19], однако большие полуширины линий в рамановском спектре подтверждают данные рентгеновской дифракции из нашей предыдущей работы о том, что $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ находится в напряженном, нерелаксированном состоянии.

Помимо основных интенсивных мод в рамановских спектрах обоих образцов присутствует низкоинтенсивное колебание в области 820 см^{-1} , которое, вероятнее всего, можно отнести к аморфной фазе нитрида кремния SiN [20], образующейся в результате непреднамеренной

нитридации подложки на начальной стадии гетероэпитаксиального роста образцов. Полученный результат совпадает с данными рентгеновской дифрактометрии из нашей предыдущей работы об образовании аморфного подслоя.

Анализ полученных результатов показал, что определенные нами экспериментально частоты основных фононных мод в рамановских спектрах не совпадают с уже имеющимися литературными данными [21].

Это происходит вследствие возникновения биаксиальной деформации в эпитаксиальном слое, что приводит к изменению частоты фононных мод структуры вюрцитного $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ в рамановском спектре [21–23].

Известно, что из-за эффекта двухосной деформации в плоскости, перпендикулярной к оси c , для кристаллов со структурой вюрцита изменение частоты оптического фонона в рамановском спектре в первом приближении задается следующим соотношением:

$$\Delta\omega = 2a\varepsilon_{xx} + b\varepsilon_{zz}, \quad (1)$$

где a и b — потенциалы деформации для кристалла, ε_{xx} и ε_{zz} — компоненты тензора упругости.

С учетом соотношения $\frac{\varepsilon_{zz}}{\varepsilon_{xx}} = -\frac{2\nu}{(1-\nu)}$ изменение частоты в спектре может быть записано как

$$\Delta\omega = \omega_0 + K_{\perp}\varepsilon_{xx} + K_{\parallel}\varepsilon_{zz}. \quad (2)$$

Константы K_{\perp} и K_{\parallel} были экспериментально рассчитаны и приводятся в ряде работ [24].

Однако, как показали наши расчеты с использованием экспериментальных данных, эта теория хорошо работает и удовлетворительно предсказывает частоту оптического фонона $A_1(\text{LO})$ в рамановском спектре эпитаксиальных слоев $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ в случае их псевдоморфного роста на подложках [21,25]. В случае роста наноклончатой структуры с дислокациями, а также напряженного, нерелаксированного состояния пленки $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ теория работает неудовлетворительно. Поэтому, исходя из собственных экспериментальных данных, мы пересчитали константы, входящие в уравнение (2): $K_{\perp} = -9.1 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ и $K_{\parallel} = -11.5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$.

3.2. Фотолюминесцентная спектроскопия

Как следует из результатов, полученных в нашей предыдущей работе, посвященной исследованию структурных и микроскопических свойств гетероструктур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{por-Si}$, рост эпитаксиальной пленки $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ с наноклончатой морфологией на подложках Si с переходным пористым слоем сказывается на структурном качестве эпитаксиальных пленок, тонких структурных свойствах, а также изменении их стехиометрии. Это в свою очередь неизменно должно отразиться на характере и величине квантового выхода фотолюминесценции от эпитаксиальной пленки, т.е. на энергетических характеристиках [26,27]. Для проверки

