

Рентгендифрактометрическое изучение влияния буфера на микроструктуру молекулярно-пучковой эпитаксии InN-слоев разной толщины

© В.В. Ратников, В.В. Мамутин, В.А. Векшин, С.В. Иванов

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

E-mail: mam@beam.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 18 сентября 2000 г.)

Тонкие слои InN выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии на (0001) подложках сапфира. Методами двух- и трехкристальной рентгеновской дифрактометрии изучалось влияние тонкого (15 nm) InN — буфера и его температурных обработок на структурное качество выращиваемых слоев. Найдено, что предварительный высокотемпературный (900°C) отжиг буфера приводит к резкому улучшению качества выращиваемых на нем слоев. При удалении от интерфейса (~ 1 μm) снижается плотность как вертикальных винтовых (до $1.9 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$), так и вертикальных краевых (до $1.3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) дислокаций.

Работа проводилась при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 99-02-17103, 98-02-18309 и 00-02-16760).

Нитриды III-группы привлекают пристальное внимание вследствие их уникальных оптических и электронных свойств [1]. Однако в последние годы внимание исследователей было сосредоточено в основном на GaN и его твердых растворах AlGaIn и InGaIn. Лишь несколько работ посвящены получению и структурной характеристике слоев InN, выращенных методом металлоорганической газофазной эпитаксии [2–4]. Низкие температуры и скорости роста, применяемые в молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ), могут играть существенную роль в улучшении качества слоев InN. Однако из-за низкой температуры диссоциации (~ 630°C) и резкого увеличения давления паров азота с температурой в области 450–540°C высококачественные слои МПЭ InN не были получены до сих пор. В [5] нами сообщено о получении качественных тонких МПЭ слоев InN и приведены первые результаты их характеристики различными методами исследования. Цель данной работы — проведение детального анализа структурного совершенства МПЭ InN-слоев методами двух- (ДКД) и трехкристальной дифрактометрии (ТКД) в зависимости от их толщины и используемого буфера.

1. Образцы и методика измерений

Образцы InN толщиной 0.4–1.5 μm выращивались методом МПЭ на подложках (0001)Al₂O₃ с использованием плазменной активации азота [6]. Для этого применялся промышленный источник ASTEX с электронным циклотронным резонансом, обеспечивавший скорости роста 0.02–0.20 μm/h при потоках азота 1–5 cm³/min (sccm) и температурах ячейки индия в диапазоне 750–780°C.

Исследовались пять образцов InN (табл. 1): образец #258 — слой выращивался на подложке когда ее температура опускалась до ростовой после высокотемпера-

турного (1000°C) отжига; образец #254 — предварительно выращивался низкотемпературный (НТ) буферный слой InN при температуре 300°C, а затем — основной слой InN при температуре 470°C; для образцов #269, #239 и #280 проводился дополнительный высокотемпературный (ВТ) отжиг (900°C) буфера перед ростом основного слоя InN разной толщины t_1 . Измерения дифрагированной интенсивности проводились на ДКД и ТКД с использованием излучений CuK_{α1} (геометрия Брэгга) и MoK_{α1} (геометрия Лауэ). В качестве монохроматора и анализатора использовались высокосовременные кристаллы Ge (220).

Измерялись ДКД-кривые дифракции с широким открытым окном детектора для: а) симметричных (10 $\bar{1}0$) рефлексов в геометрии Лауэ; б) асимметричных рефлексов в геометрии Брэгга при скользящем угле падающего (11 $\bar{2}4$) и отраженного (11 $\bar{2}\bar{4}$) рентгеновского лучей (нормаль к поверхности — в плоскости рассеяния); в) симметричных рефлексов (10 $\bar{1}l$) в геометрии Брэгга от плоскостей, образующих с поверхностью (0001) углы от 17 до 72° (“out-of-plane” (оор) кривые, нормаль к поверхности — вне плоскости рассеяния).

На ТКД в геометрии Брэгга измерялись угловые ширины кривых дифракции на половине максимума интенсивности (FWHM) симметричных (0002) и (0004) рефлекс-

Таблица 1. Значения рентгеновских полуширин ω для слоев InN (в arcsec.)

