

Электронно-микроскопическое исследование скольжения ростовых дислокаций в объемных монокристаллах AlN

© А.В. Мясоедов,¹ Т.С. Аргунова,¹ М.Ю. Гуткин,^{2,3} Е.Н. Мохов,¹ О.П. Казарова,¹ С.С. Нагалюк¹

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

² Институт проблем машиноведения РАН,
199178 Санкт-Петербург, Россия

³ Университет ИТМО,
197101 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: argunova@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 28 июля 2025 г.

В окончательной редакции 21 декабря 2025 г.

Принято к публикации 23 декабря 2025 г.

Монокристаллы AlN, выращенные методом сублимации на подложках SiC, имеют относительно высокую плотность дефектов кристаллической структуры. Увеличивая длину слитка, можно получать кристаллы хорошего структурного качества. Чтобы понять процессы, ведущие к уменьшению плотности дефектов, использован метод просвечивающей электронной микроскопии. Обнаружено, что плотность дислокаций, проникающих от интерфейса, уменьшается за счет дислокационных реакций, формирования малоугловых границ и скольжения дислокаций по базисной системе $\langle 0001 \rangle \langle 11\bar{2}0 \rangle$. Кристалл AlN толщиной 2.5 mm был выращен на затравке SiC диаметром 64 mm при использовании источника AlN, содержащего присадку SiC.

Ключевые слова: дислокации, монокристалл AlN, подложка SiC, просвечивающая электронная микроскопия.

DOI: 10.61011/JTF.2026.04.62660.200-25

Введение

Для высокочастотной нитрид-галлиевой электроники характерна высокая удельная мощность, что приводит к нежелательным эффектам генерации и рассеивания тепла во время работы электронных устройств. Локальное повышение температуры, низкая эффективность приборов, обусловленная дефектами кристаллической структуры, и другие нежелательные явления вызваны тем, что при получении гетероструктур GaN/AlN буферный слой AlN выращивают на инородных подложках сапфира или кремния. Подложки карбида кремния (SiC) или тонкие пленки SiC/Si, полученные методом согласованного замещения атомов [1,2], способствуют росту буферных слоев AlN с улучшенными свойствами. Однако только собственные подложки из кристаллов AlN обеспечивают одновременно улучшение кристаллическости, высокую теплопроводность и отсутствие межфазного термосопротивления [3].

Объемные кристаллы выращивают методом сублимации путем переноса паров AlN от источника к затравке SiC за счет температурного градиента (Physical Vapor Transport, PVT) (см., например, обзор [4]). Одной из общих проблем, возникающих в ростовом процессе, является генерация дефектов структуры. Для улучшения структурного качества интерфейса AlN–SiC создаются специальные условия затравливания путем наращивания буферного слоя; затем, в процессе длительного роста, кристаллическость улучшается с увеличением длины слит-

ка. В частности, с целью снижения плотности дефектов на интерфейсе выращивают буфер в виде прерывистого слоя AlN с воздушными зазорами [5], формируют на поверхности SiC вицинальные ступени [6] или пирамидальные островки [7,8]. Для получения кристаллов промышленного размера (с диаметром ≥ 2 дюймов), обладающих однородными физическими свойствами, лучше всего подходят плоские подложки SiC [8]. Кристаллы, исследуемые в настоящей работе, выращены с применением плоской подложки, поверхность которой смачивается тонкой пленкой жидкого кремния в процессе роста AlN [9]. Для этого в состав источника AlN вводится присадка SiC. В настоящей работе рассматривается поведение ростовых дислокаций в таких кристаллах.

Для кристаллов AlN со структурой вюрцита характерны следующие системы скольжения дислокаций: призматическая $\{1\bar{1}00\} \langle 11\bar{2}0 \rangle$, пирамидальные $\{11\bar{2}2\} \langle 11\bar{2}3 \rangle$, $\{10\bar{1}1\} \langle \bar{1}2\bar{1}0 \rangle$, $\{10\bar{1}2\} \langle \bar{1}2\bar{1}0 \rangle$ и базисная $\langle 0001 \rangle \langle 11\bar{2}0 \rangle$ (см., например, [10,11]). Проникающие дислокации (ПД) наполняют объем растущего кристалла и при условии, что они не взаимодействуют с другими дефектами, распространяются от интерфейса до свободной поверхности. Дислокации несоответствия, напротив, локализованы вблизи интерфейса [12] и снимают напряжение, вызванное несоответствием параметров решеток SiC и AlN. Базисных дислокаций (БД) в объеме кристалла всегда меньше, чем ПД. В лучших коммерческих кристаллах плотность БД не превышает 3 % от общей плотности дислокаций, что подтверждают данные методов

рентгеновской топографии и селективного травления поверхности [13].