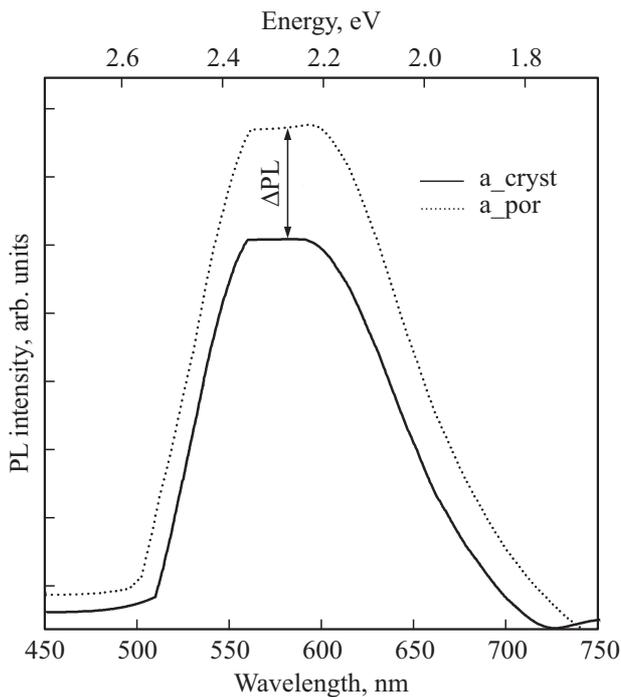


Рис. 2. Фотолюминесценция гетероструктур с наноклончатой геометрией эпитаксиальной пленки $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ при комнатной температуре.

этого утверждения нами были получены спектры фотолюминесценции образцов при комнатной температуре. Экспериментальные спектры фотолюминесценции образцов приведены на рис. 2 без нормировки.

Хорошо видно, что в спектре обоих образцов присутствует единственный максимум в области длин волн 500–700 нм, соответствующий эмиссии зона–зона от твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. Максимум эмиссии в спектре фотолюминесценции образца *a_cryst*, выращенного на *c-Si*, расположен около 574 нм (2.16 эВ), а у образца *a_por*, выращенного на пористом слое *por-Si*, — в области 585 нм (2.11 эВ).

Энергетический сдвиг (~ 0.05 эВ) полосы фотолюминесценции в спектрах образцов, на наш взгляд, обусловлен разницей в составе твердого раствора, а также возникновением внутренних напряжений в эпитаксиальном слое из-за рассогласования параметров кристаллической решетки эпитаксиального слоя и подложки.

Следует отметить, что при одинаковой полуширине эмиссионной линии интенсивность квантового выхода фотолюминесценции от образца гетероструктуры, выращенной на *por-Si* (образец *a_por*), выше на величину $\sim 25\%$, чем интенсивность от пленки, выращенной на *c-Si* (образец *a_cryst*).

Как показано в работе [28], положение максимума интенсивности спектров ФЛ для $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ твердых растворов имеет непрямую связь с шириной запрещенной зоны и составом твердого раствора:

$$E_{\text{PL}}(x) = -1.54 + 1.45E_g(x), \quad (3)$$

Линейная зависимость ширины запрещенной зоны твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ (аналогичная закону Вегарда для параметра кристаллической решетки) может быть задана следующим соотношением:

$$E_g(x) = 3.51 - 2.75x. \quad (4)$$

Формула (10) записана с учетом того, что ширина запрещенной зоны

$$E_{g\text{GaN}} = 3.510 \text{ эВ}, \text{ а } E_{g\text{InN}} = 0.76 \text{ эВ}.$$

Принимая во внимание соотношения (3) и (4), из экспериментальных значений максимумов эмиссии фотолюминесценции можем рассчитать концентрации индия в эпитаксиальной пленке для исследованных образцов. Расчетное содержание индия в твердом растворе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ составило $x_{a_cryst} \approx x_{a_por} \approx 0.33\text{--}0.34$, что достаточно хорошо согласуется с данными микроанализа и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии.

3.3. Ультрафиолетовая спектроскопия

Оптические свойства эпитаксиальных гетероструктур с наноклончатой морфологией пленки $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ в ультрафиолетовом и видимом диапазонах (190–900 нм) мы исследовали с применением методики съемки на отражение, апробированной в серии наших предыдущих работ [13,29–31]. Предлагаемая методика позволяет получить информацию об оптических свойствах тонких пленок, сформированных на объемных подложках.

Получая спектры отражения-пропускания образца при разных углах падения излучения на пленку, по интерференционной картине может быть определена дисперсия показателя преломления [13,30].

