

03,13

О роли вторичной экстинкции при измерении интегральной интенсивности рентгенодифракционных пиков и определении толщины нарушенных эпитаксиальных слоев

© Р.Н. Кютт

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

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

(Поступила в Редакцию 12 августа 2015 г.

В окончательной редакции 15 декабря 2015 г.)

Измерены интегральные интенсивности рентгенодифракционных отражений для серии эпитаксиальных слоев АІІІ-нитридов (GaN, AlN, AlGaN), выращенных на разных подложках (сапфир, SiC) и имеющих разную степень структурного совершенства. Показано, что, несмотря на большую плотность дислокаций и значительное уширение дифракционных пиков, полученные значения не описываются кинематической теорией дифракции и свидетельствуют о существовании экстинкции. Результаты анализируются на основе моделей экстинкции Дарвина и Захариазена. Путем использования двух порядков отражения как в брэгговской геометрии (0002 и 0004), так и в лауэвской (10 $\bar{1}$ 0) и 11 $\bar{2}$ 0) определены значения коэффициента вторичной экстинкции и толщина эпитаксиальных слоев. Показано, что вторичная экстинкция тем больше, чем меньше уширение дифракционных пиков и, следовательно, плотность дислокаций. Для слоев с регулярной системой прорастающих дислокаций коэффициент вторичной экстинкции из Лауэ-отражений значительно больше, чем из брэгговских отражений.

1. Введение

Кинематическая и динамическая теории дифракции рентгеновских лучей были разработаны почти одновременно в 10-х годах прошлого века. Было понятно, что последняя является более строгой, а первая пригодна для описания дифракционной картины в кристаллических объектах ограниченного объема (тонкие пленки, поликристаллы и др.).

Ни одна, ни другая теория не предусматривали влияния конкретных структурных дефектов и являлись как бы крайними случаями. Существует два подхода к учету влияния дефектов в рентгеновской дифрактометрии. Один из них состоит в том, что в формулы интенсивности для идеального кристалла вводятся члены, содержащие поля смещений вокруг отдельных дефектов с последующим их усреднением. В кинематической теории такой подход был разработан Кривоглазом с сотрудниками и изложен в его монографии [1]. В динамической теории влияние различных дефектов было исследовано как экспериментально (когда появились кристаллы, близкие к совершенным), так и теоретически. Наибольшие успехи здесь были достигнуты при исследовании точечных дефектов и их скоплений (трехмерно ограниченных и имеющих кулоновский характер падения поля смещений). В этом направлении разработаны достаточно надежные методики обработки экспериментальных данных, позволяющих определять параметры дефектов (структурный тип, знак дефектов, средний размер и концентрацию) из анализа как когерентного, так и диффузного рассеяния [2–3].

Сложнее обстоит дело с линейными дефектами, особенно с дислокациями. Медленное спадание полей сме-

щений вокруг них составляет трудность для теоретических расчетов, а имеющиеся в настоящее время работы такого рода во многом противоречат друг другу (см. [4–6]). Поэтому при анализе влияния дислокаций чаще используют другой подход: так называемую мозаичную модель кристалла. Она была в свое время предложена Дарвином для объяснения отклонений измеряемой интегральной интенсивности от значений, вычисленных по кинематической теории (о динамической тогда и речи не было). По Дарвину, кристалл состоит из малых кристаллитов — блоков мозаики, которые развернуты друг относительно друга. Исходя из этого, Дарвин ввел в кинематическую теорию два новых параметра — коэффициенты первичной и вторичной экстинкции. Первичная экстинкция отражает динамические эффекты внутри одного кристаллита и, вообще говоря, может быть рассчитана для некоторых форм кристаллитов. Что касается вторичной экстинкции, то это чисто эмпирический параметр, с трудом поддающийся расчету, поскольку представляет собой ослабление интегральной интенсивности из-за экранировки более глубоких кристаллитов за счет тех, которые ближе к поверхности.

2. Методика

Формула, предложенная Дарвином для интегральной интенсивности от достаточно толстого мозаичного кристалла, выглядит следующим образом:

$$Q' = \frac{fQ}{2(\mu + gfQ)}, \quad (1)$$

где f и g соответственно коэффициенты первичной и вторичной экстинкции, а

$$Q = (e^2/mc^2)^2 |F|^2 e^{-2M} \frac{\lambda^3}{v^2 \sin(2\theta)} \quad (2)$$

— есть интегральная рассеивающая способность единицы объема идеально мозаичного кристалла по кинематической теории, где v — объем элементарной ячейки, F — структурный фактор. Для более тонких кристаллических пленок интегральная интенсивность, естественно, зависит от толщины и общая формула для интегральной интенсивности кинематической теории с учетом экстинкции выглядит следующим образом:

$$R_i(g, t) = \frac{Qf}{2(\mu + gfQ)} (1 - \exp(-(\mu + gfQ)t / \sin(\theta))) \quad (3)$$

в симметричной брэгговской геометрии и

$$R_i = Qf \frac{t}{\cos(\theta_B)} \exp(-(\mu + fgQ)t / \cos(\theta_B)) \quad (4)$$

в симметричной Лауэ-геометрии. Как и было отмечено для толстого кристалла, вторичная экстинкция в этой модели сводится к добавке в коэффициент поглощения, равной fgQ .

