

03,07,13

Напряженные пленки Ge в гетероструктуре Ge/InGaAs/GaAs: образование краевых дислокаций несоответствия на границе Ge/InGaAs

© Ю.Б. Болховитянов, А.П. Василенко, А.К. Гутаковский, А.С. Дерябин, М.А. Пулято, Л.В. Соколов

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
Новосибирск, Россия

E-mail: bolkhov@isp.nsc.ru

(Поступила в Редакцию 18 января 2011 г.)

Методом молекулярно-лучевой эпитаксии выращены гетероструктуры типа напряженная пленка Ge на искусственной подложке InGaAs/GaAs. Особенность таких гетероструктур связана с тем, что пластически релаксированный (буферный) слой InGaAs имеет плотность пронизывающих дислокаций в районе 10^5 – 10^6 см⁻². Эти дислокации, проникая в напряженный слой Ge, становятся источниками как 60°, так и 90° (краевых) дислокаций несоответствия (ДН). С помощью просвечивающей электронной микроскопии в границе раздела Ge/InGaAs обнаружены оба типа ДН. Показано, что наличие в растянутой пленке Ge пронизывающих дислокаций, наследуемых из буферного слоя, способствует образованию краевых дислокаций в границе раздела Ge/InGaAs даже в случае малой величины упругих деформаций в напряженной пленке. Рассмотрены механизмы образования краевых ДН, включающие случайную встречу комплементарных 60° ДН, распространяющихся параллельно в зеркально отклоненных плоскостях {111}; наведенное зарождение второй 60° ДН и ее взаимодействие с первичной 60° ДН; взаимодействие двух комплементарных ДН после поперечного скольжения одной из них. С помощью расчета показано, что критическая толщина h_c для появления краевых ДН существенно меньше, чем h_c для 60° ДН.

1. Введение

Упругорастянутый Ge в последнее время признается очень перспективным материалом для современной микроэлектроники. В работе [1] теоретически показано, что растягивающие напряжения в Ge значительно увеличивают подвижность как электронов, так и дырок. Поэтому важным является исследование особенностей пластической релаксации таких пленок и определение критериев их стабильности — нахождения в напряженном состоянии. В конфигурации „растянутый Ge/релаксированный буферный слой InGaAs/подложка GaAs(001)“ тонкий слой Ge должен быть напряжен и в то же время желательно, чтобы его толщина была достаточной для формирования активной области прибора, что часто близко или превышает критическую толщину для введения дислокаций несоответствия (ДН). Однако буферный слой InGaAs содержит существенное количество пронизывающих дислокаций (ПД) ($\sim 10^6$ см⁻² [2]), которые наследуются слоем Ge и становятся источниками образования 60° дислокаций несоответствия (ДН), загибаясь в границу раздела Ge/InGaAs по модели, предложенной в [3]. Загиб происходит сразу, как только пленка Ge превысит по толщине критическую толщину введения ДН h_c , рассчитанную авторами [4]. При этом также создаются условия и для образования краевых ДН [5–7].

В литературе укрепились мнение, что краевые ДН в пленках GeSi/Si и InGaAs/GaAs образуются в основном при упругих деформациях, превышающих 2%, и на конечной стадии пластической релаксации (см., например, [8–10]). Однако наши последние исследова-

ния [11,12] показали, что при определенных условиях краевые ДН могут появляться на ранней стадии пластической релаксации напряженных пленок. Одним из таких условий является наличие в растущей напряженной пленке ПД, проникающих из предыдущего (буферного) слоя. Именно такое условие имеет место при росте напряженной пленки Ge на релаксированном буферном слое InGaAs. Настоящая работа посвящена исследованию дислокационной структуры границы раздела Ge/InGaAs в гетероструктуре (ГС) Ge/InGaAs/GaAs, а также установлению условий, при которых в напряженной пленке Ge могут появляться не только 60°, но и 90° ДН.

2. Методика эксперимента

Гетероструктуры Ge/InGaAs/GaAs выращивались в два этапа. На первом этапе на установке „Катунь“, предназначенной для получения соединений $A^{III}B^V$, выращивалась искусственная подложка, представляющая собой гетероструктуру $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ с релаксированным слоем $In_xGa_{1-x}As$. В качестве подложки для гетероструктуры использовались epi-ready-пластины полуизолирующего GaAs(001). Температура подложки во время роста InGaAs составляла 450°C, скорость роста 0.3 nm/s, содержание In 12.7%. Буферный слой в этих экспериментах выращивался до толщины $\sim 1 \mu m$ так, чтобы заведомо прошла релаксация напряжений несоответствия. После снижения температуры до комнатной на поверхность гетероструктуры наносился

слой As, предотвращающий поверхность от загрязнения при переносе через атмосферу.

