

Анизотропия упругих напряжений и особенности дефектной структуры a -ориентированных эпитаксиальных пленок GaN, выращенных на r -грани сапфира

© Р.Н. Кютт, М.П. Щеглов, В.В. Ратников, А.Е. Николаев

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

E-mail: r.kyutt@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 29 сентября 2008 г.

В окончательной редакции 23 октября 2008 г.)

Проведено рентгенодифракционное исследование структурного состояния эпитаксиальных слоев GaN, выращенных методом MOVPE на r -грани сапфира. На двух- и трехкристальном дифрактометре измерялись межплоскостные расстояния в двух направлениях в плоскости интерфейса (11-20) и перпендикулярно ей, дифракционные пики θ - и $\theta-2\theta$ -мод сканирования в геометрии Брэгга и Лауэ, а также строились карты распределения интенсивности для асимметричных брэгговских рефлексов в двух азимутальных положениях образца. Полученные данные демонстрируют анизотропию упругой деформации и уширения дифракционной картины параллельно плоскости интерфейса. Слои сжаты в направлении [1-100] и не деформированы в направлении [0001]. Уширение брэгговских рефлексов значительно больше в направлении [1-100] по сравнению с [0001]. На основе построения Вильямсона–Холла для брэгговских и лауэвских отражений показано, что эти уширения не связаны с различной степенью мозаичности, а обусловлены локальными дилатациями и разориентациями вокруг дефектов. На основе анализа полученных данных делаются выводы о дислокационной структуре образцов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ № 06-02-17307.

PACS: 61.05.cp, 61.72.Lk, 61.72.uj, 68.55.ag

1. Введение

Традиционно эпитаксиальные пленки GaN и других A^{III} -нитридов выращивают на c -гранях сапфира или карбида кремния, при этом полученные слои имеют также [0001]-ориентацию. Последняя является полярной, что приводит к нежелательным эффектам, мешающим работе приборов на их основе, в частности к накоплению статического заряда. Поэтому в последнее время все большее внимание исследователей привлекают нитридные структуры, имеющие неполярные грани, к которым относятся a -плоскости типа {11-20} и m -плоскости типа {1-100}. В литературе описывается рост a - и m -ориентированных пленок GaN и других нитридов на соответствующих гранях SiC [1–4] и ZnO [5,6]. Однако чаще всего a -ориентированные пленки A^{III} -нитридов выращиваются на r -гранях {10-12} сапфира, исследованию которых и посвящено большинство работ [7–15]. Несмотря на интенсивные исследования, в том числе рентгенодифракционные и электронно-микроскопические, их результаты неоднозначны. Это касается как распределения упругих напряжений в слоях, так и конкретной дефектной структуры нитридных пленок с неполярными гранями. Между тем она представляет интерес, поскольку по типу и распределению дефектов может заметно отличаться от дефектной структуры c -ориентированных слоев, к настоящему времени достаточно хорошо изученной. В данной работе проведены детальные исследования эпитаксиальных слоев GaN, выращенных методом MOVPE на r -грани сапфира, на

базе высокоразрешающей дифрактометрии с использованием разных геометрий дифракции.

2. Эксперимент и методика

Эпитаксиальные пленки a -ориентированного GaN были выращены на подложках сапфира с поверхностью, параллельной r -грани {10-12}, методом MOVPE с предварительным нанесением тонкого ($0.1\ \mu\text{m}$) буферного слоя AlN. Толщина выращенных пленок GaN была около $4\ \mu\text{m}$. Известно, что при росте a -ориентированного GaN на r -плоскости сапфира в плоскости интерфейса имеют место следующие эпитаксиальные соотношения: $[10-11]Al_2O_3 \parallel [0001] GaN$ и $[1-210]Al_2O_3 \parallel [1-100] GaN$ (рис. 1, a). При этом степень несоответствия составляет 16.6% в направлении [1-100] и 1.1% вдоль [0001] GaN [16].