# образец	t_1 , (μm)/буфер	ω_{θ} 0002	$\omega_{\theta-2\theta}$ 0002	ω_{θ} 1124	ω_l 1010	ω_{twl}
258	1.50/нет	2140	174	2164	1100	12000
254	0.45/НТ	777	80	755	680	8386
269	0.40/ВТ	698	75	628	638	7555
239	0.65/ВТ	350	55	566	571	6672
280	1.00/ВТ	336	43	472	513	5560

сов в двух направлениях: вдоль дифракционного вектора и по нормали к нему ($(\theta-2\theta)$ - и θ -моды сканирования соответственно).

2. Эксперимент

Экспериментальные значения полуширин ω приведены в табл. 1. Поправки на собственную полуширину, инструментальное уширение и изгиб образцов вводились при анализе экспериментальных ω аналогично [7]. Они были незначительны в сравнении с уширением из-за структурных дефектов.

Рис. 1 демонстрирует изменение θ -ТКД кривых для (0002) отражения в зависимости от использованного буфера (#258–#254–#269) и толщины слоев на высокотемпературном InN-буфере (#269–#239–#280).

2.1. Влияние буфера на ω . Полуширины дифракционных кривых значительно уменьшаются при переходе от роста на сапфире без буфера (#258) через рост на низкотемпературном InN-буфере (#254) к росту на InN-буфере с высокотемпературной обработкой (#269). Для $(\theta-2\theta)$ -сканирования сохраняется пропорциональность $\omega_{\theta-2\theta} \sim \text{tg } \Theta_B$ (Θ_B — угол Брэгга).

Для трех рассматриваемых образцов выполняется условие $\omega_{\theta 0002} > \omega_{\theta 0004}$, причем отношение $\omega_{\theta 0002}/\omega_{\theta 0004}$ приблизительно одинаково. В то же время отношение полуширин для асимметричных брэгговских кривых (11 $\bar{2}$ 4) и (11 $\bar{2}$ 4) становится меньше 1 при переходе от образца #258 к слоям на InN-буфере. Эти факты говорят о том, что, оставаясь для всех трех образцов резко асимметричной по форме ($\omega_{\theta} \gg \omega_{\theta-2\theta}$), область рассеяния меняет свое положение относительно дифракционного вектора и поверхности образца. Для образца #258 имеем $\omega_{\theta 11\bar{2}4} \approx \omega_{\theta 11\bar{2}4} \approx \omega_{\theta 0002}$, т.е. полуширина не зависит от θ_B и геометрии съемки и область рассеяния (эллипс) вытянута вдоль нормали к вектору дифракции. Для образцов с InN-буфером имеет место условие $\omega_{\theta 11\bar{2}4} < \omega_{\theta 11\bar{2}4}$, т.е. длинная ось эллипса не совпадает с нормалью к дифракционному вектору.

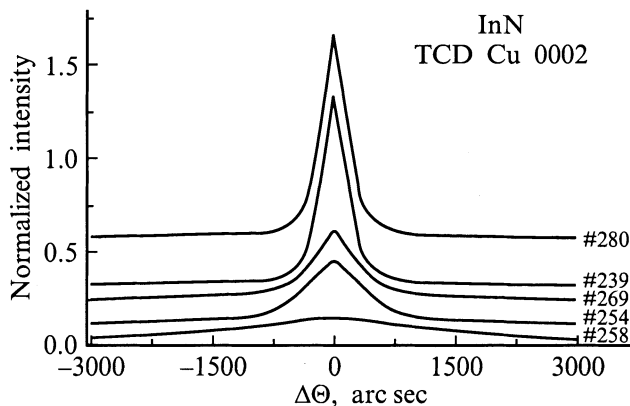


Рис. 1. θ -ТКД кривые отражения для (0002) InN.