В настоящее время свойства дислокаций, проникающих от интерфейса в объем кристаллов AlN, исследованы достаточно хорошо. Значительно менее известно о скольжении дислокаций в базисной плоскости. В экспериментах по индентированию активация базисного скольжения затруднена и зависит от общей плотности дефектов структуры [11]. Интерес настоящей работы — в подробном рассмотрении ростовых дислокаций, принадлежащих к системам призматического и базисного скольжения. Выяснив особенности процессов распространения и взаимодействия дислокаций разных систем скольжения, можно найти способ выращивания монокристаллов AlN с почти бездефектной кристаллической структурой.

1. Образцы и методика эксперимента

Рост производился сублимационным сэндвич-методом (CCM) [14] в печах собственного изобретения с резистивным графитовым нагревателем. Источником паров AlN служил поликристаллический порошок, отожженный при температуре $\sim 2100^\circ\text{C}$ с целью очистки от следов кислорода. Отличительной особенностью метода CCM является малый зазор между источником и подложкой SiC. Подложку фиксировали на торцах контейнера из TaC так, что ширина зазора составляла 5–10 mm. Давление азота в контейнере было равно 0.3 atm. На основной стадии кристалл рос со скоростью $40\text{--}80\ \mu\text{m}\cdot\text{h}^{-1}$ при температуре $1960^\circ\text{C}\text{--}2000^\circ\text{C}$.

Своеобразие ростового процесса состояло в присутствии фазы жидкого кремния, смачивающей поверхность SiC. Кремний может поступать в зону роста из подложки или из источника, содержащего кремний. Более того, убедившись в его положительном влиянии, можно намеренно добавлять кусочки SiC в сублимируемый порошок AlN. При повышении температуры до $1600^\circ\text{C}\text{--}1800^\circ\text{C}$ сначала формируется буферный слой. В температурном интервале $1900^\circ\text{C}\text{--}2000^\circ\text{C}$ скорость роста увеличивается. Пленка жидкого кремния находится на растущей поверхности буфера, не препятствуя увеличению скорости роста. Есть основания считать, что пленка обеспечивает высокую подвижность адатомов и способствует реализации послойного механизма роста кристалла. Тем не менее увеличение толщины пленки и/или ухудшение смачиваемости поверхности приводит к образованию капель, способных растворять растущий кристалл до появления в нем сквозных отверстий. С другой стороны, увеличение давления паров кремния может вызвать образование включений.

Монокристалл AlN толщиной 2.5 mm и диаметром 64 mm, исследованный в настоящей работе, показан на рис. 1. Кристалл был выращен на (0001)Si-границы подложки SiC–6H; он имеет блестящую ростовую поверхность и хорошо развитую грань (0001)Al.



Рис. 1. Монокристалл AlN. Толщина и диаметр кристалла равны соответственно 2.5 и 64 mm. Кристалл был выращен на Si-границы подложки 6H-SiC сублимационным сэндвич-методом, механически отполирован со стороны подложки до ее удаления и приклеен к пластине TaC. Съемка в отраженном свете с боковой подсветкой.

Дефекты структуры исследовались методом ПЭМ на электронных микроскопах Osiris (FEI Technologies Inc., Hillsboro, Oregon) и Philips EM–420 (Philips, Amsterdam, Netherlands). Из кристалла, показанного на рис. 1, на близком расстоянии от интерфейса вырезались образцы, которые затем утонялись до толщины, прозрачной для электронов. Это достигалось двумя путями: с использованием технологии сфокусированного ионного пучка (focused ion beam, FIB) или путем механического утонения и травления ионами Ar^+ при ускоряющем напряжении 4 kV до образования сквозного отверстия. Ламели для FIB формировались в планарной или поперечной геометриях, когда поверхность ламели была соответственно параллельна интерфейсу или оси роста кристалла. Вторым способом создавалось отверстие на поверхности планарного образца. При этом ионный пучок имел скользящий угол падения на поверхность: $7\text{--}10^\circ$. В результате площадь фольги толщиной 100–500 nm, расположенная по краю отверстия, обладала максимально возможной величиной. Образец, приготовленный таким способом, показан на рис. 2.