Рентгенодифракционные измерения проводились на трехкристальном дифрактометре с использованием CuK_α - и MoK_α -излучений в нескольких геометриях дифракции образца — симметричной лауэвской и некомпланарной наклонной геометрии, включая скользящую дифракцию. Поскольку основным признаком, отличающим a -ориентированные пленки с вюрцитной структурой от слоев, выращенных в направлении оси c , является анизотропия кристаллографической плоскости типа {11-20}, измерения проводились в двух азимутальных положениях образца, различающихся на 90° : с

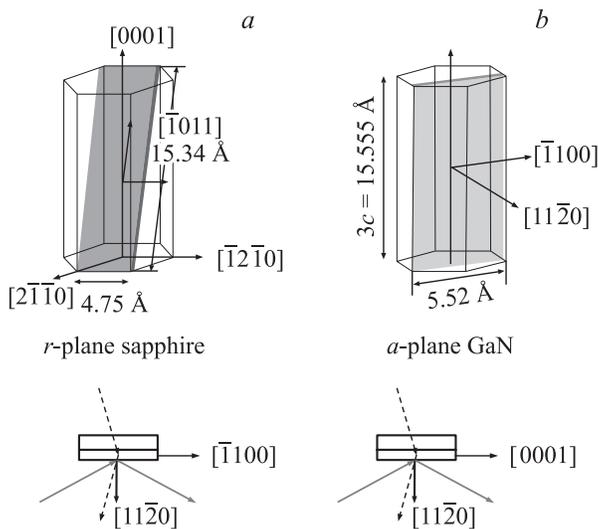


Рис. 1. Изображение кристаллографических плоскостей $\{10\text{-}12\}$ сапфира (а) и $\{11\text{-}20\}$ GaN (b) с соответствующими параметрами в плоскости интерфейса (вверху) и схемы брэгговской (сплошная линия) и лауэвской (штриховая) дифракции в двух азимутальных положениях образца (внизу).

осью c , нормальной к плоскости рассеяния, и с осью c в плоскости рассеяния (1-100) (рис. 1, b).

Для определения параметров решетки и деформации слоев по шкале анализатора фиксировалось точное угловое положение дифракционных пиков. При этом из симметричного брэгговского отражения (11-20) определялось межплоскостное расстояние $d_{a(\text{exp})}$, нормальное к поверхности. Из лауэвских рефлексов (0002) и (1-100) получались соответственно межплоскостные расстояния $d_{c(\text{exp})}$ и $d_{m(\text{exp})}$, параллельные поверхности пластины. Из сравнения полученных величин со значениями $d_a = a/2$, $d_m = a\sqrt{3}/2$ и $d_c = c/2$ неискаженного монокристалла ($c = 5.1851 \text{ \AA}$, $a = 3.189 \text{ \AA}$) вычислялась деформация пленки в трех направлениях.

Дифракционные кривые для симметричных геометрий измерялись в двух направлениях сканирования: $\theta - 2\theta$ — параллельно дифракционному вектору — и θ — перпендикулярно ему. Форма пиков аппроксимировалась функцией Войта. Из последней определялись угловая полуширина пиков и их уширение (по сравнению с кривой отражения идеального кристалла (кривой Дарвина)), с учетом инструментальных поправок.

Анализ полуширин дифракционных пиков, измеренных для двух направлений сканирования, проводился при помощи построения Вильямсона–Холла. Из графиков для $\theta - 2\theta$ -пиков наклон линейной зависимости $w_{(\theta-2\theta)} \cos \theta_B$ от $\sin \theta_B$ дает значение локальной деформации $\langle \epsilon \rangle$, а отрезок, отсекаемый на оси ординат, — размер областей когерентного рассеяния τ вдоль дифракционного вектора. Для пиков θ -сканирования строятся зависимости $w_\theta \sin \theta_B$ ($\sin \theta_B$), из наклона которых определяется значение средней локальной разориента-

ции $\langle \omega \rangle$, а из отрезка на оси ординат — размер τ , перпендикулярный дифракционному вектору.

На основе такого анализа, проведенного для трех геометрий дифракции, определялись компоненты тензора микродисторсии e_{ij} и размеры областей когерентного рассеяния параллельно (τ_x, τ_y) и перпендикулярно (τ_z) поверхности [17]. В симметричной брэгговской геометрии значение $\langle \epsilon \rangle$ есть компонента e_{zz} , а $\langle \omega \rangle$ равно e_{zx} или e_{zy} в зависимости от азимутального положения образца. Здесь за x взято направление [0001], а за y — [1-100]. Для симметричной Лауэ-дифракции $\langle \epsilon \rangle$ есть e_{xx} или e_{yy} , а $\langle \omega \rangle$ — e_{xz} или e_{yz} . Из компонент микродисторсии оценивалась плотность отдельных семейств дислокаций.