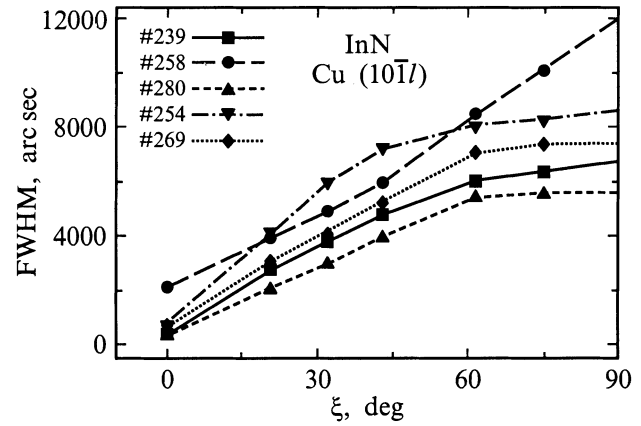


Рис. 2. Зависимость FWHM дифракционных кривых (10 $\bar{1}$ l) от угла ξ для InN.

На рис. 2 приведена зависимость полуширин $\omega_{\text{оор}}$ серии симметричных брэгговских отражений от угла ξ , образуемого с базисной плоскостью (0001) дифрагирующими плоскостями. Видно, что за исключением образца #258 характер зависимостей $\omega_{\text{оор}} = f(\xi)$ одинаков и, согласно [8], говорит о независимости друг от друга вкладов из-за разупорядочения в плоскости слоя и мозаичного разброса в измеряемых полуширинах $\omega_{\text{оор}}$. Аппроксимация экспериментальных значений $\omega_{\text{оор}}$ зависимостью (3) в [8] дала значения полуширин $\omega_{\text{твт}}$, определяемых лишь степенью разупорядочения слоев в плоскости образца.

2.2. Влияние толщины слоев на ω для образцов InN с ВТ-буфером. Увеличение толщины слоя от 0.4 до 1.0 μm приводит к последовательному снижению полуширин всех кривых отражения. Исключение составляет лишь возрастание ДКД-кривой качания для асимметричного рефлекса 11 $\bar{2}$ 4. Отношение $\omega_{\theta 11\bar{2}4}/\omega_{\theta 11\bar{2}4}$ уменьшается с ростом толщины. Это значит, что длинная ось эллипса (форма области рассеяния) из положения в обратном пространстве вдоль нормали к дифракционному вектору разворачивается в направлении положения, параллельного поверхности.

3. Обсуждение результатов

В настоящее время при рентгенодифракционном анализе дефектной структуры сильно рассогласованных слоев (в том числе нитридов) используются за редким исключением [9] измерения уширений симметричных и асимметричных рефлексов в геометрии Брэгга. Предполагается мозаичная модель исследуемых слоев с угловыми разворотами микрокристаллитов (областей когерентного рассеяния (ОКР)) относительно друг друга. Это приводит к так называемому tilt-уширению θ -кривой (ω_{tilt}), одинаковому для всех брэгговских рефлексов и в направлении, перпендикулярном дифракционному вектору. В то же время уширения из-за ограничения размеров

ОКР вдоль (τ_x) и по нормали к поверхности образца (τ_z) зависят от угла дифракции. Такая зависимость вкладов в уширения от угла дифракции используется в анализе дифракционных кривых, например в [7,10]. Разупорядочение (микроразвороты, так называемые *twist*) слоев в плоскости образца характеризуют полушириной ω_{twt} так называемого ϕ -сканирования [4,10,11].

Знание ω_{tilt} позволяет рассчитать плотность вертикальных винтовых дислокаций по [12]

$$\rho_{\text{vs}} = \omega_{\text{tilt}}^2 / (4.35 \cdot b_c^2), \quad (1)$$

где b_c — вектор Бюргера вертикальных винтовых дислокаций, равный для InN 0.5704 nm. Замена ω_{tilt} на ω_{twt} дает плотность хаотически расположенных вертикальных краевых дислокаций (вместо b_c ставится $b_a = 0.3540$ nm для вертикальных краевых дислокаций в InN).

Авторы [10] отмечают ограниченные возможности анализа дефектной структуры GaN по измерениям полуширин лишь для симметричных рефлексов в геометрии Брэгга. Предлагаемое ими использование измерений асимметричных отражений в геометрии Брэгга, на наш взгляд, малоэффективно из-за того, что уширения асимметричных отражений содержат (в общем виде) сложную, зависящую от проекции векторов смещения из-за дефектов на дифракционный вектор комбинацию вкладов микроразворотов и микродеформаций параллельных и нормальных к дифрагирующим плоскостям, а также уширений из-за ограничения ОКР вдоль и по нормали к образцу. Необходимость моделирования соотношения компонент в измеряемых полуширинах затрудняет проведение анализа дефектной структуры.