Существуют и другие более поздние способы учета экстинкции. Из них стоит отметить теорию Захариазена [7], построенную для несколько идеализированного объекта, состоящего из кристаллитов правильной сферической формы, где первичная экстинкция определяется путем расчета рассеяния одним кристаллитом, а вторичная — из дисперсии гауссовского распределения углов разворота кристаллитов друг относительно друга.

По Захариазену экстинкция вводится в интегральную интенсивность, как некий множитель y , обозначающий ее уменьшение по сравнению с кинематическим пределом

$$R_i = R_i^k y, \quad (5)$$

где y — включает в себя как первичную, так и вторичную экстинкции. При этом автор делит по вкладу в экстинкцию кристаллы на два типа. Тип I определен как кристалл, в котором мозаичное уширение (разориентировка кристаллитов) много больше, чем уширение, вызванное размерами кристаллитов, а к типу II относятся кристаллы, для которых размерное уширение из-за малых размеров одного блока больше, чем мозаичный разброс.

Из литературы известны несколько способов экспериментального определения коэффициента вторичной экстинкции, основанных на измерении коэффициента ослабления рентгеновских пучков, состоящего (как видно из формулы (1)) из вкладов фотоэлектрического поглощения и вторичной экстинкции. Для этого используется, в основном, геометрия Лауэ, в которой можно легко изменять длину пути рентгеновского пучка в кристалле (например, путем простого утоньшения

кристаллической пластины (см. [8]) или посредством наклона кристалла [9]). Но они все относятся к кристаллическим пластинам, толщина которых непосредственно измеряется. Для эпитаксиальных слоев это далеко не так. В принципе нам нужно определять две величины: толщину слоя и коэффициент вторичной экстинкции.

В последующих за работой Захариазена статьях ряда авторов [10–12] она была подвергнута основательной критике, главным образом за то, что уравнения переноса, на которых базировался Захариазен, оперируют только интенсивностями, отбрасывая когерентные эффекты.

В свое время интерес к экстинкции определялся, в основном, необходимостью точного определения структурных факторов в несовершенных монокристаллах. В последние годы из-за ввода в практику достаточно толстых эпитаксиальных слоев с низким структурным совершенством проблема вторичной экстинкции встала в связи с необходимостью измерения толщины таких слоев.

Определение толщины эпитаксиальных слоев является одной из важных задач дифракционного анализа. Для тонких ($< 0.5 \mu\text{m}$) и достаточно совершенных слоев дифракционные кривые содержат осцилляции интенсивности, из периода которых и определяется толщина. Для пленок большей толщины и содержащих большое количество дислокаций толщину можно определить только из интегральной интенсивности отражения, а на нее как раз и возможно влияние вторичной экстинкции. Анализ интегральной интенсивности для нескольких дефектных эпитаксиальных структур, проведенный в [13], показал, что ее значения находятся в интервале между динамическими и кинематическими пределами, что предполагает учет экстинкции.

В настоящей работе основными объектами исследования были эпитаксиальные слои III-нитридов. Не имея подходящих подложек, они вырастают с большой плотностью дислокаций, поэтому стандартные определения состава и толщины пленок на основе анализа формы кривых отражения для них не годятся. Альтернативным способом определения толщины достаточно толстых пленок является измерение фотоэлектрического поглощения. Но такой способ может быть реализован только в случае, когда коэффициенты поглощения пленки и подложки существенно отличаются. Для пленок GaN, выращенных на более легких подложках, таких как кремний, сапфир, карбид кремния, это может быть достигнуто при использовании MoK_α -излучения. Для AlN на сапфире с практически одинаковыми коэффициентами поглощения пленки и подложки такой подход, естественно, не годится.

Поскольку для большинства пленок AlIII-нитридов, выращенных традиционными методами, полуширина брэгговских максимумов составляет величину порядка нескольких сотен угловых секунд, что заведомо больше идеальной дарвиновской кривой, и следовательно, размер когерентных областей много меньше экстинкционной длины, то мы можем положить коэффициент первичной экстинкции равным 1.