На втором этапе (после переноса через атмосферу и загрузки искусственной подложки в камеру роста Ge) производился нагрев подложки до $T = 300^\circ\text{C}$, при этом As вместе с загрязнениями в виде окислов и адсорбированных газов сублимировался. При последующем нагреве подложки до 400°C на картине дифракции электронов появлялась реконструкция (2×4), что свидетельствовало о хорошем структурном совершенстве поверхности после ее очистки. Для эпитаксиального роста Ge подложка охлаждалась до температуры $T = 350^\circ\text{C}$, и на поверхности искусственной подложки выращивался слой Ge толщиной $\sim 30\text{ nm}$ из молекулярного пучка, создаваемого тигельным источником с тиглем из BN. В результате создавалась гетероструктура, в которой пленка Ge была упруго деформирована (с учетом неполной, менее 100%, пластической релаксации буферного слоя) на 0.75%. Расчетная критическая толщина введения 60° ДН в пленку Ge составляет при этом 23 nm.

Тип структурных дефектов и их пространственное распределение изучались с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) на микроскопе JEM-400EX. Для съемки выбирались те участки, на которых в силу переменной остаточной толщины фольги наблюдались остатки плотной дислокационной сетки границы раздела InGaAs/GaAs, и участки, где эта сетка отсутствовала и оставалась только область границы раздела Ge/InGaAs, дислокационная структура которой и подвергалась анализу. Изображения продольных срезов образцов анализировались по стандартной методике дифракционного анализа в режиме двухволновой дифракции с использованием условия погасания изображения дислокаций, когда $\mathbf{g} \cdot \mathbf{b} = 0$, где \mathbf{g} и \mathbf{b} — векторы дифракции и Бюргерса соответственно.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1, *a, b* представлены ПЭМ-изображения одного из участков тонкой фольги ГС. В нижней части обоих изображений наблюдается плотная сетка ДН. В остальной части изображений эта сетка отсутствует вследствие более глубокого травления со стороны подложки, но остаются пленка Ge и прилегающая к ней верхняя часть буферного слоя InGaAs, включающие верхнюю границу раздела гетероструктуры. В этой области наблюдаются (так же как и на приведенных далее рисунках) редкие дислокационные линии, являющиеся в основном 60° ДН. Большинство дислокаций этого типа находится на границе раздела Ge/InGaAs, на ее пересечении с наклонной плоскостью скольжения (111), и поэтому должны быть строго прямолинейными. Так, прямолинейная дислокационная линия α видна на обоих изображениях и может быть признана 60° ДН. Дислокации, возможное положение которых отмечено на обоих изображениях светлыми

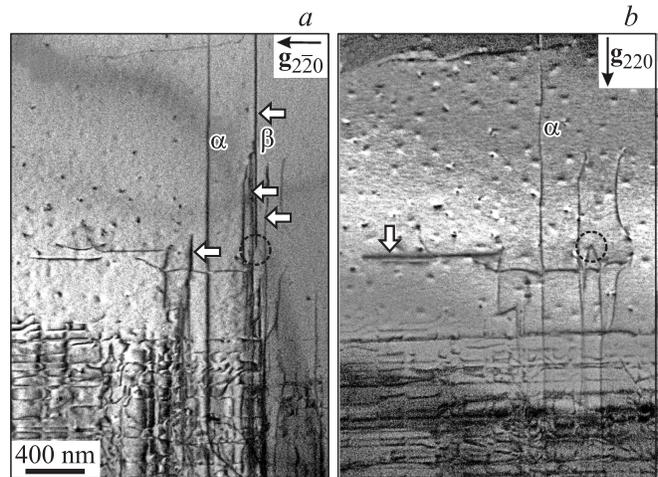


Рис. 1. Два темнопольных изображения (*a, b*) одного участка, полученные в условиях двухволновой дифракции от взаимно-перпендикулярных семейств плоскостей $\{220\}$, иллюстрирующие полное погасание чисто краевых ДН при выполнении условия $\mathbf{g} \cdot \mathbf{b} = 0$ (\mathbf{g} — вектор дифракции, \mathbf{b} — вектор Бюргерса дислокации). Краевые ДН отмечены светлыми стрелками. Дислокационная сетка гетерограницы InGaAs/GaAs находится в нижней части изображений. Кружком отмечено место пересхода двух 60° дислокаций в краевую.