В [13] было показано, что использование Лауэ-геометрии дифракции рентгеновских лучей может существенно расширить возможности рентгендифрактометрического анализа кристаллического совершенства нитридов. Поэтому мы провели также измерения в геометрии симметричной дифракции Лауэ от перпендикулярных поверхности образцов плоскостей (10 $\bar{1}$ 0). К сожалению, из-за низкой светосилы ТКД, высокого нормального фотоэлектрического коэффициента поглощения рентгеновских лучей в InN и малой толщины слоев, удалось провести измерения дифракции лишь для (10 $\bar{1}$ 0) отражения на ДКД.

Важным для анализа дислокационной структуры оказалось то, что экспериментальные полуширины связаны неравенством ω_{θ} (0002, геометрия Брэгга) > ω_{θ} (10 $\bar{1}$ 0, геометрия Лауэ). Анализ θ -кривых в рамках модели мозаичного разброса ОКР показал, что для #258 и в меньшей степени для #254 и #269 определяющей в их уширении является tilt-компонента, не зависящая от регистрируемого рефлекса, а вклад размерного эффекта мал. Если бы слой состоял из развернутых друг относительно друга микрозерен с бездефектной решеткой, то ω_{tilt} из Брэгг- и Лауэ-измерений были бы равны. Однако имеет место неравенство ω_{tilt} (Брэгг) > ω_{tilt} (Лауэ). Это обстоятельство указывает на необходимость усовершенствования

закладывавшейся ранее в анализ рентгендифрактометрических измерений мозаичной модели для исследуемых слоев. В проводимом далее анализе уширений рентгеновских рефлексов мы исходим из того, что наряду с размерным эффектом из-за ограниченного размера ОКР уширения θ -кривых определяются двумя компонентами разориентаций. Первая (ω_{tilt}) определяется разворотом ОКР и не зависит от выбранного рефлекса и геометрии съемки. Причиной возникновения мозаичного разброса является для нитридов сильное рассогласование параметров решетки слоя и подложки и связанный с этим островковый 3-d рост. Вторая компонента (ω_{φ}) связана с дефектами в самих микроблоках, в основном прорастающими вертикальными винтовыми и краевыми дислокациями. Суммирование вкладов в θ -ТКД кривую проводится по квадратичному закону, так как большинство теоретических расчетов дифракции в кристаллах с хаотически распределенными дислокациями и наши измерения дают гауссовскую форму уширенной дифракционной линии

$$(\omega_{\theta}^{B(L)})^2 = (\omega_{\text{tx}(tz)}^{B(L)})^2 + (\omega_{\text{tilt}}^{B(L)})^2 + (\omega_{\varphi}^{B(L)})^2, \quad (2)$$

здесь индексы B и L относятся к геометрии Брэгга и Лауэ. Иными словами, уширение симметричного отражения (θ -сканирование) связано не только с размерным эффектом вдоль дифрагирующих плоскостей $\omega_{\text{tx}(tz)}^{B(L)}$ и мозаичным разбросом $\omega_{\text{tilt}}^{B(L)}$, но и микроразориентациями дифрагирующих плоскостей из-за дефектов в самих ОКР $\omega_{\varphi}^{B(L)}$.

Уширение ($\theta-2\theta$)-кривых определяется двумя компонентами:

$$(\omega_{\theta-2\theta}^{B(L)})^2 = (\omega_{\text{tz}(tx)}^{B(L)})^2 + (\omega_{\varepsilon}^{B(L)})^2, \quad (3)$$

где $\omega_{\text{tz}(tx)}^{B(L)}$ — размерный эффект вдоль нормали к дифрагирующим плоскостям и $\omega_{\varepsilon}^{B(L)}$ — микродеформация дифрагирующих плоскостей вдоль нормали к ним, пропорциональная $\text{tg } \Theta_B$.