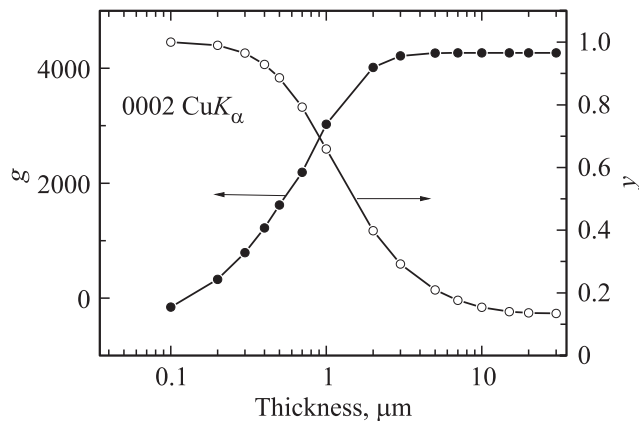


Рис. 1. Предельно возможные параметры вторичной экстинкции по Дарвину (g) и по Захариазену (y) для брэгговского отражения 0002 в GaN в зависимости от толщины.

Очевидно, что для определения двух параметров необходимы как минимум две экспериментальные независимые величины. В качестве таковых можно было бы использовать, к примеру, интегральные интенсивности брэгговского и Лауэ-отражений. Однако в данном случае такой способ непригоден не только потому, что интенсивности на просвет и на отражение мало отличаются друг от друга, но и из-за анизотропии дефектной системы пленок. На сегодняшний день показано, что для большинства нитридных пленок гауссовские уширения, вызванные разворотами кристаллитов, гораздо больше в брэгговской геометрии, чем в лауэвской. Объясняется это специфической дислокационной структурой, состоящей из прямолинейных прорастающих дислокаций винтового и краевого типа, которые мало влияют на Лауэ-отражения, зато сильно сказываются на брэгговских кривых [14,15].

В таком случае остается надеяться только на измерение двух порядков отражения, для которых идеальные коэффициенты отражения могут быть вычислены, а коэффициент вторичной экстинкции, поскольку он связан только с разворотами кристаллических плоскостей, можно предположить равным для двух отражений.

Однако такой способ определения двух параметров может быть использован только для пленок средней толщины. В случае толстых слоев (примерно больше $20\ \mu\text{m}$) интегральная интенсивность уже достигает насыщения и не зависит от толщины (экспоненциальный член в формуле (3) близок к 0). Для очень тонких слоев ($t < 0.2\ \mu\text{m}$), наоборот, этот член очень мал и интенсивность не чувствительна к изменению вторичной экстинкции.

Максимально возможный коэффициент вторичной экстинкции g и минимальный экстинкционный множитель y по Захариазену должны соответствовать интегральной интенсивности в ее динамическом пределе. Их изменение в зависимости от толщины для брэгговского отражения 0002 представлено на рис. 1. Разумеется,

чем меньше толщина, тем они ближе к кинематическому пределу, т.е. 0 для g и 1 для y . Конечно, для коэффициента g это только теоретический предел, вряд ли динамическая дифракция может иметь место в мелкодисперсном кристалле и соответствующие значения интегральной интенсивности достигнуты только за счет вторичной экстинкции, т.е. иметь место в мелкодисперсном кристалле, в котором отсутствует первичная экстинкция (в данном случае не рассматривается предел тонких слоев, для которых кинематические и динамические значения почти одинаковы).

В настоящей работе экспериментально измерены интегральные интенсивности для ряда слоев III-нитридов (GaN, AlN, AlGaIn) рефлексов 0002 и 0004 в брэгговской геометрии с использованием $\text{CuK}\alpha$ -излучения, а также 10 $\bar{1}0$ и 11 $\bar{2}0$ в симметричной Лауэ-геометрии на $\text{MoK}\alpha$ -излучении. Полученные данные анализировались на основе вышеприведенных выкладок.

При расчете интегральных интенсивностей использовались следующие параметры: структурные факторы GaN — $F = 48.5; 29.6; 29.1; 45.5$ соответственно для рефлексов 0002, 0004, 10 $\bar{1}0$, 11 $\bar{2}0$. Для AlN соответствующие значения равны 20.8; 9.1; 14.4; 21.7. Для коэффициента поглощения были взяты значения, вычисленные из таблиц [16] — $\mu(\text{GaN}) = 302$ и $282\ \text{cm}^{-1}$ для соответственно $\text{CuK}\alpha$ и $\text{MoK}\alpha$, $\mu(\text{AlN}) = 202$ и $10.5\ \text{cm}^{-1}$.