2. Результаты и обсуждение

Рис. 3 демонстрирует единичные ПД и их группы. Линии ПД были параллельны оси роста [0001] или наклонены к ней под некоторым углом. На рис. 3, a, b показана ламель, вырезанная параллельно направлению роста на расстоянии $\sim 300\ \mu\text{m}$ от интерфейса AlN/SiC. Изменение видимости дислокаций связано с изменением дифракционных условий, описываемых вектором дифракции $\mathbf{g}$. Зная эти условия, заключаем, что вектор Бюргерса дислокации на рис. 3, b лежит в направ-

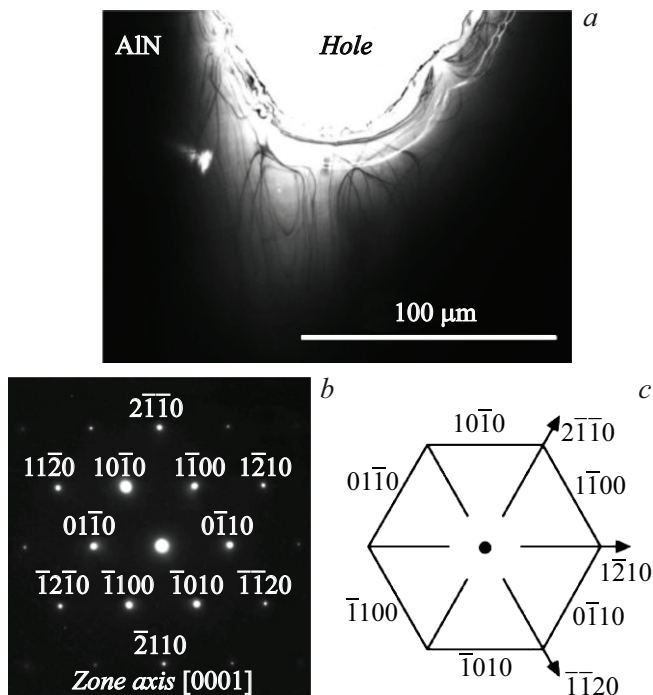


Рис. 2. *a* — образец, приготовленный путем химико-механического утонения и травления ионами Ag^+ . Область, прозрачная для электронов, расположена по краю отверстия; *b* — электронограмма от кристалла AlN, полученная вблизи интерфейса AlN/SiC; *c* — схема взаимного расположения и символы шести кристаллографических плоскостей AlN (стрелками указаны некоторые кристаллографические направления).

лении $[1\bar{2}1\bar{3}]$ (или $[21\bar{1}\bar{3}]$). Эта и другие подобные ей ПД относятся к смешанному типу; их векторы Бюргерса $\mathbf{b}_{a+c}$ имеют составляющие вдоль двух осей: *a* $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ и *c* $[0001]$. Кроме смешанных дислокаций, в исследованном кристалле наблюдались ПД *c*- и *a*-типов с векторами Бюргерса соответственно $\mathbf{b}_c = [0001]$ и $\mathbf{b}_a = (1/3)\langle \bar{1}2\bar{1}0 \rangle$ (рис. 3, *a*).

Рис. 3, *c* — это изображение ламели, вырезанной параллельно интерфейсу на расстоянии $60\mu\text{m}$. Розетки напряжений образованы ПД, распределенными с плотностью $\sim 8 \cdot 10^7\text{cm}^{-2}$. Согласно приблизительной оценке, с увеличением расстояния от интерфейса в 5 раз плотность ПД уменьшилась в 8 раз, что не противоречит тенденции ее дальнейшего снижения до $\sim 10^6\text{cm}^{-2}$ на расстоянии 1 mm от интерфейса [5]. Механизмы уменьшения плотности ПД могут включать аннигиляцию посредством дислокационных реакций, образование дислокационных стенок или границ и взаимодействие дислокаций с такими границами. На рис. 3, *d* представлена та часть ПД, которая входит в стенки дислокаций. Считая их границами наклона, состоящими из одного ряда краевых дислокаций призматической системы, можно приблизительно оценить угол поворота вокруг оси $[0001]$, используя при этом только один параметр — расстояние между дислокациями [15]: $D = b/\theta$. Здесь

b — модуль вектора Бюргерса, θ — угол поворота и $D \gg b$.

Значения *D* на рис. 3, *d*, а также на других подобных изображениях, изменяются в интервале приблизительно от 400 до 1000nm . Оценивая вектор Бюргерса *b* величиной порядка 0.3nm [16], получаем, что угол поворота θ находится в интервале примерно от 0.017 до 0.043° . Поскольку расстояния между дислокациями изменяются не только между разными изображениями, но и в пределах одной стенки, можно удовлетвориться простым средним арифметическим минимального и максимального значений: $\theta \sim 0.03^\circ$.