Размер ОКР вдоль нормали к слою приблизительно равен толщине слоя (табл. 2) и вклад размерного эффекта в уширение Лауэ-кривых ω_{θ} 10 $\bar{1}$ 0 в (2) мал. Вертикальные винтовые и краевые дислокации, являющиеся определяющим типом дислокаций в нитридах, не влияют на ω_{θ} 10 $\bar{1}$ 0 и третье слагаемое в (2) для случая Лауэ определяется лишь двумя типами дислокаций: горизонтальными винтовыми и горизонтальными краевыми с вектором Бюргера, параллельным интерфейсу (так называемые дислокации несоответствия). Вероятность присутствия дислокаций первого типа низка (см., например, [10]), а влияние локализованных у интерфейса дислокаций несоответствия на дифракционную кривую может проявляться лишь для тонких слоев. Поэтому можно считать, что в (2) для Лауэ-случая определяющей является tilt-компонента. В то же время в ω_{θ} 0002 вносят вклад все три компонента уширений, причем третье слагаемое обусловлено присутствием в слоях лишь

вертикальных винтовых дислокаций (вектор смещений таких дислокаций параллелен дифракционному вектору). Присутствие вертикальных краевых дислокаций не влияет на $\omega_{\theta 0002}$, так как их вектор Бюргера перпендикулярен вектору дифракции. Таким образом, вычитая из $\omega_{\theta 0002}$ вклад размерного эффекта и tilt-вклад, равный для геометрий Брэгга и Лауэ, получаем компоненту уширения симметричной брэгговской кривой ω_{φ}^B , связанную с присутствием в слоях только вертикальных винтовых дислокаций. По формуле (1) для #258 ($t_1 = 1.5 \mu\text{m}$, влиянием сильно дефектной области у интерфейса можно пренебречь) расчет дает плотность вертикальных винтовых дислокаций $\rho_{vs}(\#258) = 4.9 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$.

Точность определения плотностей дислокаций, определяемая точностью измерения трехкристалльных θ -полуширин (10%) и полуширины ω_{twt} (20%), не хуже 40% как для винтовых, так и краевых дислокаций.

Для образцов на низкотемпературном и высокотемпературном буфере рассчитанная в предположении $\omega_{\theta 10\bar{1}0} = \omega_{\text{tilt}}$ плотность ρ_{vs} равна $0.51 \cdot 10^8$ и $0.65 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ соответственно. То, что $\rho_{vs}(\#269) > \rho_{vs}(\#254)$, вызывает удивление, так как все измеренные полуширины для #254 выше, чем для #269. Мы связываем это с тем, что для тонких ($< 0.5 \mu\text{m}$) образцов, вероятно, присутствует вклад дефектного слоя у интерфейса в уширение измеряемой в Лауэ-случае $\omega_{\theta 10\bar{1}0}$ и, следовательно, $\omega_{\theta 10\bar{1}0} \neq \omega_{\text{tilt}}$. Можно предположить, что рост на НТ-буфере (менее упорядоченном) приводит к более дефектному и большей толщины слою вблизи интерфейса, вносящему вклад в $\omega_{\theta 10\bar{1}0}$ (#254). Это приводит к переоценке ω_{tilt} вклада при анализе уширений для #254 и получению заниженных значений ω_{φ} и ρ_{vs} для этого образца. В меньшей степени этот эффект относится к образцу #269. Поэтому приводимое в табл. 2 значение ρ_{vs} будет носить оценочный характер как минимальное значение ρ_{vs} для #254 и #269.

Последовательное уменьшение измеряемых полуширин для образцов на ВТ буфере при росте толщины отражает улучшение их кристаллического совершенства. Анализ соотношений $\omega_{\theta 0002}/\omega_{\theta 0004}$ и $\omega_{\theta 11\bar{2}4}/\omega_{\theta 11\bar{2}\bar{4}}$ говорит, что с ростом толщины положение области рассеяния (эллипс) в обратном пространстве меняется от вытянутого вдоль нормали к вектору дифракции (tilt-влияние) к вытянутому вдоль поверхности (из-за микроразориентаций дифрагирующих плоскостей вокруг вертикальных винтовых дислокаций). Из-за малости размерного эффекта в (2) остается лишь последнее слагаемое, и измеряемая для #239 и #280 полуширина $\omega_{\theta 0002}$ определяется в основном характерными для нитридов вертикальными винтовыми дислокациями. Их плотность ρ_{vs} , рассчитываемая по (1), приводится в табл. 2.