Используя соотношение, связывающее толщину пленки d и показателя преломления n ,

$$d = \frac{N\lambda_1\lambda_2}{2(\lambda_1 - \lambda_2)(n^2 - \sin^2 \alpha)^{1/2}}, \quad (5)$$

а также данные полученных из анализа максимумов и минимумов в экспериментальных спектрах отражения–пропускания для двух углов падения, мы можем рассчитать дисперсию показателя преломления для образца. Здесь λ_1 и λ_2 — длины волн максимумов/минимумов интерференции в спектре, N — порядок интерференции, n — показатель преломления пленки, α — угол падения излучения на пленку. При проведении расчета необходимо учесть, что в пределах изменения длины волны показатель преломления изменяется незначительно.

Выбирая различные углы падения, мы можем получить достаточное количество точек для построения дисперсионной зависимости показателя преломления пленки от длины волны. На рис. 3 приведены расчетные значения (точки) показателя преломления для исследованного образца, а также аппроксимированная зависимость.

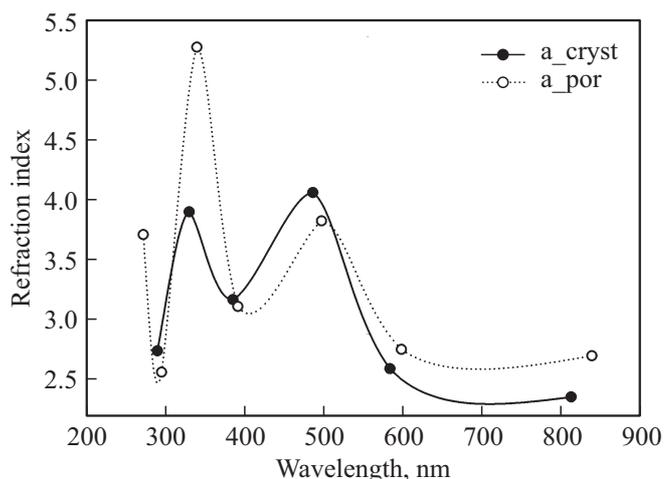


Рис. 3. Дисперсия коэффициента преломления для гетероструктур с наноклончатой геометрией эпитаксиальной пленки $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$.

Хорошо заметно, что величина показателя преломления пленки $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ с наноклончатой морфологией монотонно возрастает с уменьшением длины волны. При этом в областях длин волн 320–340 нм (~ 3.6 эВ), 470–500 нм (~ 2.5 эВ) наблюдаются экстремумы дисперсии показателя преломления для обоих образцов (рис. 3). Этот факт может свидетельствовать о близости

краев фундаментального поглощения эпитаксиальной пленки при указанной длине волны [32,33].

С целью выявления механизмов оптического поглощения в эпитаксиальном слое $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ экспериментальные спектры пропускания–отражения от гетероструктур, полученные при угле падения электромагнитного излучения, близком к нормали в области длин волн 190–900 нм, были трансформированы в спектры поглощения. Пересчет был выполнен с использованием программы OMNIC с учетом формулы Ламберта–Бугера:

$$T = \exp[-D], \quad (6)$$

где T — пропускание, D — оптическая плотность.

На рис. 4 представлены зависимости $(D \cdot hv)^2$ от энергии квантов для образцов гетероструктур, которые были рассчитаны из спектра зеркального отражения с использованием соотношений Крамерса–Кронига [34,35].

Графический анализ зависимостей $(D \cdot hv)^2$ от энергии квантов позволяет выявить отдельные участки с линейной зависимостью $(D \cdot hv)^2$ от энергии квантов, что может указывать на наличие в этой спектральной области прямых разрешенных переходов (рис. 4). Линейная экстраполяция данных участков к нулевому значению позволяет определить энергию прямых разрешенных межзонных переходов, определенные из графических зависимостей, для обоих образцов приведены в таблице.