стрелками, присутствуют на одном из изображений и отсутствуют на другом ввиду выполнения условия $\mathbf{g} \cdot \mathbf{b} = 0$, что является признаком краевой дислокации (вектор Бюргерса перпендикулярен линии дислокации; если вектор дифракции перпендикулярен вектору Бюргерса, то контраст от дислокации отсутствует). Таким образом, несмотря на незначительное превышение толщиной пленки Ge ее расчетного критического значения (примерно в 1.5 раза), в ГС Ge/InGaAs не только появляются 60° ДН, но и обнаруживаются также краевые ДН.

На рис. 2 приведены два изображения той же ГС и видны 60° ДН α_1 и α_2 , расположенные в границе раздела Ge/InGaAs (присутствуют на обоих изображениях). Здесь на примере ДН α_1 демонстрируется связь 60° ДН с дислокационной сеткой буферного слоя InGaAs: криволинейная пронизывающая дислокация, выходящая из объема InGaAs, на границе раздела Ge/InGaAs подвергается изгибу в эту границу (место выделено пунктирным кружком на рис. 2, *b*) с последующим скольжением в одной из наклонных плоскостей (111), становясь дислокацией несоответствия. Дислокация β , обведенная пунктирным овалом на рис. 2, является краевой, так как при выполнении условия $\mathbf{g} \cdot \mathbf{b} = 0$ отсутствует контраст на изображении, приведенном на рис. 2, *a*. Концы этой краевой ДН связаны с двумя наклонными 60° дислокациями. Механизм образования такой дислокационной конструкции впервые был предложен в [13] и заключается в следующем. При скольжении двух 60° дислокаций по наклонным, взаимно пересекающимся в плоскости

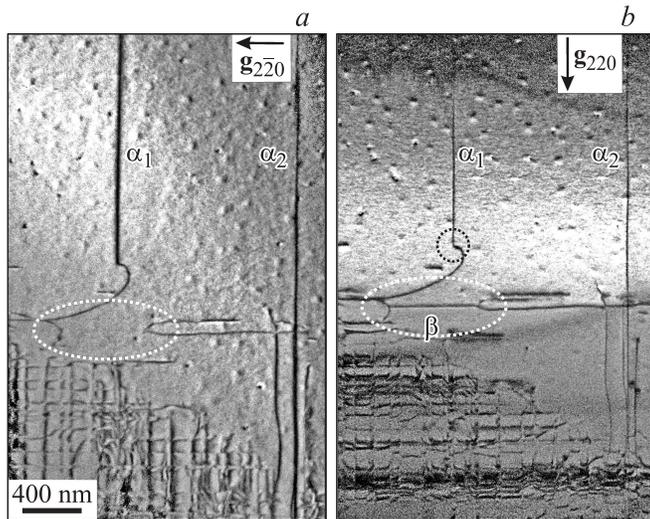


Рис. 2. Краевая ДН β (в пунктирном овале), образовавшаяся в соответствии с моделью случайной встречи двух комплементарных 60° ДН. Дислокационная сетка гетерограницы InGaAs/GaAs находится в нижней части изображений. Показаны случаи, когда реализуются (а) или не реализуются (b) условия погасания контраста краевой дислокации β .

гетерограницы плоскостям $\{111\}$ возможно их взаимодействие в соответствии с классической реакцией, известной из теории дислокаций,

$$a/2[101] + a/2[01\bar{1}] = a/2[110]. \quad (1)$$

В результате такой реакции по линии пересечения плоскостей $\{111\}$ формируется чисто краевая ДН, которая своими окончаниями образует два тройных узла с прореагировавшими наклонными ветвями 60° дислокаций, а ее вектор Бюргера перпендикулярен линии дислокации. Образование краевой ДН по такому механизму энергетически выгодно, так как при этом взаимно компенсируются винтовые компоненты 60° ДН (по этой причине такие 60° дислокации были названы комплементарными [14]), однако пересечение плоскостей скольжения $\{111\}$ точно в гетерогранице маловероятно. Поэтому в таком процессе предполагается также участие переползания вдоль границы раздела одной или обеих дислокаций [15] либо опускание краевой дислокации в подложку или ее поднятие в объем пленки [16]. Таким образом, возникшая по такому механизму краевая ДН не обязательно должна лежать в границе раздела пленка-подложка. Механизм происхождения краевой ДН β , наблюдаемой только на изображении, представленном на рис. 1, а, также может быть отнесен к этому типу, так как ДН β представляет собой прямолинейный отрезок, начинающийся в месте, обозначенном пунктирным кружком, где наблюдается слияние двух 60° ДН. В рассмотренных случаях можно предположить, что взаимодействующие 60° дислокации связаны с сеткой дислокаций буферного слоя InGaAs.