Другим типом дефектов в исследованных образцах являются микронеоднородности. На рис. 4 показаны дислокации, которые распространяются в планарном образце от края отверстия внутрь области, прозрачной для электронов (рис. 2). Источники дислокаций расположены на самом краю так, что детали их изображений неразличимы. Это могут быть микровключения или границы кристаллитов.

На рис. 4 очевидны следующие особенности: линии вдоль $[11\bar{2}0]$ (рис. 4, *a*); полупетли и ансамбли дислокаций соответственно на уровнях 1–3 (рис. 4, *b*). Линии, которые выглядят прямыми при ориентации образца вблизи оси зоны $[0001]$ (рис. 4, *a*), преобразуются в полупетли в результате сильного наклона образца (рис. 4, *b*). Анализ контраста для отражений от трех призматических плоскостей $\{1\bar{1}00\}$ показал, что полупетли наблюдаются на темнопольных изображениях $01\bar{1}0$ и $10\bar{1}0$

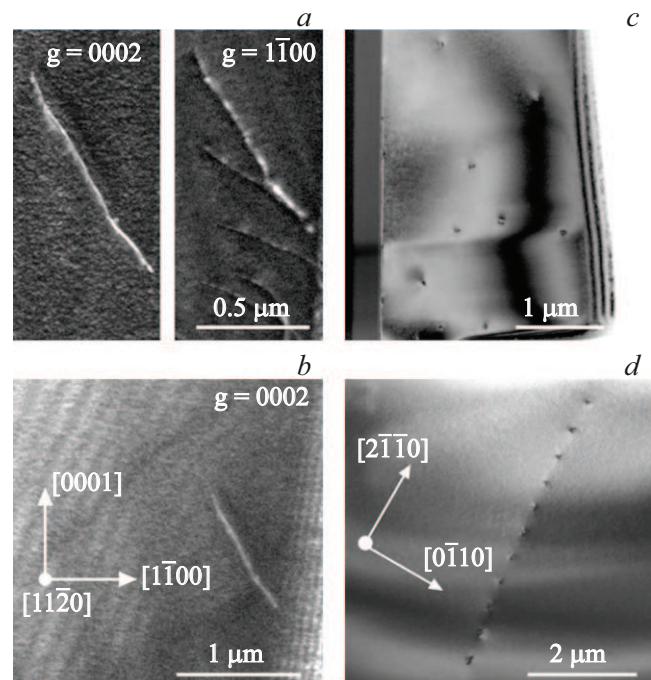


Рис. 3. Темнопольные изображения наклонных ПД *a*-типа (*a*) и смешанного типа (*b*). Розетки напряжений ПД, выявленные в планарном образце на расстоянии $60\mu\text{m}$ от интерфейса (*c*). Стенки дислокаций (*d*).