3. Результаты и их обсуждение

На рис. 2 представлены двухкристальные дифракционные кривые брэгговского рефлекса 0002 для двух типичных исследованных структур, при этом верхние рисунки представляют собой сами дифракционные пики, а нижние — поведение интенсивности на хвостах кривых в двойном логарифмическом масштабе. Здесь важно отметить, что дифракционные пики не представляют собой гауссовские кривые, но, как показали экспериментальные и теоретические исследования последних лет [5,6,17,18], они аппроксимируются в центральной части функцией Войта с той или иной долей лоренцовского вклада, а на крыльях интенсивность спадает быстрее и в большинстве случаев как степенная функция. При этом как закон спадания на крыльях, так и доля лоренцовского уширения зависят от характера распределения дислокаций.

Интегральные интенсивности пиков для серии исследованных структур приведены в табл. 1. Расчетные предельные значения интегральных интенсивностей брэгговских отражений от толстой кристаллической пластины составляют $7.9 \cdot 10^{-4}$ по кинематической теории и $9.6 \cdot 10^{-5}$ по динамической теории для рефлекса 0002 и соответственно $1.25 \cdot 10^4$ и $4.1 \cdot 10^{-5}$ для рефлекса 0004. Из табл. 1 видно, что интегральная интенсивность брэгговских отражений (за исключением самых тонких слоев) много больше динамического предела, что естественно при такой большой плотности дислокаций, но при этом нигде не достигает кинематического предела даже