Для некоторых рефлексов измерялось распределение интенсивности вокруг узла обратной решетки (mapping).

3. Результаты и обсуждение

Полученные значения параметров решетки и деформаций приведены в табл. 1, из которой видно, что для всех образцов имеют место заметное сжатие слоя параллельно поверхности вдоль направления [1-100] и растяжение по нормали к поверхности. В то же время значение параметра c (межплоскостное расстояние $d_c = c/2$) почти не отличается от табличного значения для монокристалла, и деформация в направлении c мала (практически находится в пределах погрешности измерений). Таким образом, исследованные слои находятся в состоянии одноосного сжатия вдоль [1-100]. Остаточная деформация в одном направлении должна приводить к цилиндрическому изгибу образца. Измерения радиуса изгиба дали значения $R = 1.3 \text{ м}$ для изгиба вокруг оси c и 9.5 м вокруг оси [1-100], что качественно подтверждает результаты параметров решетки.

Общее представление о дислокационной структуре слоев можно получить из карт распределения интенсивности для асимметричных брэгговских отражений. На рис. 2 приведены такие распределения для двух азимутальных положений образца — в плоскости рассеяния (0001) (отражение (30-30)) и в плоскости рассеяния (1-100) (отражение (11-22)). Видно, что контуры равной интенсивности, имеющие форму эллипсов, в обоих случаях вытянуты в направлении, параллельном

Таблица 1. Межплоскостные расстояния и деформация слоев a -GaN

Номер образца	Ориентация					
	Перпендикулярно поверхности		Параллельно поверхности			
			m -направление		c -направление	
$d_a, \text{ \AA}$	$\epsilon_n \cdot 10^3$	$d_m, \text{ \AA}$	$\epsilon_m \cdot 10^3$	$d_c, \text{ \AA}$	$\epsilon_c \cdot 10^4$	
203	1.598	2.1	2.750	-4.1	2.5925	-0.2
206	1.598	2.1	2.7504	-4.0	2.5935	-3.6
209	1.597	1.8	2.755	-2.6	2.592	-0.9

поверхности. Это указывает на преобладающее влияние вертикальных прорастающих дислокаций. Такая картина аналогична наблюдающейся для большинства структур, выращенных на *c*-граница сапфира, которые характеризуются доминирующей плотностью дислокаций, перпендикулярных гетерогранице.

Однако плоскость (11-20) в отличие от базисной плоскости (0001) не является изотропной, что должно влиять как на ансамбли образующихся дислокаций, так и на зависящую от них дифракционную картину. Отметим, что признаки анизотропии дифракционной картины видны уже из рис. 2. Однако более явственно они проявляются для симметричных брэгговских лауэвских рефлексов.

В табл. 2 приведены полуширины дифракционных пиков θ - и $\theta-2\theta$ -сканирования, полученные для двух азимутальных положений образца. Из нее видно, что при изменении азимутального положения с *c*- на *a*-ориентацию