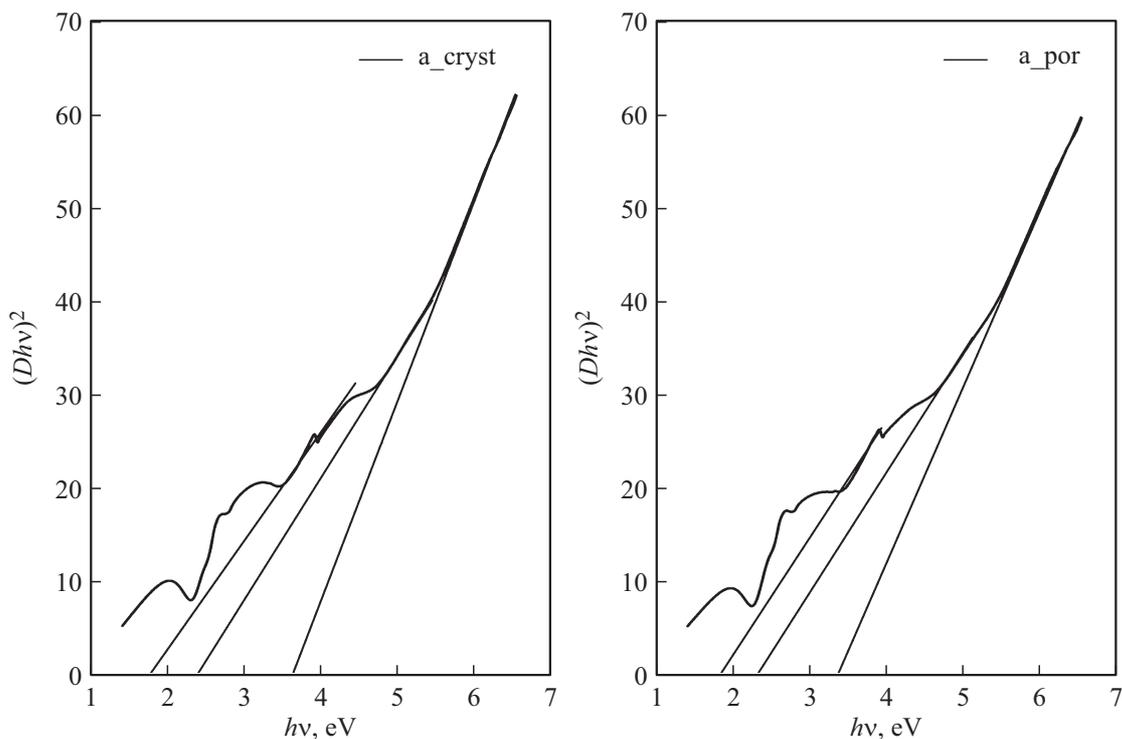


Рис. 4. Зависимости $(D \cdot hv)^2$ от энергии квантов для образцов гетероструктур с наноклончатой геометрией эпитаксиальной пленки $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$.

Анализ полученной нами информации показывает, что переходы с энергией 2.28–2.35 эВ (присутствующие в обоих спектрах) относятся к прямым разрешенным межзонным переходам зона–зона $\Gamma_6V-\Gamma_1C$ в эпитаксиальном слое $In_xGa_{1-x}N$. Энергия этих переходов совпадает со значением ширины запрещенной зоны $In_xGa_{1-x}N$ заданного состава и находится в хорошем согласовании с уже имеющимися данными [36].

Следует подчеркнуть, что максимумы в дисперсии показателя преломления эпитаксиальной пленки, выращенной как на *c-Si*, так и на *por-Si*, хорошо совпадают со значениями краев оптического поглощения, которые были рассчитаны из зависимости $(D \cdot hv)^2$, а также с литературными данными, что подтверждает наши предположения о величинах ширин запрещенной зоны у нанокколонок $In_xGa_{1-x}N$.

Переход в области 3.6 эВ в спектре гетероструктуры *a_cryst* и переход с энергией 3.3 эВ в спектре гетероструктуры *a_por*, в соответствии с литературными данными, относятся к прямым разрешенным переходам в кремнии [37]. При этом первый из них является переходом $\Gamma_{25'}-\Gamma_{15}$, а второй переходом $\Lambda_3-\Lambda_1$, появление которого, в соответствии с нашими данными, характерно для пористого кремния [11,13].

Что касается перехода с энергией ~ 1.78 эВ, присутствующего в спектрах обоих образцов, то он совпадает с шириной запрещенной зоны соединения SiN и является переходом зона–зона. Этот результат находится в согласии с данными рентгеновской дифракции и рамановской спектроскопии об образовании аморфной фазы нитрида кремния в эпитаксиальной пленке.