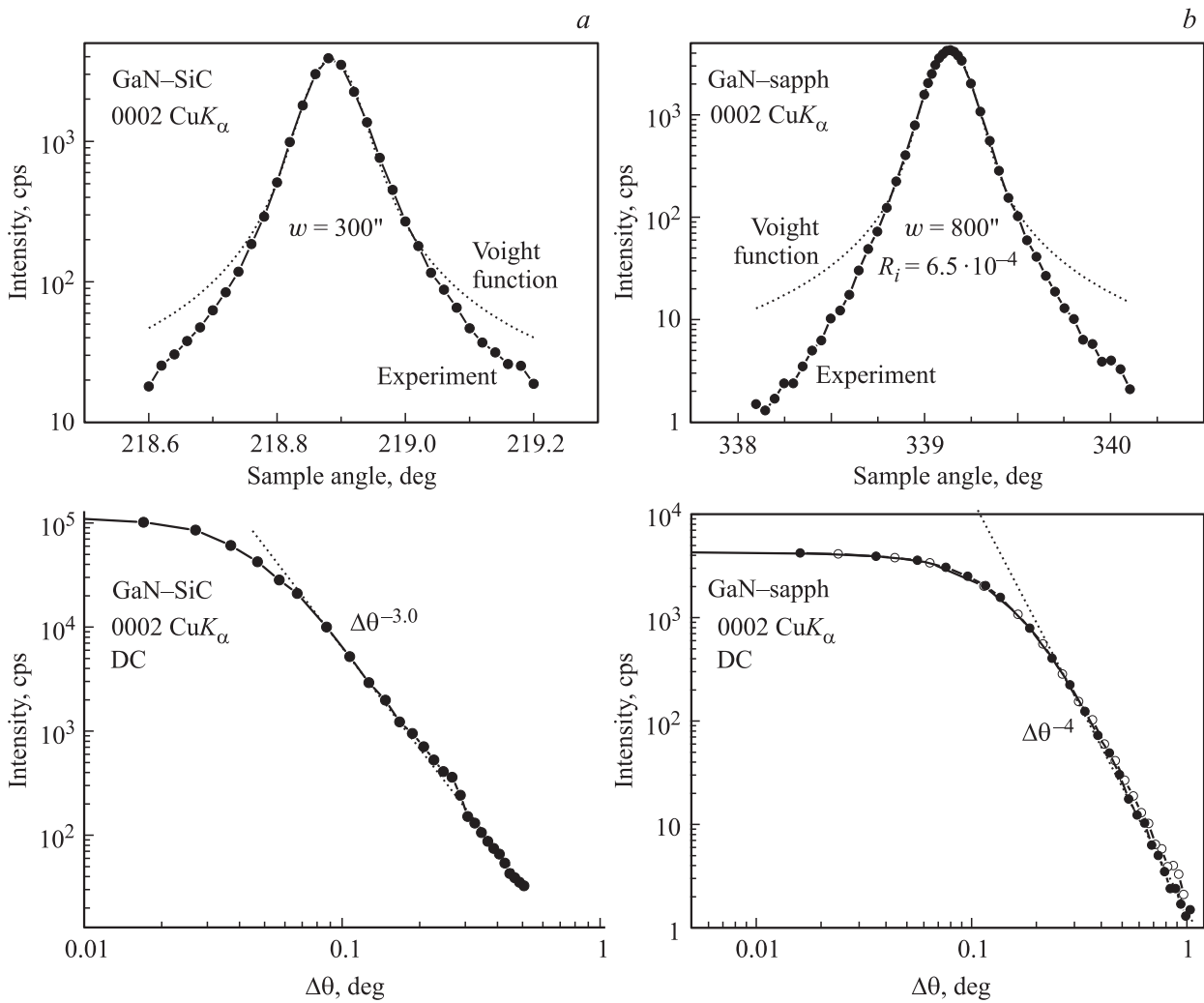


Рис. 2. Двухкристалльные дифракционные кривые брэгговского отражения 0002 (вверху) и падение интенсивности на хвостах кривых (внизу) для слоев GaN с регулярной системой прорастающих дислокаций (а) и с хаотическим распределением дислокаций (b).

Таблица 1. Интегральные отражающие способности исследованных пленок АИИ-нитридов, измеренные для двух рефлексов в брэгговской и двух рефлексов в симметричной Лауэ-геометрии

№	Состав	t, μm	Брэгговская геометрия		Лауэ-геометрия	
			0002	0004	10 $\bar{1}$ 0	11 $\bar{2}$ 0
1	GaN-sapph	> 50	$3.2 \cdot 10^{-4}$	$6.15 \cdot 10^{-5}$	$1.25 \cdot 10^{-5}$	$1.52 \cdot 10^{-5}$
2	GaN-free	400	$2.65 \cdot 10^{-4}$	—	—	—
3	GaN-SiC	5	$3.75 \cdot 10^{-4}$	$3.7 \cdot 10^{-5}$	$4.8 \cdot 10^{-5}$	—
4	GaN-sapph	10	$2.6 \cdot 10^{-4}$	$5.4 \cdot 10^{-5}$	$6.5 \cdot 10^{-6}$	$1.33 \cdot 10^{-5}$
5	GaN-sapph	10	$4.6 \cdot 10^{-4}$	$6.9 \cdot 10^{-5}$	$2.33 \cdot 10^{-5}$	$2.81 \cdot 10^{-5}$
6	GaN-sapph	10	$6.5 \cdot 10^{-4}$	$8.6 \cdot 10^{-5}$	$3.4 \cdot 10^{-5}$	$4.4 \cdot 10^{-5}$
7	GaN-sapph	30	$4.2 \cdot 10^{-4}$	$9.9 \cdot 10^{-5}$	$4.1 \cdot 10^{-5}$	$4.9 \cdot 10^{-5}$
8	GaN-sapph	> 50	$5.2 \cdot 10^{-4}$	—	$2.86 \cdot 10^{-4}$	—
9	Al _x Ga _{1-x} N-sapph (x = 0.41)	1.5	$1.55 \cdot 10^{-4}$	$9.6 \cdot 10^{-6}$	$4.7 \cdot 10^{-6}$	$5.0 \cdot 10^{-6}$
10	AlN-sapph	0.4	$2.33 \cdot 10^{-5}$	$3.33 \cdot 10^{-6}$	$3.08 \cdot 10^{-7}$	$3.65 \cdot 10^{-7}$