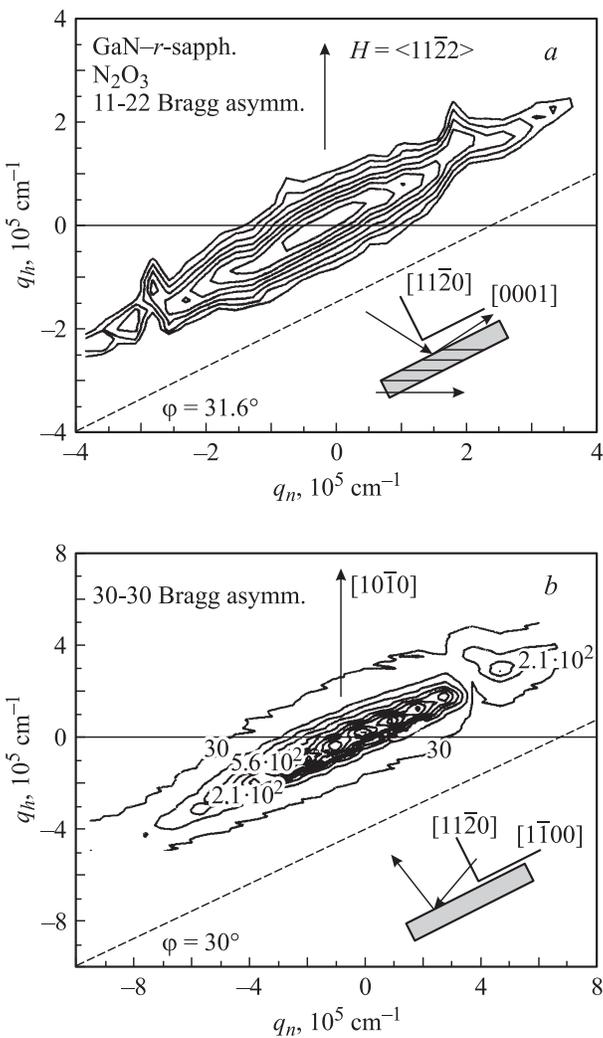


Рис. 2. Карты распределения интенсивности для асимметричных брэгговских отражений в двух азимутальных положениях образца: 11-22 (ось *c* в плоскости рассеяния) (а) и 33-30 (ось *c* нормальна к плоскости рассеяния) (б).

Таблица 2. Полуширина дифракционных пиков в геометрии Брэгга и Лауэ (arc. sec), измеренных на $\text{CuK}\alpha$ -излучении (ширина пиков $\theta-2\theta$ -сканирования указана в шкале образца)

Номер образца	11-20-Брэгг			10-10-Лауэ		0002-Лауэ	
	$w(\theta-2\theta)$	$w(\theta)\perp c$	$w(\theta)\parallel c$	$w(\theta-2\theta)$	$w(\theta)$	$w(\theta-2\theta)$	$w(\theta)$
203	75	1530	860	170	105	180	140
206	85	1870	905	230		195	210
209	46	1660	1130	180	95	160	190

плоскости рассеяния полуширина θ -пика симметричного брэгговского отражения уменьшается в 2 раза, при этом аппроксимация функцией Войта показывает, что это уменьшение касается только гауссовской составляющей уширения. Исходя из этого можно сделать вывод, что такая азимутальная анизотропия уширения связана с анизотропией дислокационной структуры, а не с увеличением размеров областей когерентного рассеяния. Построения графиков Вильямсона-Холла для симметричных брэгговских отражений ($hh-2h0$) трех порядков (здесь не приводятся) подтверждают этот вывод.

Вертикальные прорастающие дислокации не могут быть причиной такой анизотропии, поскольку дислокации винтового типа не дают азимутальной зависимости локальных разворотов, а краевые дислокации вообще не влияют на симметричные брэгговские отражения. Следовательно, наблюдаемая разница для двух азимутальных положений может быть связана только с горизонтальными дислокациями.

Чтобы выявить присутствие дефектов упаковки, нужно сравнить полуширину дифракционных пиков для рефлексов с $h-k \neq 3n$, которые уширяются благодаря дефектам упаковки, и с $h-k = 3n$, на которые последние не влияют. Учитывая анизотропию влияния дислокаций, желательно не менять при этом геометрию дифракции. В настоящей работе для этой цели измерены и проанализированы полуширины дифракционных пиков Лауэ-рефлексов нескольких порядков от плоскостей (1-100). На рис. 3, а, б приведено построение Вильямсона-Холла на основе измеренных полуширин дифракционных пиков θ - и $\theta-2\theta$ -мод сканирования для Лауэ-рефлексов ($h-h00$) и (для сравнения) симметричных Лауэ-отражений (0001). Видно, что точки для серии отражений (0001) хорошо ложатся на линейную зависимость, в то время как для отражений ($h-h00$) точка для отражения третьего порядка (3-300) лежит заметно ниже прямой, проведенной через две другие точки. Отсюда следует, что дифракционные пики отражений (1-100) и (2-200), для которых $h-k \neq 3n$, дополнительно уширены за счет дефектов упаковки.