Если предположить линейную зависимость $\rho_{vs} = f(t_1)$, мы получим для образца #269 следующее значение $\rho_{vs} = 2.2 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$, что существенно больше, чем рассчитанная величина ρ_{vs} для этого же образца в предположении $\omega_{\theta 10\bar{1}0} \approx \omega_{\text{tilt}}$. Таким образом, предположение о том, что в измеряемых для тонких образцов

Таблица 2. Размер зерен вдоль (τ_x) и по нормали к поверхности (τ_z) и плотность вертикальных винтовых (ρ_{vs}) и вертикальных краевых (ρ_{ve}) дислокаций

Образец	$\tau_x, \mu\text{m}$	$\tau_z, \mu\text{m}$	$\rho_{vs}, 10^8 \text{ cm}^{-2}$	$\rho_{ve}, 10^{11} \text{ cm}^{-2}$
258	0.08	1.77	48.8	6.21
254	0.17	0.41	≥ 0.51	3.03
269	0.26	0.49	≥ 0.65 (2.20)	2.46
239		0.54	2.04	1.92
280		1.15	1.88	1.33

в Лауэ-случае величинах $\omega_{\theta 10\bar{1}0}$ кроме tilt-компоненты содержится и компонента, связанная с индивидуальными микродефектами (дислокации несоответствия), косвенно подтверждается.

Для характеристики структурного совершенства эпитаксиальных слоев нитридов недостаточно измерений симметричной дифракции в геометрии Брэгга [4,10,11,13]. 3d-рост нитридов приводит к разворотам микрозерен относительно друг друга в плоскости слоя. К микроразворотам в плоскости слоя приводят и прорастающие (вертикальные) краевые дислокации. Поэтому измерения разупорядочения кристаллической решетки в плоскости слоев важны как для общей структурной характеристики слоев, так и для количественной оценки плотности вертикальных краевых дислокаций (по формуле (1)).

В настоящее время используют два метода измерения разупорядочения в плоскости слоя. Метод скользящей геометрии использует регистрацию кривой качания от перпендикулярных поверхности плоскостей ($10\bar{1}0$) [11,13]. Недостаток метода состоит в ограничении получаемой информации чрезвычайно тонким приповерхностным слоем ($\sim 10 \text{ nm}$) из-за малых углов падения ($\sim 0.1^\circ$). Интерполяция получаемых значений ω_{twt} на весь образец не бесспорна.

Широко используется для измерений ω_{twt} метод так называемого ϕ -сканирования, заключающийся в регистрации углового распределения дифрагированной интенсивности для асимметричного отражения при азимутальном вращении образца вокруг нормали к нему (нормаль в плоскости рассеяния) [10,11]. Такие измерения для InN [4] показали для некоторых образцов очень высокие значения ω_{twt} . Однако помимо низкой чувствительности этого метода, связанной с высокой вертикальной расходимостью рентгеновского пучка, измеряемая ω_{twt} содержит и tilt-вклад [8]. В [8] показано, что корректное значение ω_{twt} может быть получено в геометрии Брэгга не при измерении кривой ϕ -сканирования, а из анализа зависимости полуширины серии брэгговских симметричных рефлексов (типа $(10\bar{1}l)$) от угла ξ , образуемого этими плоскостями с базисной (0001) плоскостью. С ростом ξ снижается tilt-вклад и растет twist-компонента измеряемой полуширины. Измерение

$\omega_{\text{оор}} = f(\xi)$ и аппроксимация ее зависимостью типа (3) в [8] дает (для $\xi = 90^\circ$) значение полуширины ω_{twt} кривой качания от перпендикулярной базовой плоскости (1010), которая определяется только twist-компонентой разупорядочения.