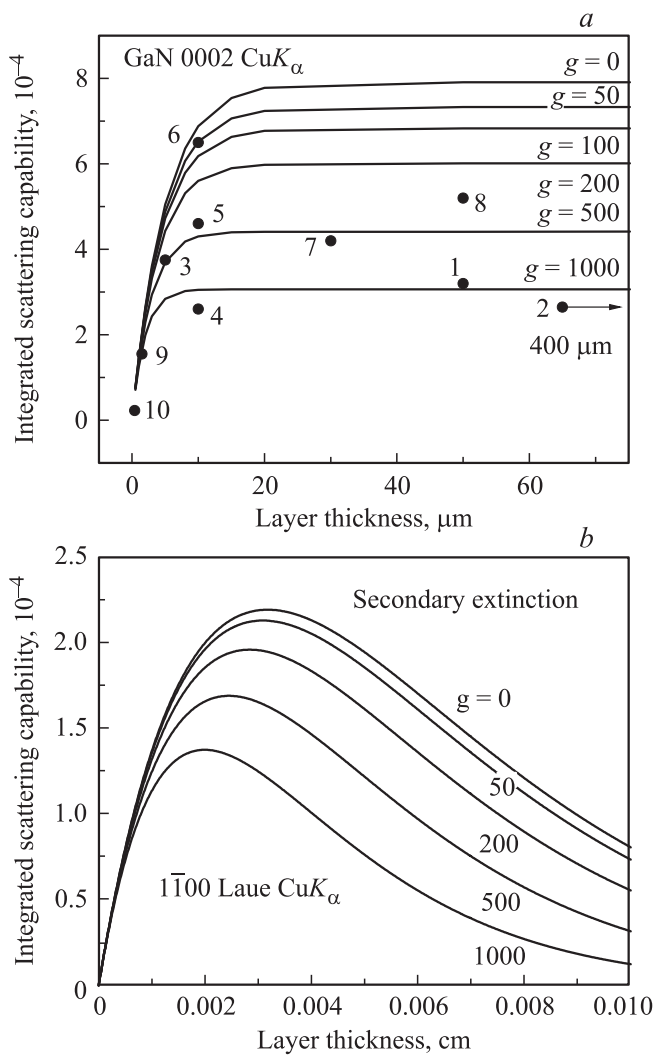


Рис. 3. Зависимость интегральной отражательной способности от толщины кристаллического слоя GaN, рассчитанная по кинематической теории с учетом вторичной экстинкции для двух рефлексов в геометрии Брэгга (а) и геометрии Лауэ (b). В последнем случае, разумеется, не учтено поглощение в подложке. Точками показаны экспериментальные значения (только для брэгговской геометрии).

для очень толстых пленок. Особенно наглядно это видно для образца 2, толстой пластины, отделенной от подложки, так называемого free standing, что неопровержимо указывает на существование вторичной экстинкции.

Более наглядно это подтверждает рис. 3, а, b, где приведены расчетные зависимости интегральной отражательной способности по формулам (3), (4) для 0002-рефлекса брэгговской геометрии и 1010 — лауэвской. Экспериментальные значения отмечены точками, при этом за толщину слоев брались их технологические значения (столбец 3 в табл. 1). Из рис. 3, а также видно, что ни одна из экспериментальных точек не находится на верхней кривой, соответствующей чистой кинематике.

Естественно, чем толще слой, тем сильнее выражена зависимость интегральной интенсивности от вторичной

экстинкции. Это наглядно видно из рис. 4, а, b, где показаны расчетные зависимости интегральной интенсивности брэгговского 0002 и Лауэ-рефлекса 1120 от коэффициента g для двух значений толщины пленки (5 и 10 μm). Для отражения 0004, которое используется в качестве второй измеряемой величины в брэгговской геометрии, зависимость от вторичной экстинкции гораздо слабее при тех же значениях толщины.

Захариазен предполагал, что большинство монокристаллов относятся к типу II по экстинкционным свойствам, т.е. влияние размерного уширения значительно больше, чем мозаичный разброс блоков. Для эпитаксиальных слоев III-нитридов все обстоит в большинстве совсем наоборот. Детальные измерения в разных геометриях дифракции с анализом уширения дифракционных пиков и построением графиков Вильямсона-Холла показали, что в брэгговской геометрии уширения пиков вызвано, в основном, разориентацией локальных областей когерентного рассеяния много меньше [15].

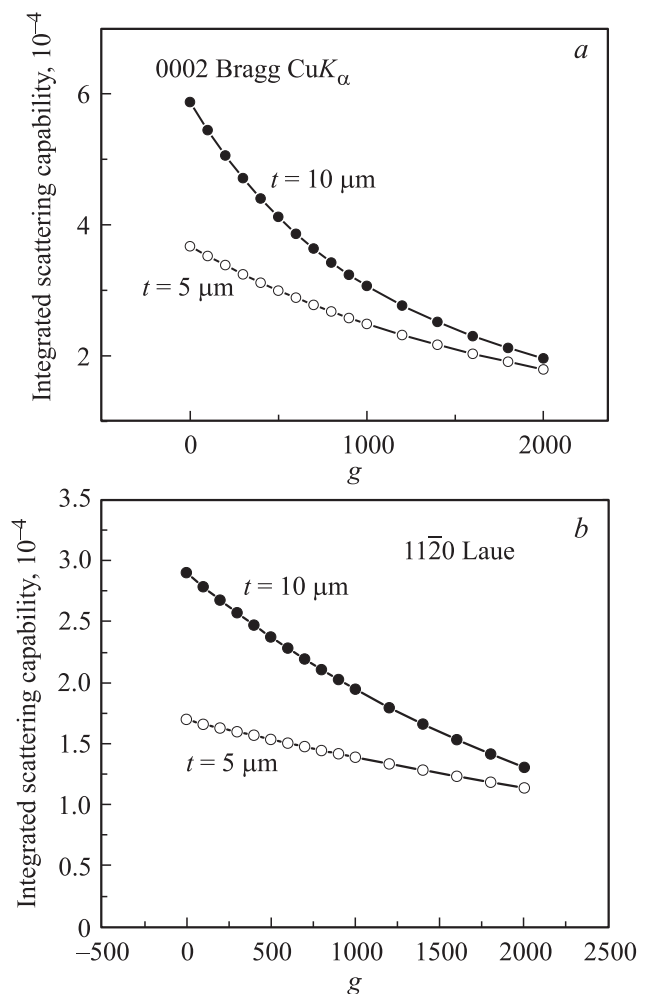


Рис. 4. Зависимость интегральной отражательной способности от коэффициента вторичной экстинкции для двух значений толщины слоя GaN (5 и 10 μm) в двух геометриях дифракции — брэгговской (а) и лауэвской (b), соответственно рефлексы 0002 и 1120.