Образование краевой ДН на основе случайной встречи двух параллельно распространяющихся 60° ДН обсуждалось в нескольких работах [17–19] как наиболее реальное объяснение появления краевых ДН в напряженных пленках систем GeSi/Si(001) и InGaAs/GaAs. Однако дальнейшие исследования показали, что в большинстве случаев наблюдаемые краевые ДН расположены точно в границе раздела пленка-подложка и обнаруживаются уже на начальных стадиях пластической релаксации, когда среднее расстояние между соседними 60° ДН составляет сотни нанометров [14,20]. Это предполагает наличие других механизмов их образования, не основанных на случайной встрече двух комплементарных 60° ДН.

Вслед за авторами [14] коллективами авторов [9] и [21] было сделано предположение, что зарождение вторичной комплементарной 60° дислокации может происходить под воздействием поля напряжений уже существующей в границе раздела 60° ДН. Назовем такой процесс механизмом наведенного зарождения комплементарной 60° ДН. Наши исследования ГС GeSi/Si(001) [5–7] показали, что в определенных условиях такой механизм образования краевых ДН может стать доминирующим.

На рис. 3 прямые дислокационные линии, отмеченные светлыми стрелками, являются краевыми дислокационными в соответствии с условием $\mathbf{g} \cdot \mathbf{b} = 0$. Рассмотрим изображение на рис. 3, b. Здесь наблюдается краевая дислокация β , контраст от которой отсутствует на изображении рис. 3, a. Эта дислокация является стопором для 60° ДН α_4 (место остановки обведено пунктирным

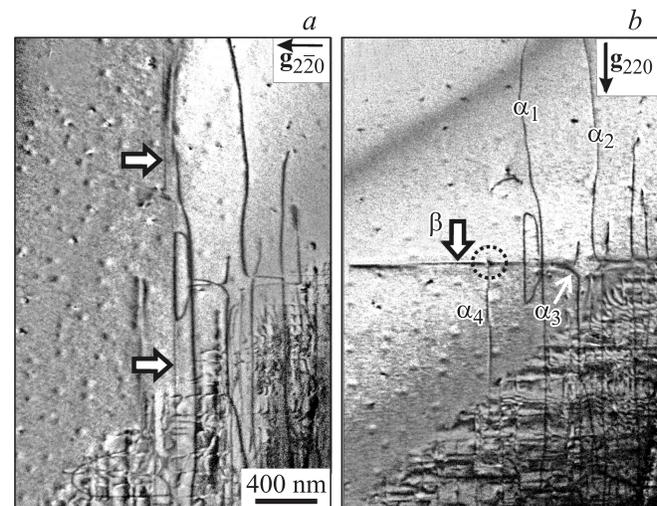


Рис. 3. Режим двухволновой дифракции с использованием условия погасания дислокационного контраста на одном из изображений. Краевые ДН обозначены светлыми стрелками. Дислокационная сетка гетерограницы InGaAs/GaAs наблюдается в правом нижнем углу изображений (60° дислокации α_1 – α_3 нельзя признать дислокациями несоответствия в силу их непрямолинейного распространения, по-видимому, они расположены в объеме буферного слоя над дислокационной сеткой границы раздела InGaAs–GaAs).

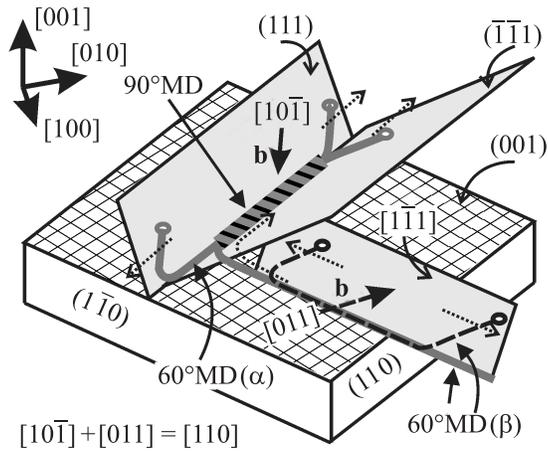


Рис. 4. Схема образования краевой ДН по механизму взаимодействия двух комплементарных 60° дислокаций (60°MD) после поперечного скольжения одной из них (см. текст). Заштрихованная поверхность — граница раздела. Пунктирными стрелками обозначены направления движения дислокаций.