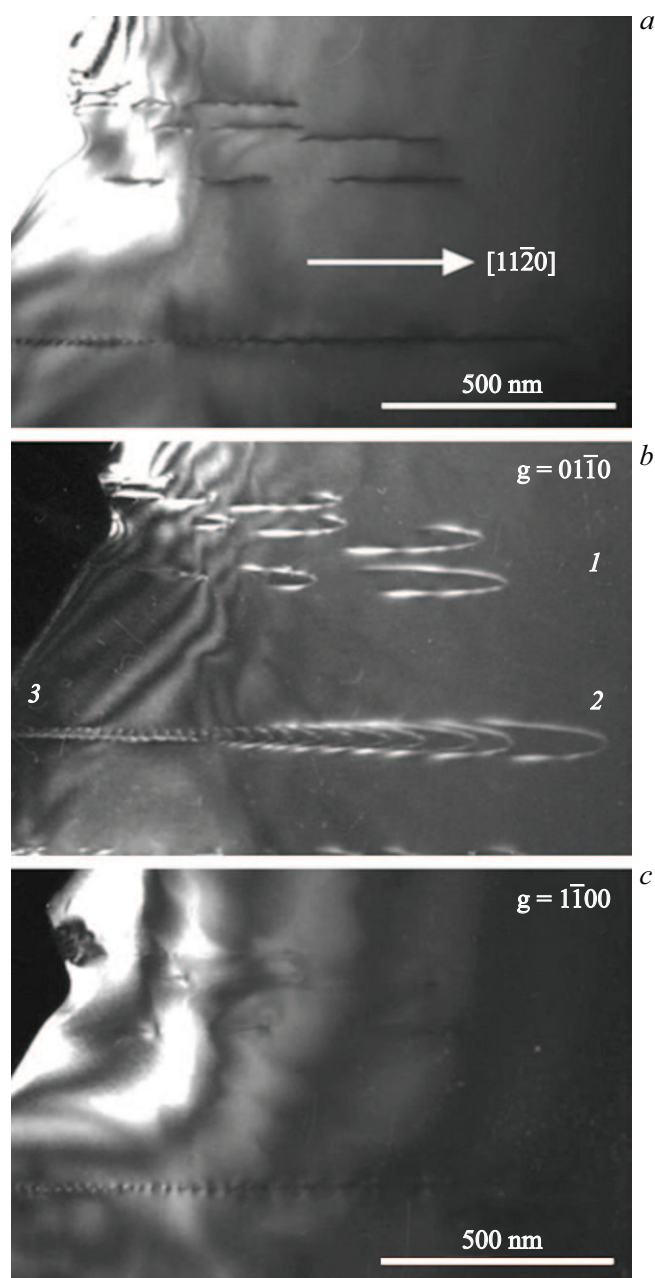


Рис. 4. *a* — распространение дислокаций от концентраторов напряжений. Отражение $01\bar{1}0$. Ориентация образца вблизи оси зоны $[0001]$; *b* — полупетли (1, 2), выявленные в результате наклона образца, и стенка дислокаций (3); *c* — остаточный контраст тех же дефектов в рефлекс $1\bar{1}00$.

и практически исчезают в отражении $1\bar{1}00$ (рис. 4, *c*). Поэтому в соответствии с условием $\mathbf{g} \cdot \mathbf{b} = 0$ их векторы Бюргера имеют составляющую в направлении $[11\bar{2}0]$, и система скольжения — призматическая: $\{1\bar{1}00\}\langle 11\bar{2}0 \rangle$. Остаточный контраст на рис. 4, *c* связан с краевыми головными компонентами полупетель.

Для выявления деталей строения стенки призматических дислокаций на рис. 4, *b* воспользуемся увеличенным изображением. В нижнем левом углу на рис. 5, *a* видны

отдельные дислокации, которые входят в состав стенки. Они имеют остаточный контраст в рефлекс $0\bar{1}10$, что дает основание считать их вектор Бюргера параллельным $[\bar{2}110]$. Проекция этих дислокаций на плоскость базиса имеют разную длину (рис. 5, *b*). Увеличение длины свидетельствует об уменьшении угла между линией дислокации и базисной плоскостью. В том месте образца, которое отмечено белой стрелкой, периодичность в расположении дислокаций дает сбой. По нашему мнению, в этом месте берет начало изображение дислокации базисной плоскости. На рис. 5 хорошо видны линии, образующие фигуру в виде „черепичной крыши“, увенчанную „шпилем“ из двух составляющих длиной $\sim 2 \mu\text{m}$, охваченных незамкнутой кривой. Изображения этих линий, вытянувшихся вдоль $[2\bar{1}\bar{1}0]$, почти невидимы в рефлекс $0\bar{1}10$ (рис. 5, *d*), удостоверяя, что векторы Бюргера дислокаций находятся в направлении $[\bar{2}110]$, и конфигурация на рис. 5 образована винтовыми базисными дислокациями *a*-типа.

Винтовые дислокации *a*-типа были обнаружены в GaN и тщательным образом изучены методами катодolumинесценции и ПЭМ [17]. В работе [17] БД имели вид скользящих полупетель из винтовых и краевых составляющих, расширяющихся в базисной плоскости. Сходству с конфигурацией, обнаруженной в настоящей работе, мешают два обстоятельства. Во-первых, векторы Бюргера винтовых БД имеют одинаковые знаки. Во-вторых, кривая, которая охватывает эти винтовые дислокации и своим видом напоминает „головную компоненту“, не является краевой дислокацией. Сходство, тем не менее, в том, что участки винтовых БД трансформируются в смешанные дислокации, которые легко скользят, не выходя из базисной плоскости, но изменяя свои первоначальные направления; тогда как скользящие дислокационные петли, лежащие в призматических плоскостях, могут только удлиняться [17].