Таблица 2. Параметры эпитаксиальных слоев, полученные из измеренных значений интегральной интенсивности

№	Состав	Брэгговская геометрия		Лауэ-геометрия		t_{abs}	FWHM 0002, arcsec	FWHM 10 $\bar{1}0$, arcsec
		g	$t, \mu m$	g	$t, \mu m$			
1	GaN-sapph	930	—	1850	50	59	180	90
2	GaN-free standing	1250	—	—	—	400	280	—
3	GaN-SiC	400	4.5	—	—	—	300	—
4	GaN-sapph	790	—	1000	—	86	330	120
5	GaN-sapph	435	11.8	3100	15	13	400	140
6	GaN-sapph	330	18.5	300	25	26	800	800
7	GaN-sapph	450	—	250	50	37	800	790
8	GaN-sapph	320	> 50	—	—	—	880	—
9	AlGaN-sapph	100	1.65	—	2.3	—	1260	1300
10	AlN-sapph	—	0.7	—	0.45	—	1560	420

Поскольку большинство эпитаксиальных пленок III-нитридов характеризуется регулярной системой прорастающих перпендикулярных дислокаций, то при измерениях в симметричной брэгговской геометрии важную роль играет эффективный латеральный размер областей когерентного рассеяния, который в первом приближении можно положить равным среднему расстоянию между дислокациями. Он уширяет дифракционные пики в поперечном направлении (перпендикулярно вектору обратной решетки). И хотя краевые дислокации не оказывают никакого влияния на интенсивность брэгговских симметричных отражений ($\mathbf{b} * \mathbf{H} = 0$, где \mathbf{b} — вектор Бюргерса), т.е. не вносят вклада в дилатационное и ориентационное уширение дифракционных пиков (в отличие от винтовых дислокаций), тем не менее в данном случае они все равно нарушают латеральную когерентность различных областей. Поэтому при расчете среднего расстояния между дислокациями в направлении, параллельном поверхности, нужно учитывать плотность всех перпендикулярных дислокаций. При типичной их плотности в $(10^8 - 10^{10}) \text{ cm}^{-2}$ эти размеры находятся в пределах $(0.2 - 1.0) \mu\text{m}$, что соответствует уширению дифракционных пиков в $(170 - 50) \text{ arc. sec}$, в то время как типичные уширения от влияния полей дислокаций в несколько раз, а то и на порядок выше.

В табл. 2 приведены значения толщины эпитаксиальных слоев и коэффициенты вторичной экстинкции, вычисленные из интегральных отражающих способностей с учетом тех ограничений, о которых сказано выше.

Из полученных данных по брэгговской дифракции видно, что для слоев с небольшим уширением пиков, т.е. с малым углом разворотов кристаллитов, значения коэффициента вторичной экстинкции велики (образцы 1–5), а для слоев с большой шириной дифракционных пиков они заметно меньше и приближаются к кинематическому пределу $g = 0$. Правда, прямой пропорциональности между коэффициентом вторичной экстинкции и значениями FWHM дифракционных кривых не наблюдается. Вероятно, связь между вторичной экстинкцией и структурными параметрами нельзя выразить только через общее уширение дифракционных пиков (средних локальных разворотов кристаллических плоскостей), а

она зависит также от конкретной системы дислокаций (типа и характера их распределения).

Во-первых, надо заметить, что на ширину брэгговских пиков влияют только винтовые прорастающие дислокации. Значит ли это, что их влияние на вторичную экстинкцию будет столь же преобладающим? Во-вторых, следует учесть характер распределения дислокаций. Для типичного для нитридных слоев регулярного ансамбля перпендикулярных поверхности прямолинейных дислокаций форма кристаллитов (областей когерентного рассеяния) представляет собой фигуру, близкую к цилиндру, и аппроксимация в виде сферических кристаллитов вряд ли оправдана. В этом случае когерентные размеры не сводятся к среднему расстоянию между дислокациями и, вероятно, пренебрежение первичной экстинкцией некорректно. Что же касается пленок с хаотическим распределением дислокаций (образцы 6, 7, 9), то для них такое приближение вполне оправдано.