кружком). Такие дислокационные конфигурации наблюдаются при распространении ДН в границе раздела гетероструктур, у которых напряженная пленка имеет малую толщину и создает небольшую движущую силу для скольжения 60° ДН. Ввиду малой толщины пленки, близкой к критической для 60° ДН, а также малой движущей силы для ее скольжения такая дислокация не может преодолеть поле напряжений уже существующей дислокации, расположенной ортогонально [22]. Такая ситуация как раз и имеет место в рассматриваемом случае. Таким образом, рассмотренная дислокационная конструкция является доказательством нахождения наблюдаемой краевой ДН в границе раздела Ge/InGaAs. Левое окончание краевой ДН β не имеет связи с дислокациями объема InGaAs. По этому критерию ее образование не обусловлено механизмом случайной встречи двух параллельно распространяющихся 60° ДН. Изучая изображение на рис. 3, *b*, можно также предположить, что 60° дислокация α_3 , связанная с дислокационной сеткой буферного слоя InGaAs, выходя на границу раздела Ge/InGaAs, явилась стартовой, провоцирующей образование краевой ДН β , в соответствии с механизмом наведенного зарождения, описанным выше.

Можно предложить еще один вариант образования краевых ДН в границе раздела пленка-подложка, не предполагающий ни случайной встречи комплементарных 60° ДН, ни наведенного зарождения одной из них. Это взаимодействие уже существующих 60° ДН и комплементарной 60° ДН, принадлежащей к ортогональной дислокационной сетке. В этом случае 60° ДН, застопоренная первичной 60° ДН, за счет поперечного скольжения начинает двигаться вдоль первичной, образуя краевой сегмент. На рис. 4 представлена схема такого взаимодействия. 60° ДН α распространяется в противоположных направлениях $[1\bar{1}0]$ и $[\bar{1}10]$ вдоль на-

клонной плоскости (111) . 60° ДН β (штриховая кривая) также удлиняется, но в ортогональном направлении, скользя вдоль плоскости $(\bar{1}\bar{1}1)$. При встрече с ДН α дислокация β за счет поперечного скольжения может изменить направление движения (по изогнутой пунктирной стрелке на рис. 4, скользя вдоль плоскости $(\bar{1}\bar{1}1)$). Если обе дислокации комплементарны, то по реакции, приведенной в левом нижнем углу рис. 4, образуется краевой сегмент, распространяющийся в направлении $[\bar{1}10]$ за счет скольжения двух ПД в зеркально отклоненных плоскостях (111) и $(\bar{1}\bar{1}1)$. Такие дислокационные конструкции были обнаружены нами ранее в системе GeSi/Si(001) [23].