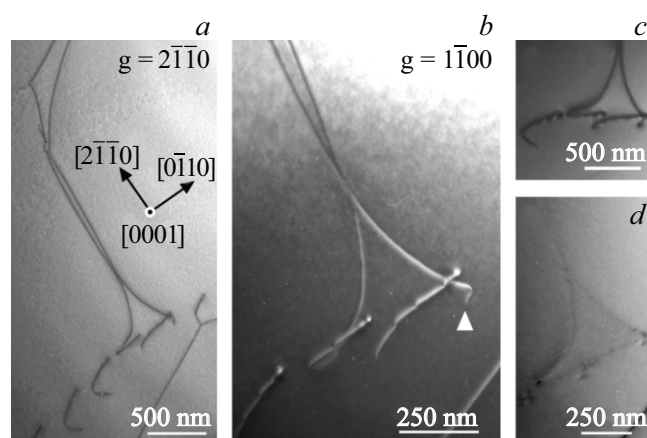


Рис. 5. *a* — дислокации двух систем скольжения: призматической (внизу слева) и базисной (в центре и вверху слева); *b* — увеличенное изображение; *c, d* — изменение видимости базисных дислокаций в рефlekсах соответственно $10\bar{1}0$ (*c*) и $0\bar{1}10$ (*d*).

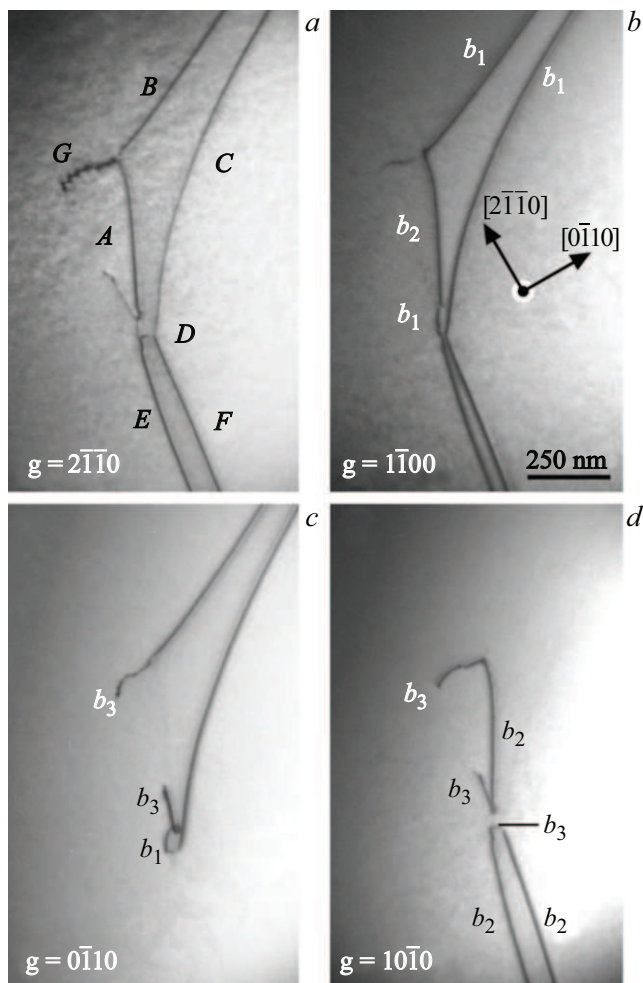


Рис. 6. *a* — в рефлексе $2\bar{1}\bar{1}0$ дислокации, отмеченные буквами от *A* до *G*, имеют ненулевой контраст; *b* — ослабление видимости дислокации *G* в отражении $1\bar{1}00$; *c, d* — погасание дислокаций *A, E, F* и *B, C* соответственно в рефлексах $0\bar{1}\bar{1}0$ и $10\bar{1}0$.

Согласно ранее опубликованным данным, винтовые БД могут превращаться в краевые ПД, выходящие на поверхность или уходящие в глубину образца [17,18]. Интересно проследить за тем, как конфигурация на рис. 5 изменяется с расстоянием в плоскости базиса. Обратимся к рис. 6, который содержит взаимное расположение БД, выявленных на соседнем участке. Чтобы понять различия в их видимости, вспомним следующие правила. Изображение винтовой дислокации становится невидимым, когда $\mathbf{g} \cdot \mathbf{b} = 0$. Чисто краевая дислокация исчезает в таком рефлексе, когда условия $\mathbf{g} \cdot \mathbf{b} = 0$ и $\mathbf{g} \cdot \mathbf{n} = 0$ выполняются одновременно. Здесь $\mathbf{n}$ — вектор, перпендикулярный к плоскости скольжения. Смешанные дислокации не исчезают. Однако их видимость минимальна при полном или частичном выполнении условий $\mathbf{g} \cdot \mathbf{b} = 0$ и $\mathbf{g} \times \mathbf{b} \cdot \mathbf{u} = 0$, где $\mathbf{u}$ — вектор касательной к линии дислокации.