Сложнее обстоит дело с анализом интегральной интенсивности Лауэ-дифракции. Здесь также при малых толщинах влияние вторичной экстинкции очень мало и из интенсивности можно определить лишь толщину слоя, при этом этот предел нечувствительности (до $5 \mu\text{m}$) значительно больше, чем в брэгговской геометрии. Кроме того, зависимость интегральной интенсивности от толщины проходит через максимум, находящийся в районе $20 - 30 \mu\text{m}$ в зависимости от коэффициента g , и в этом интервале, наоборот, слаба зависимость от толщины (см. рис. 3, б).

Значения коэффициента g , полученные из измерений в Лауэ-геометрии (см. табл. 2) для образцов 1, 4, 5 действительно оказались значительно больше, чем из брэгговских отражений, что подтверждает факт, о котором говорилось выше, что локальные развороты лауэвских кристаллографических плоскостей значительно меньше, и Лауэ-рефлексы уширены тоже меньше по сравнению с брэгговскими. В то же время для образцов 6, 7 вторичная экстинкция почти одинакова для обеих геометрий, так как уширения дифракционных пиков из-за локальных разворотов кристаллографических плоскостей в брэгговском и лауэвском случаях равны, что является следствием хаотического распределения дислокаций в слое.

Что касается толщины эпитаксиальных слоев, то само-согласованные значения ее получены для образцов 5, 6, поскольку они находятся как раз в интервале чувствительности интегральной интенсивности в обеих геометриях дифракции (а также совпадают со значениями, полученными из измерения поглощения).

4. Заключение

Таким образом, в работе сделана попытка экспериментального определения вторичной экстинкции для сильнодислокационных эпитаксиальных слоев. Это имеет критическое значение для определения толщины слоев, поскольку интегральная интенсивность дифракции в них не описывается ни динамическими, ни кинематическими формулами. В нашей работе предлагается определять две величины (коэффициент вторичной экстинкции и толщину) из измерения рефлексов двух порядков. В результате показано, вторичная экстинкция действительно имеет место практически для всех исследованных структур, она больше для структур с малым уширением дифракционных кривых (малыми разворотами кристаллитов или областей когерентного рассеяния) и меньше при большем уширении дифракционных кривых. Конечно, увязать величину вторичной экстинкции с конкретной дислокационной структурой достаточно сложно, если вообще возможно, но ее учет необходим при анализе интегральной интенсивности нарушенных эпитаксиальных слоев.

Список литературы

- [1] М.А. Кривоглаз. Теория рассеяния рентгеновских лучей и тепловых нейтронов реальными кристаллами. Наука, М. (1967). 336 с.
- [2] P.H. Dederichs. *J. Phys. F* **3**, 471 (1973).
- [3] B.C. Larson. *J. Appl. Cryst.* **8**, 150 (1975).
- [4] V.M. Kaganer, O. Brandt, A. Trampert, K.H. Ploog. *Phys. Rev. B* **72**, 045 448 (2005).
- [5] V.M. Kaganer, A. Shalimov, J. Bak-Misiuk, K.H. Ploog. *J. Phys.: Condens. Matter* **18**, 5047 (2006).
- [6] M. Barchuk, V. Holy, B. Miljevic, B. Krause, T. Baumbach, J. Hertkom, F. Scholz. *J. Appl. Phys.* **108**, 043 521 (2010).
- [7] W.H. Zachariasen. *Acta Cryst.* **23**, 558 (1967)
- [8] Р. Джеймс. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей. Пер. с англ. ИЛ, М. (1950), 720 с.
- [9] P. Becker. *Acta Cryst. A* **33**, 243 (1977).
- [10] P.J. Becker, P. Coppens. *Acta Cryst. A* **30**, 129 (1974).
- [11] J.L. Lowrence. *Acta Cryst. A* **30**, 454 (1974).
- [12] J.L. Lowrence. *Acta Cryst. A* **33**, 232 (1977).
- [13] Р.Н. Кютт, Ю.П. Хапачев. *ЖТФ* **63**, 12, 50 (1993).
- [14] Р.Н. Кютт, В.В. Ратников, Г.Н. Мосина, М.П. Щеглов. *ФТТ* **41**, 30 (1999).
- [15] V.V. Ratnikov, R.N. Kyutt, T.V. Shubina, T. Pashkova, B. Monemar. *J. Phys. D* **34**, 30 (2001).
- [16] T. Cromer, D. Liberman. *J. Chem. Phys.* **53**, 1891 (1970).
- [17] L. Kirste, K.M. Pavlov, S.T. Mudie, V.I. Punegov, N. Herres. *J. Appl. Cryst.* **38**, 183 (2005).
- [18] Р.Н. Кютт, А.А. Дышеков. *Письма ЖТФ* **37**, 7, 31 (2011).