Из рис. 3 также следует, что размеренный вклад в уширение дифракционных пиков минимален (отрезок, отсекаемый линейными зависимостями на оси ординат, в пределах погрешности равен 0). Численные оценки дают для размеров областей когерентного рассеяния во

всех трех направлениях значения, большие $1 \mu\text{m}$. Разные наклоны прямых рис. 3, *a*, *b* для двух азимутальных положений указывают на анизотропию локальных деформаций в плоскости, параллельной поверхности. Полный набор полученных значений компонент микродисторсии приведен в табл. 3. Кроме указанной выше анизотропии в локальных разворотах плоскостей, параллельных поверхности ($e_{zx} < e_{zy}$), из нее видно, что e_{yy} (сжатия-растяжения плоскостей (1-100)) немного больше, чем e_{xx} (сжатия-растяжения плоскостей (0001)). И наоборот, локальные развороты плоскостей (0001) больше, чем для перпендикулярных им плоскостей (1-100).

Полученные результаты свидетельствуют об анизотропии структурных свойств параллельно поверхности. Причиной анизотропии упругих напряжений могут быть неодинаковое рассогласование параметров решетки в двух направлениях [18], различие в конфигурации дислокаций (направлений векторов Бюргера и плоскостей скольжения) и анизотропия коэффициентов теплового расширения. Первые две причины могут привести к разной степени релаксации напряжений несоответствия в двух направлениях и, следовательно, к разным остаточным напряжениям. Здесь необходимо учесть, что степень несоответствия параметров ячейки в плоскости (11-20)GaN/(10-11)Al₂O₃ в двух направлениях силь-

Таблица 3. Компоненты тензора микродисторсии и размеры областей когерентного рассеяния для слоя GaN (образец № 206), полученные из рентгенодифракционных данных

Положение оси <i>c</i>	$\langle \varepsilon_{zz} \rangle$, 10^{-4}	$\langle \varepsilon_{xx} \rangle$, $\langle \varepsilon_{yy} \rangle$, 10^{-4}	$\langle e_{zx} \rangle$, $\langle e_{zy} \rangle$, 10^{-4}	$\langle e_{xz} \rangle$, $\langle e_{yz} \rangle$, 10^{-4}	τ_z , μm	$\tau_{x,y}$, μm
В плоскости рассеяния	3.9	17	21	5.0	2.1	>1
Перпендикулярно плоскости рассеяния		19	37	3.5		2.5

но различается. Разница в коэффициентах теплового расширения GaN и сапфира также неодинакова в направлениях *a* и *c*.

Если обратиться к литературным данным, то можно отметить, что анизотропия упругих напряжений наблюдалась в большинстве структурных исследований *a*-, а также *m*-ориентированных пленок GaN и AlN, выращенных на различных подложках, однако знак этой анизотропии получался разным. Наши данные совпадают с результатами работы [3], где для *m*-слоев GaN, выращенных на *m*-границе SiC, зафиксированы сильные сжимающие напряжения вдоль оси [11-20]. При этом в данном случае степень несоответствия между подложкой и пленкой одинакова в двух направлениях в плоскости интерфейса, а разница в коэффициентах теплового расширения должна приводить к напряжениям противоположного знака. С другой стороны, в работах [5,6,13,15] показано, что упругие напряжения больше в направлении *c* по сравнению с направлениями [1-100] или [11-20]. Такой результат получен для *a*-слоев GaN на *a*-границе ZnO в [5], где были определены значения деформации растяжения в 0.19% в направлении [1-100] и 0.35% в направлении [0001], для *m*-слоев GaN на *m*-ZnO в [6], где были зафиксированы когерентность пленки относительно подложки вдоль оси *c* и частичная релаксация вдоль *a*. Авторы работ [13,15] измеряли кривизну образцов *a*-ориентированного GaN на *r*-сапфире и показали, что она наибольшая в направлении [0001].

На основе всего изложенного выше можно сделать вывод, что анизотропия остаточных упругих напряжений, скорее всего, определяется конфигурацией образовавшихся дислокаций, по-разному снимающих напряжения несоответствия в двух направлениях, а генерация дислокаций во многом обусловлена конкретными условиями роста. Кроме того, не стоит сбрасывать со счетов и наличие буферных слоев в различных исследованных системах.