В отражении $2\bar{1}\bar{1}0$ (рис. 6, *a*) хорошо видны все дислокации с ненулевой величиной $\mathbf{b}_a$ вдоль $\langle 11\bar{2}0 \rangle$. Сравним видимость этих дислокаций в трех отражениях от призматических плоскостей $\{1\bar{1}00\}$. Линии, обозначенные буквами *A, E* и *F* исчезают в рефлексе $0\bar{1}\bar{1}0$ (рис. 6, *c*), но хорошо видны в рефлексе $1\bar{1}00$ (рис. 6, *b*). В соответствии с критерием $\mathbf{g} \cdot \mathbf{b} = 0$ векторы Бюргерса дислокаций *A, E* и *F* ориентированы в направлении $[\bar{2}110]$. Применив тот же критерий к дислокациям *B* и *C*, которые гаснут в рефлексе $10\bar{1}0$, приходим к выводу, что их векторы Бюргерса параллельны $[1\bar{2}10]$ (рис. 6, *d*). Контраст на участке *G* у пересечения линий *A* и *B* не исчезает ни в одном из отражений от плоскостей призмы. Дислокация *G* имеет остаточный контраст в рефлексе $1\bar{1}00$, что указывает на составляющую $\mathbf{b}_a$, параллельную $[\bar{1}\bar{1}20]$. Отсутствие контраста на участке *D*, когда $\mathbf{g} = 10\bar{1}0$, подтверждает, что на этом участке вектор $\mathbf{b}$ ориентирован в направлении $[1\bar{2}10]$. Поблизости от того же места есть короткий отросток, невидимый в рефлексе $1\bar{1}00$, но имеющий сильный контраст при $\mathbf{g} = 0\bar{1}\bar{1}0$. Это возможно, если его вектор $\mathbf{b}$ направлен по $[\bar{1}\bar{1}20]$. Все векторы Бюргерса вышеописанных дислокаций обозначены на рис. 6 в следующем порядке: $\mathbf{b}_1 = \pm(1/3) [1\bar{2}10]$; $\mathbf{b}_2 = \pm(1/3) [\bar{2}110]$ и $\mathbf{b}_3 = \pm(1/3) [\bar{1}\bar{1}20]$.

Заключение

Монокристалл AlN толщиной 2.5 mm и диаметром 64 mm был выращен на подложке SiC по усовершенствованной PVT-технологии в присутствии фазы жидкого кремния на растущей поверхности. Дислокации в выращенном кристалле исследованы методом ПЭМ. Приведенный выше анализ показал, что плотность ПД быстро уменьшалась с расстоянием от интерфейса за счет взаимодействия ПД между собой и с группами других дислокаций. В частности, стенки дислокаций представляли собой прямолинейные участки ограниченной длины вдоль $\langle 10\bar{1}0 \rangle$ или $\langle 11\bar{2}0 \rangle$. Стенки состояли из дислокаций, разделенных расстояниями от 400 до 1000 nm, и вызвали наклон решетки на средний угол $\theta \sim 0.03^\circ$. Кроме стенок, кристалл содержал дислокационные полупетли, скользящие в призматических плоскостях. Наиболее вероятной причиной генерации этих дефектов были микронеоднородности.

Весьма любопытным проявлением поведения наклонных ПД, скользящих по призматической системе, было превращение их в БД. Такое изменение типа дислокаций и плоскости скольжения не сопровождалось обратной трансформации в ПД. По-видимому, скольжение в базисной плоскости, которое сопровождалось взаимодействием дислокаций, приводило к понижению их энергии.

Качество кристаллизации AlN было улучшено присутствием пленки жидкого кремния в процессе роста. Необходимо отметить, что наличие на поверхности растущего кристалла посторонней фазы требовало

нанесения буферного слоя AlN по всей поверхности подложки, так как жидкий кремний в присутствии Al при ростовых температурах порядка 1950 °C–2000 °C может вызывать интенсивное травление подложки SiC. Как правило, буферный слой осаждают при низких температурах ~ 1200 °C методом химического транспорта (Chemical Vapor Deposition, CVD). Нами были найдены условия осаждения буферного слоя AlN методом сублимации, что существенно снизило вероятность травления кристалла в процессе роста и охлаждения. Углубленное исследование систем скольжения ростовых дислокаций в таких кристаллах способствует решению некоторых неясных еще вопросов улучшения качества пластин с промышленным размером ≥ 2 дюйма.