Расчет плотности вертикальных краевых дислокаций ρ_{ve} проводился по формуле (1) с использованием значений ω_{twt} , полученных аналогично [8]. Рассчитанные в предположении хаотического расположения дислокаций значения ρ_{ve} приведены в табл. 2 и показывают последовательное снижение плотности вертикальных краевых дислокаций при переходе как к ВТ-буферу (#258 \rightarrow #269), так и при возрастании толщины слоев (#269 \rightarrow #280). Обращает внимание значительная (3 порядка) разница в плотности вертикальных винтовых и краевых дислокаций. Аналогичная разница наблюдалась ранее и для GaN, полученных методом металлоорганической газофазной эпитаксии [10]. Если для монокристаллических (в целом) образцов #239 и #280 полученные значения характеризуют плотность хаотически распределенных вертикальных краевых дислокаций, то для образцов #258, #254 и в меньшей степени #269 характерно присутствие столбчатой структуры с малоугловыми границами, образованными вертикальными краевыми дислокациями.

Таким образом, в настоящей работе проведено рентгendifракционное исследование дефектной структуры тонких МЭ InN-слоев на сапфире.

Асимметрия дифракционного рассеяния в обратном пространстве характерна для всех образцов. Область рассеяния вытянута вдоль поверхности образцов на ВТ InN-буфере при $t_1 > 0.5 \mu\text{m}$, что связано как с геометрией залегания дислокаций (вдоль оси c), так и с анизотропией деформационных полей вокруг них.

Найдено резкое улучшение структурного качества слоев при росте на InN-буфере с высокотемпературной (900°C) обработкой.

Дефектная структура слоев характерна присутствием в них большого количества вертикальных винтовых и краевых (на 3 порядка больше) дислокаций. При удалении от интерфейса ($\sim 1 \mu\text{m}$) снижается плотность как вертикальных винтовых (до $1.9 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$), так и вертикальных краевых (до $1.3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) дислокаций.

Список литературы

- [1] S. Nakamura. *Semicond. Sci. Technol.* **14**, 6, R27 (1999).
- [2] Q.-X. Guo, T. Yamamura, A. Yoshida, N. Itoh. *J. Appl. Phys.* **75**, 10, 4927 (1994).
- [3] W.-K. Chen, Y.-Ch. Pan, H.-Ch. Lin, J. Ou, W.-H. Chen, M.-Ch. Lee. *Jpn. J. Appl. Phys.* **36**, 12B, L 1625 (1997).
- [4] M.-Ch. Lee, H.-Ch. Lin, Y.-Ch. Pan, Ch.-K. Shu, J. Ou, W.-H. Chen, W.-K. Chen. *Appl. Phys. Lett.* **73**, 18, 2606 (1998).
- [5] V.V. Mamutin, V.A. Vekshin, V.Yu. Davydov, V.V. Ratnikov, T.V. Shubina, S.V. Ivanov, P.S. Kopev, M. Karlsteen, U. Soderwall, M. Willander. *Phys. Stat. Sol. (a)* **176**, 247 (1999).

- [6] В.В. Мамутин, В.Н. Жмерик, Т.В. Шубина, А.А. Торопов, А.В. Лебедев, В.А. Векшин, С.В. Иванов, П.С. Копьев. *Письма в ЖТФ* **24**, 467 (1998).
- [7] J.E. Ayers. *J. Crystal Growth* **135**, 71 (1994).
- [8] V. Srikant, J.S. Speck, D.R. Clarke. *J. Appl. Phys.* **82**, 9, 4286 (1997).
- [9] R.N. Kyutt, T.S. Argunova. *Nuovo Cimento* **D19**, 267 (1997).
- [10] T. Metzger, R. Hopler, E. Born, O. Ambacher, M. Stutzmann, R. Stommer, M. Schuster, H. Gobel, S. Christiansen, M. Albrecht, H.P. Strunk. *Phil. Mag.* **A77**, 4, 1013 (1998).
- [11] K. Kobayashi, A.A. Yamaguchi, Sh. Kimura, H. Sunakawa, A. Kimura, A. Usui. *Jpn. J. Appl. Phys.* **38**, 6A/B, L611 (1999).
- [12] C.O. Dunn, E.F. Koch. *Acta metall.* **5**, 548 (1957).
- [13] Р.Н. Кютт, В.В. Ратников, Г.Н. Мосина, М.П. Щеглов. *ФТТ* **41**, 1, 30 (1999).