Стоит отметить, что определенные нами в результате расчетов энергии прямых переходов имеют небольшой сдвиг относительно литературных данных, однако он не превышает 0.2 эВ. Этот сдвиг имеет место, так как зависимости $(D \cdot hv)^2$ от энергии квантов были построены не из прямых данных (спектров пропускания/поглощения пленок), а были рассчитаны с использованием результатов пересчета спектров пропускания–отражения в спектры поглощения.

4. Заключение

С использованием метода молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота на подложках $Si(111)$ и *por-Si(111)* нами были выращены интегрированные гетероструктуры с нанокolonчатой морфологией пленки $In_xGa_{1-x}N$. С привлечением комплекса спектроскопических методов анализа (рамановская, ФЛ- и УФ-спектроскопия) были получены следующие результаты.

Данные рамановской спектроскопии подтверждают рост нанокolonчатой структуры, а также находятся в согласии с данными рентгеновской дифракции из нашей предыдущей работы о том, что слой $In_xGa_{1-x}N$ находится в напряженном, нерелаксированном состоянии.

Рост нанокколонок $In_xGa_{1-x}N$ на пористом слое Si положительно отражается на оптических свойствах гетероструктур. При неизменной полуширине эмиссионной линии в спектре ФЛ интенсивность квантового выхода от образца гетероструктуры, выращенной на пористом буферном слое Si , выше на величину $\sim 25\%$, чем интенсивность от пленки, выращенной на кристаллическом кремнии.

Определенные нами в результате расчетов из спектров УФ-энергии прямых переходов нанокколонок $In_xGa_{1-x}N$ совпадают с литературными данными и находятся в согласии с уже имеющимися данными рентгеновской дифракции и рамановской спектроскопии.

Таким образом, на основании комплекса полученных данных можно сделать вывод, что описанный нами подход к интеграции $A^{III}N$ соединений и кремниевой подложки имеет высокий потенциал и достаточно эффективно может быть внедрен в стандартные технологии оптоэлектроники.

Работа выполнена при поддержке гранта президента РФ МД-188.2017.2.

Ростовые эксперименты проводились в рамках выполнения государственного задания Министерства образования и науки Российской Федерации № 16.9789.2017/БЧ.

Работа в части исследований управления морфологией и составом монолитной и пористой подложек выполнена при финансовой поддержке ФТИ им. А.Ф. Иоффе. В части диагностики интегрированных структур работа поддержана грантом № 11.4718.2017/8.9 Министерства образования и науки России в рамках государственного задания вузам в сфере научной деятельности на 2017–2019 гг.

We acknowledge the Karlsruhe Nano Micro Facility (KNMF, www.kit.edu/knmf) of the Forschungszentrum Karlsruhe for provision of access to instruments at their laboratories.

Список литературы

- [1] J.E. Van Nostrand, K.L. Averett, R. Cortez, J. Boeckl, C.E. Stutz, N.A. Sanford, A.V. Davydov, J.D. Albrecht. *J. Cryst. Growth*, **287**, 500, (2006).
- [2] K. Kishino, A. Kikuchi, H. Sekiguchi, S. Ishizawa. In: H. Morkoc, C.W. Litton (eds). *Proc. Integrated Optoelectron. Dev.* (San Jose, California, US, 2007) v. 6473, p. 64730.
- [3] G.F. Yang, Q. Zhang, J. Wang, Y.N. Lu, P. Chen, Z.L. Wu, S.M. Gao, G.Q. Chen. *Rev. Phys.*, **1**, 101 (2016).
- [4] S. Albert, A. Bengoechea-Encabo, P. Lefebvre, M.A. Sanchez-Garcia, E. Calleja, U. Jahn, A. Trampert. *Appl. Phys. Lett.*, **99**, 131108 (2011).
- [5] S. Keating, M.G. Urquhart, D.V.P. McLaughlin, J.M. Pearce. *Cryst. Growth Des.*, **11**, 565 (2011).
- [6] W. Zhang, X. Zhang, Y. Wang, F. Hu. *Optical Mater.*, **72**, 422 (2017).
- [7] T. Kouno, M. Sakai, K. Kishino, A. Kikuchi, N. Umehara, K. Hara. *NPG Asia Mater.*, **8**, 1 (2016).