Анизотропия уширений дифракционных пиков также наблюдается в большинстве исследований неполярных слоев A^{III}-нитридов, однако и в этом случае результаты отдельных работ не совпадают. Для угловой ширины брэгговских симметричных отражений (1-100) для *m*-слоев и (11-20) для *a*-слоев авторы [3,5,6,11] фик-

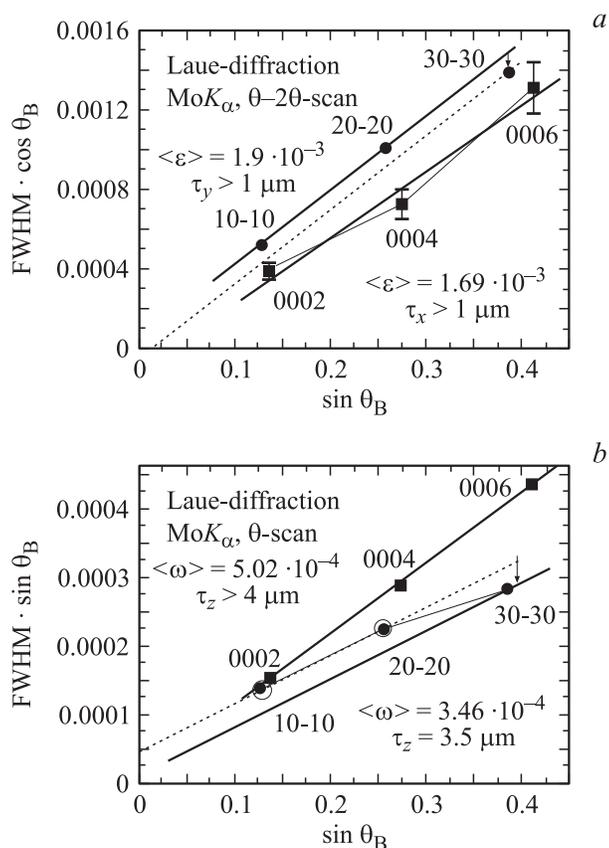


Рис. 3. Графики Вильямсона–Холла для Лауэ-рефлексов от слоя GaN, построенные на основе полуширины дифракционных пиков $\theta-2\theta$ - (*a*) и θ -сканирования (*b*), измеренных в двух азимутальных положениях образца.

сируют в 2–3 раза большее уширение дифракционных пиков в азимутальном положении, при котором ось *c* перпендикулярна плоскости рассеяния, что совпадает с нашими данными. В работах [1,2,13] получен противоположный результат — ширина θ -кривых больше в направлении *c*, т. е. когда плоскость рассеяния нормальна к базисной. При этом здесь также не наблюдается какой-либо закономерной зависимости от типа подложки или ориентации пленок (*a* или *m*), что, очевидно, указывает на доминирующее значение условий роста.

В большинстве дифракционных исследований нет однозначного ответа на вопрос о том, чем вызвана анизотропия упругих напряжений и уширения рентгеновских рефлексов. Полученные результаты анализируются лишь в терминах мозаичной модели — размеров и разориентации блоков мозаики; в частности, авторы [11] утверждают, что ограниченный латеральный размер блоков является основной причиной уширения. Что касается конкретных дефектов, то электронно-микроскопические исследования, выполненные в работах [1,2,13,14], показывают большую плотность прорастающих дислокаций, в основном краевого типа с ненулевой компонентой вектора Бюргерса вдоль [0001], а также дефектов упаковки. Авторы [14] изучали также тонкую структуру интерфейса и показали, что несоответствие параметров решетки между *r*-гранью сапфира и *a*-плоскостью GaN практически полностью снимается сеткой дислокаций несоответствия с векторами Бюргерса [0001] и $b = 1/3[-2110]$. В работе [19] показано, что основным типом нарушений являются дефекты упаковки, а наблюдаемые на изображениях поперечных срезов прорастающие дислокации являются частичными, ограничивающими эти дефекты упаковки.