Благодарности

В работе использовалось оборудование, предоставленное Междисциплинарным ресурсным центром „Нанотехнологии“ Санкт-Петербургского государственного университета в рамках проекта 125021702335-5.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках Государственного задания Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН и Государственного задания Институт проблем машиноведения РАН.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] S.A. Kukushkin, A.V. Osipov. J. Phys. D: Appl. Phys., **47** (31), 313001 (2014). DOI: 10.1088/0022-3727/47/31/313001
- [2] S.A. Kukushkin, A.V. Osipov, A. Redkov. In: *Mechanics and Control of Solids and Structures. Advanced Structured Materials*, ed. by V.A. Polyanskiy, A.K. Belyaev (Springer, Cham, 2022), v. 164. DOI: 10.1007/978-3-030-93076-9_18
- [3] A.L. Hickman, R. Chaudhuri, S.J. Bader, K. Nomoto, L. Li, J.C.M. Hwang, H.G. Xing, D. Jena. Semicond. Sci. Technol., **36**, 044001 (2021). DOI: 10.1088/1361-6641/abe5fd
- [4] R.R. Sumathi. ECS J. Solid State Sc., **10** (3), 035001 (2021). DOI: 10.1149/2162-8777/abe6f5
- [5] D. Dojima, K. Ashida, T. Kaneko. J. Cryst. Growth., **483**, 206 (2018). DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2017.11.032
- [6] C. He, H. Wu, C. Jia, K. Zhang, L. He, Q. Wang, J. Li, N. Liu, S. Zhang, W. Zhao, Z. Chen, B. Shen. Cryst. Growth Des., **21** (6), 3394 (2021). DOI: 10.1021/acs.cgd.1c00170
- [7] L. Zhang, H. Qi, H. Cheng, L. Jin, Y. Shi. J. Semicond., **40** (10), 102801 (2019). DOI: 10.1088/1674-4926/40/10/102801
- [8] Y. Han, Z. Zhang, W. Hu, W. Wang, J. Guo, L. Guo. Cryst. Growth Des., **24** (4), 1818 (2024). DOI: 10.1021/acs.cgd.3c01483
- [9] A.N. Anisimov, I.D. Breev, K.V. Likhachev, O.P. Kazarova, S.S. Nagalyuk, P.G. Baranov, B.Ya. Ber, D.Yu. Kazantsev, M.P. Scheglov, E.N. Mokhov. Semiconductors, **56** (5), 281 (2022). DOI: 10.1134/S1063782622050025
- [10] Y. Tokumoto, K. Kutsukake, Y. Ohno, I. Yonenaga. J. Appl. Phys., **112**, 093526 (2012). DOI: 10.1063/1.4764928
- [11] J. Chen, K. Chen, X. Su, M. Niu, Q. Wang, K. Xu. Thin Solid Films, **791**, 140240 (2024). DOI: 10.1016/j.tsf.2024.140240
- [12] M. Miyanaga, N. Mizuhara, S. Fujiwara, M. Shimazu, H. Nakahata, T. Kawase. J. Cryst. Growth, **300** (1), 45 (2007). DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2006.10.233
- [13] Y. Yao, Y. Sugawara, Y. Ishikawa, N. Okada, K. Tadatomo. J. Electron. Mater., **49**, 5144 (2020). DOI: 10.1007/s11664-020-08016-x
- [14] Е.Н. Мохов, А.А. Вольфсон, О.П. Казарова. ФТТ, **61** (12), 2298 (2019). DOI: 10.21883/FTT.2019.12.48537.17ks [E.N. Mokhov, A.A. Wolfson, O.P. Kazarova. Phys. Solid State, **61** (12), 2286 (2019). DOI: 10.1134/S1063783419120321]
- [15] Дж. Хирт, И. Лоте. *Теория дислокаций* (Атомиздат, М., 1972), с. 477. [пер. с англ.: J.P. Hirth, J. Lothe. *Theory of Dislocations* (Wiley, NY., 1982)]
- [16] Y.N. Picard, M.E. Twigg, J.D. Caldwell, C.R. Eddy Jr., M.A. Mastro, R.T. Holm. Scr. Mater., **61** (8), 773 (2009). DOI: 10.1016/j.scriptamat.2009.06.021
- [17] O. Medvedev, O. Vyvenko, E. Ubyivovk, S. Shapenkov, A. Bondarenko, P. Saring, M. Seibt. J. Appl. Phys., **123**, 161427 (2018). DOI: 10.1063/1.5011368
- [18] Y. Yao, Y. Sugawara, Y. Ishikawa, N. Okada, K. Tadatomo, Y. Takahashi, K. Hirano. Jpn. J. Appl. Phys., **58**, SCCB29 (2019). DOI: 10.7567/1347-4065/ab0d0a