- [8] F.R. Hu, K. Ochi, Y. Zhao, K. Hane. *Phys. Status Solidi C*, **4**, 2338 (2007).
- [9] S. Shetty, S.M. Shivaprasad. *Proc. IEEE 2nd Int. Conf. on Emerging Electronics (ICEE)* (Bangalore, India, 2014) p. 1.
- [10] C. Hahn, Z. Zhang, A. Fu, C.H. Wu, Y.J. Hwang, D.J. Gargas, P. Yang. *ACS Nano*, **5**, 3970 (2011).
- [11] P.V. Seredin, A.S. Lenshin, D.S. Zolotukhin, I.N. Arsenyev, A.V. Zhabotinskiy, D.N. Nikolaev. *Phys. E: Low-Dim. Syst. Nanostructur.*, **97**, 218 (2018).
- [12] P.V. Seredin, A.S. Lenshin, D.S. Zolotukhin, I.N. Arsenyev, D.N. Nikolaev, A.V. Zhabotinskiy. *J. Phys. B: Condens. Matter*, **530**, 30 (2018).
- [13] P.V. Seredin, A.S. Lenshin, V.M. Kashkarov, A.N. Lukin, I.N. Arsenyev, A.D. Bondarev, I.S. Tarasov. *Mater. Sci. Semicond. Process.*, **39**, 551 (2015).
- [14] A.S. Lenshin, P.V. Seredin, B.L. Agapov, D.A. Minakov, V.M. Kashkarov. *Mater. Sci. Semicond. Process.*, **30**, 25 (2015).
- [15] A.S. Len'shin, V.M. Kashkarov, P.V. Seredin, B.L. Agapov, D.A. Minakov, V.N. Tsipenyuk, E.P. Domashevskaya. *Techn. Phys.*, **59**, 224 (2014).
- [16] V.M. Kashkarov, A.S. Len'shin, P.V. Seredin, B.L. Agapov, V.N. Tsipenyuk. *J. Surf. Investig. X-ray Synchrotron Neutron Techn.*, **6**, 776 (2012).
- [17] P.V. Seredin, A.V. Glotov, E.P. Domashevskaya, I.N. Arsenyev, D.A. Vinokurov, I.S. Tarasov. *Phys. B: Condens. Matter*, **405**, 2694 (2010).
- [18] P.V. Seredin, E.P. Domashevskaya, I.N. Arsenyev, D.A. Vinokurov, A.L. Stankevich. *Semiconductors*, **47**, 7 (2013).
- [19] S. Lazić, E. Gallardo, J.M. Calleja, F. Agulló-Rueda, J. Granda, M.A. Sánchez-García, E. Calleja. *Phys. E: Low-Dim. Syst. Nanostructur.*, **40**, 2087 (2008).
- [20] E. San Andrés, A. del Prado, F.L. Martínez, I. Mártil, D. Bravo, F.J. López. *J. Appl. Phys.*, **87**, 1187 (2000).
- [21] M.R. Correia, S. Pereira, E. Pereira, J. Frandon, E. Alves. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 4761 (2003).
- [22] R.J. Briggs, A.K. Ramdas. *Phys. Rev. B*, **13**, 5518 (1976).
- [23] L. Teng, R. Zhang, Z.-L. Xie, T. Tao, Z. Zhang, Y.-C. Li, B. Liu, P. Chen, P. Han, Y.-D. Zheng. *Chin. Phys. Lett.*, **29**, 027803 (2012).
- [24] M.R. Correia, S. Pereira, J. Frandon, M.A. Renucci, E. Alves, A.D. Sequeira, N. Franco. *Phys. Status Solidi C*, **0**, 563 (2003).
- [25] M. Wölz, M. Ramsteiner, V.M. Kaganer, O. Brandt, L. Geelhaar, H. Riechert. *Nano Lett.*, **13**, 4053 (2013).
- [26] P.V. Seredin, A.V. Glotov, E.P. Domashevskaya, A.S. Lenshin, M.S. Smirnov, I.N. Arsenyev, D.A. Vinokurov, A.L. Stankevich, I.S. Tarasov. *Semiconductors*, **46**, 719 (2012).
- [27] P.V. Seredin, A.S. Lenshin, A.V. Glotov, I.N. Arsenyev, D.A. Vinokurov, I.S. Tarasov, T. Prutskiy, H. Leiste, M. Rinke. *Semiconductors*, **48**, 1094 (2014).
- [28] K.P. O'Donnell, J.F.W. Mosselmans, R.W. Martin, S. Pereira, M.E. White. *J. Phys. Condens. Matter*, **13**, 6977 (2001).
- [29] V.A. Volodin, M.D. Efremov, V.Y. Prints, V.V. Preobrazhenskii, B.R. Semyagin, A.O. Govorov. *J. Exp. Theor. Phys. Lett.*, **66**, 47 (1997).
- [30] P.V. Seredin, V.M. Kashkarov, I.N. Arsenyev, A.D. Bondarev, I.S. Tarasov. *Phys. B: Condens. Matter*, **495**, 54 (2016).
- [31] P.V. Seredin, A.S. Lenshin, D.L. Goloshchapov, A.N. Lukin, I.N. Arsenyev, A.D. Bondarev, I.S. Tarasov. *Semiconductors*, **49**, 915 (2015).
- [32] A.B. Kuzmenko. *Rev. Sci. Instrum.*, **76**, 83 (2005).
- [33] V. Lucarini, K.-E. Peiponen, Jarkko J.J. Saarinen, E.M. Vartiainen. *Kramers-Kronig relations in optical materials research*, ed. by W.T. Rhodes (Berlin–N.Y., Springer, 2005) v. 110.
- [34] Ю.И. Уханов. *Оптические свойства полупроводников* (М., Наука, 1977).
- [35] S.V. Deshpande, E. Gulari, S.W. Brown, S.C. Rand. *J. Appl. Phys.*, **77**, 6534 (1995).
- [36] P. Specht, J.C. Ho, X. Xu, R. Armitage, E.R. Weber, R. Erni, C. Kisielowski. *Sol. St. Commun.*, **135**, 340 (2005).
- [37] J. Tauc. *Optical properties of semiconductors in the visible and ultra-violet ranges*. *Prog Semicond* (Heywood London), **9**, 87 (1965).