Как показывают наши данные, влияние размеров областей когерентного рассеяния на ширину дифракционных кривых ничтожно и уширение дифракционной картины в разной геометрии вызвано в основном локальными разориентациями и деформациями вокруг структурных дефектов. Из анализа компонент тензора микродисторсии (табл. 2) можно сделать следующие заключения о дефектной структуре. Во-первых, из того, что $e_{zz} \ll e_{xx}, e_{yy}$ и $e_{zx}, e_{zy} \gg e_{xz}, e_{yz}$ следует, что доминирующим типом дефектов являются вертикальные прорастающие дислокации винтового (из первого неравенства) и краевого (из второго) типов. (Под винтовыми дислокациями мы здесь понимаем не только чисто винтовые, но и смешанные с винтовой компонентой вектора Бюргерса, а в понятие „краевые“ включаются дислокации с краевой компонентой вектора *b*). Это совпадает с результатами большинства электронно-микроскопических наблюдений в упомянутых выше работах. Напомним, что аналогичная картина дефектной структуры имеет место для большинства *c*-ориентированных нитридных слоев. Различие состоит в том, что в нашем случае винтовые дислокации должны иметь вектор Бюргерса $1/3[11-20]$, а дислокации с компонентами вектора **b** в направлении оси *c* будут краевыми.

Из данных табл. 3 плотность винтовых дислокаций ρ может быть оценена величиной $(2-3) \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$.

Во-вторых, примерное равенство компонент e_{xx} (дилатации в направлении [0001]) и e_{yy} (дилатации в направлении [1-100]) показывает, что для прорастающих дислокаций краевого типа нет преимущественного направления векторов Бюргерса, т. е. их компоненты в двух взаимно перпендикулярных направлениях встречаются с равной долей вероятности. К сожалению, данные рентгеновской дифрактометрии не дают возможности разделить вклады от отдельных дислокационных конфигураций. Можно только отметить, что из всех возможных типов дислокаций в вюрцитной структуре дислокации с преимущественным полем смещений (компонентой вектора Бюргерса) в направлении *c* (полные с $\mathbf{b} = [0001]$ и $\mathbf{b} = 1/3\langle 11-23 \rangle$, частичные с $\mathbf{b} = 1/6\langle 2-203 \rangle$) должны сопровождаться дислокациями с преимущественной *a*-компонентой вектора Бюргерса (полными с $\mathbf{b} = 1/3\langle 11-20 \rangle$ и частичными с $\mathbf{b} = 1/3\langle 1-100 \rangle$), т. е. в слоях присутствует по крайней мере по одному типу дислокаций из каждой группы.

В-третьих, неравенство компонент $e_{zy} > e_{zx}$, выражающее анизотропию уширения брэгговских симметричных рефлексов, не может быть объяснено различной степенью мозаичности (как это утверждается в большинстве работ), так как развороты блоков вокруг оси *c*, уширяющие брэгговские кривые, измеренные в направлении [1-100], должны таким же образом влиять на соответствующее Лауэ-отражение. В терминах микродисторсии должно соблюдаться соотношение $e_{yz} \geq e_{zy} - e_{zx}$. В нашем случае значения e_{yz} заметно меньше, что указывает на отсутствие малоугловых границ из горизонтальных дислокаций. Тем не менее для объяснения данной анизотропии в уширении можно предположить наличие хаотически распределенных горизонтальных дислокаций или их фрагментов, направленных преимущественно вдоль оси *c* с вектором Бюргерса, параллельным нормали к поверхности.

Что касается релаксации напряжений несоответствия между GaN и сапфиром, особенно больших в направлении [1-100], то в нашем случае они релаксируют, скорее всего, еще в буферном слое AlN. Как показано в [20], это происходит за счет дислокаций несоответствия на гетерогранице (аналогичный результат получен в [14] для интерфейса GaN–*r*-сапфир). Эти дислокации, очевидно, не влияют на дифракционные отражения от слоя GaN. Кроме того, известно, что для регулярной сетки дислокаций поля смещений локализованы в основном в слое вблизи гетерограницы толщиной порядка среднего расстояния между дислокациями [21].

Таким образом, в результате проведенных рентгенодифракционных исследований *a*-ориентированных слоев GaN, выращенных на *r*-границе сапфира, получены следующие результаты.

1) Показана анизотропия напряжений в плоскости (11-20), параллельной поверхности: слои сжаты в направлении [1-100] и не деформированы в направлении [0001].

2) Как и при росте на c -грани, слои характеризуются большой плотностью прорастающих вертикальных дислокаций краевого и винтового типов, при этом для прорастающих дислокаций краевого типа нет преимущественного направления векторов Бюргерса.

3) Наблюдаемая анизотропия уширения брэгговских дифракционных пиков, ширина которых больше в направлении $[1-100]$ по сравнению с $[0001]$, не связана со степенью мозаичности и размерами областей когерентного рассеяния, а обусловлена наличием горизонтальных дислокаций с краевыми компонентами, плотность которых различна в двух взаимно-перпендикулярных направлениях в плоскости поверхности.

4) Обнаружено наличие дефектов упаковки.

Список литературы

- [1] M.D. Craven, F. Wu, A. Chakraborty, B. Imer, U.K. Mishra, S.P. DenBaars, J.S. Speck. *Appl. Phys. Lett.* **84**, 1281 (2004).
- [2] B.A. Haskell, T.J. Baker, M.B. McLaurin, F. Wu, P.T. Fini, S.P. DenBaars, J.S. Speck, S. Nakamura. *Appl. Phys. Lett.* **86**, 111 917 (2005).
- [3] R. Armitage, M. Horita, J. Suda, T. Kimoto. *J. Appl. Phys.* **101**, 033 534 (2007).
- [4] Qian Sun, Soon-Yong Kwon, Z. Ren, T. Onuma, S.F. Chichibu, S. Wang. *Appl. Phys. Lett.* **92**, 051 112 (2008).
- [5] A. Kobayashi, S. Kavano, K. Ueno, J. Ohta, H. Fujioka, H. Amanai, S. Nagao, H. Horie. *Appl. Phys. Lett.* **91**, 191 005 (2007).
- [6] K. Ueno, A. Kobayashi, J. Ohta, H. Fujioka, H. Amanai, S. Nagao, H. Horie. *Appl. Phys. Lett.* **91**, 081 915 (2007).
- [7] H.M. Ng. *Appl. Phys. Lett.* **80**, 4369 (2002).
- [8] M.D. Craven, S.H. Lim, F. Wu, J.S. Speck, S.P. DenBaars. *Appl. Phys. Lett.* **81**, 469 (2002).
- [9] M.D. Craven, P. Waltereit, F. Wu, J.S. Speck, S.P. DenBaars. *Jpn. J. Appl. Phys.* **42**, L 235 (2003).
- [10] Hai Lu, W.J. Schaff, L.F. Eastman, J. Wu, W. Walukiebicz, V. Cimalla, O. Ambacher. *Appl. Phys. Lett.* **83**, 1136 (2003).
- [11] H. Wang, C. Chen, Z. Gong, J. Zhang, M. Gaevski, M. Su, J. Yang, M.A. Khan. *Appl. Phys. Lett.* **84**, 499 (2004).
- [12] X. Ni, O. Ozgur, N. Biyikli, J. Xie, A.A. Baski, H. Morkoc, Z. Liliental-Weber. *Appl. Phys. Lett.* **89**, 262 105 (2006).
- [13] T. Pashkova, R. Kroeger, S. Figge, D. Hommel, V. Darakchieva, B. Monemar, E. Preble, A. Hanser, N.M. Williams, M. Tumor. *Appl. Phys. Lett.* **89**, 051 914 (2006).
- [14] R. Kroeger, T. Pashkova, S. Figge, D. Hommel, A. Rosenauer, B. Monemar. *Appl. Phys. Lett.* **90**, 081 918 (2007).
- [15] C. Roder, S. Einfeldt, S. Figge, T. Pashkova, D. Hommel, P.P. Pashkov, B. Monemar, U. Behn. *J. Appl. Phys.* **100**, 103 511 (2006).
- [16] T. Lei, K.F. Ludwig, T.D. Moustakas. *J. Appl. Phys.* **74**, 4430 (1993).
- [17] V.V. Ratnikov, R.N. Kyutt, T.V. Shubina, T. Pashkova, B. Monemar. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34**, A 30 (2001).
- [18] A.E. Romanov, T.J. Baker, S. Nakamura, J.S. Speck. *J. Appl. Phys.* **100**, 023 522 (2006).
- [19] D.N. Zakharov, Z. Liliental-Weber, B. Wagner, Z.J. Reitmeier, E.A. Preble, R.F. Davis. *Phys. Rev. B* **71**, 235 334 (2005).
- [20] P. Vennegues, Z. Bougrioua. *Appl. Phys. Lett.* **89**, 111 915 (2006).
- [21] V.M. Kaganer, R. Kohler, M. Schmidbauer, R. Opitz, B. Jenichen. *Phys. Rev. B* **55**, 1793 (1997).