Редактор Г.А. Оганесян

The influence of the *por*-Si buffer layer on the optical properties of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{Si}(111)$ epitaxial heterostructures with the nanocolumn morphology of the film

P.V. Seredin¹, D.L. Goloshchapov¹, D.S. Zolotukhin¹, A.S. Lenshin¹, A.M. Miserov², E.V. Nikitina², I.N. Arsenyev³, Harald Leiste⁴, Monica Rinke⁴

¹ Voronezh State University,
394006 Voronezh, Russia

² St. Petersburg National Research Academic University
of the Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

³ Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

⁴ Karlsruhe Nano Micro Facility,
76344 Eggenstein-Leopoldshafen, Germany

Abstract We demonstrate successfully growth of the $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ nanorods layer on traditional and compliant, with preformed nanoporous Si layer, *c*-Si(111) substrates by plasma-assisted molecular beam epitaxy. Usage of the structural and microscopic analysis methods revealed that $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ nanocolumns grown on porous Si layer have some advantages in comparison with ones, grown on traditional *c*-Si substrate. Raman and UV spectral analysis data confirms that $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ layer have nanocolumnar morphology and revealed that layer grown pseudomorphic and are in a fully strained state which correlates well with XRD data analysis listed in our previous work. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ nanocolumns growth on *por*-Si layer positively affects on optical properties of heterostructures. At constant full width at half maximum of the PL spectra $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ nanocolumns growth on *por*-Si layer demonstrates 25% higher integral PL intensity in comparison with ones grown on *c*-Si(111) substrate.