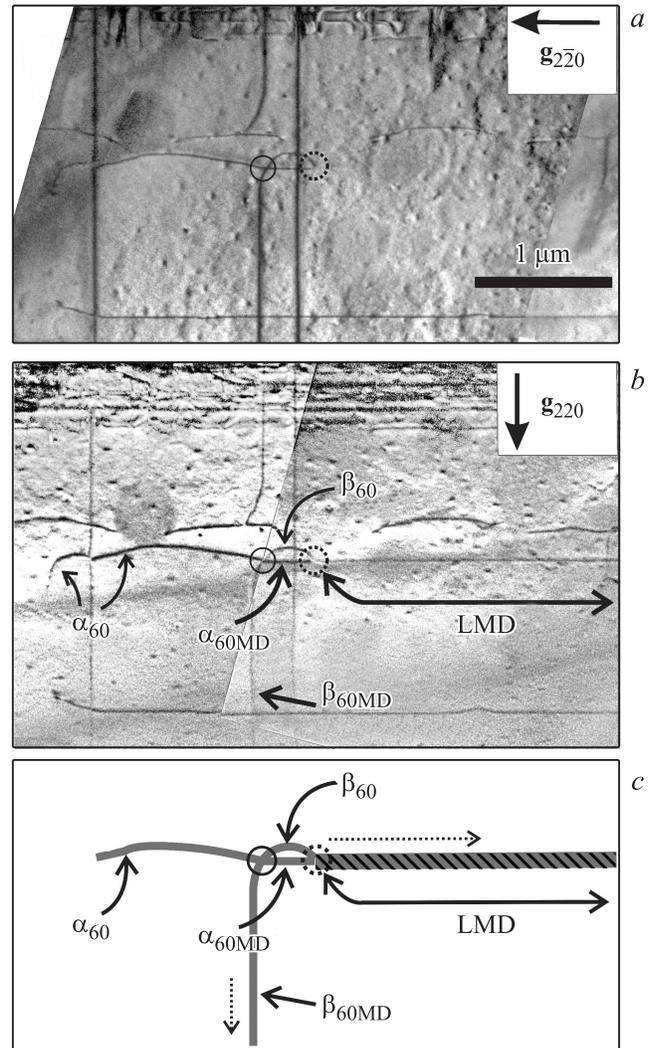


Рис. 5. Два темнопольных изображения одного участка (*a, b*) и схема, поясняющая взаимодействие дислокаций (*c*). Краевая дислокация LMD выходит за пределы изображения. Ее длина на панорамном изображении более $8\ \mu\text{m}$. Следы дислокационной сетки гетерограницы InGaAs/GaAs видны в верхней части изображений. Пунктирным кружком отмечено место перехода двух 60° дислокаций в краевую.

На рис. 5, *a, b* приведены ПЭМ-изображения фольги гетеропары Ge/InGaAs, на которых обнаружена длинная (более $8 \mu\text{m}$) краевая ДН, подтверждающая предложенный механизм. На схему (рис. 5, *c*) вынесен участок, на котором образование этой краевой ДН может быть объяснено взаимодействием комплементарных 60° ДН при поперечном скольжении одной из них, пронизывающая ветвь 60° дислокации α_{60} , выходя из объема буферного слоя, испытывает изгиб в границу раздела (место, выделенное сплошным кружком на рис. 5), становясь дислокацией несоответствия $\alpha_{60\text{MD}}$ и распространяясь вправо вдоль пунктирной стрелки. Другая дислокация β_{60} , образовавшись в объеме буферного слоя, пересекает границу раздела двумя лучами, один из которых, поворачивая в границу раздела, образует ДН $\beta_{60\text{MD}}$, направленную вниз вдоль пунктирной стрелки. Второй луч этой дислокации, встретившись с первичной дислокацией $\alpha_{60\text{MD}}$, в результате поперечного скольжения вдоль нее образует краевую дислокацию LMD (рис. 5).

Таким образом, наличие в растянутой пленке Ge пронизывающих дислокаций способствует образованию краевых дислокаций в границе раздела Ge/InGaAs даже в случае малой величины упругих деформаций в напряженной пленке (в данном случае $\sim 0.75\%$).

4. Критическая толщина напряженной пленки для введения 60° и 90° дислокаций несоответствия

Ранее предполагалось, что краевые ДН, сидячие по своей природе, не могут зародиться и тем более распространяться, и поэтому вопрос о критической толщине для этих ДН не возникал, хотя еще в 1991 г. в обзоре [24] было показано, что расчет h_c на основе энергетического баланса может быть применен и к 90° ДН. При этом критическая толщина появления таких ДН приблизительно в 2 раза меньше, чем для 60° ДН. Тем не менее до сих пор этот результат оставался без внимания исследователей. В работах [5–7] нами было показано, что краевые ДН в системе GeSi/Si(001) возникают в основном по механизму наведенного зарождения комплементарной 60° дислокации. Дислокационная конфигурация, состоящая из сегмента краевой ДН и „тянущих“ ее пронизывающих ветвей 60° ДН, распространяющихся в зеркально отклоненных плоскостях $\{111\}$, может быть представлена как элемент, к которому можно применить понятие критической толщины.

Определим критическую толщину введения 60° ДН, а также критическую толщину существования краевых ДН для напряженных пленок Ge. В работах, посвященных введению ДН и их распространению в напряженных пленках (например, [25–27]), используется понятие так называемого эффективного сдвигового напряжения (effective or excess shear stress) τ_{eff} , которое определяет процессы зарождения ДН и распространения ПД в

напряженных пленках толщиной h

$$\begin{aligned} \tau_{\text{eff}} &= \tau - \tau_s \\ &= S \left[\frac{2G(1+\nu)}{(1-\nu)} \right] \varepsilon - \frac{Gb(1-\nu \cos^2 \alpha)}{4\pi h(1-\nu)} \left(\ln \frac{\beta h}{b} + 1 \right). \end{aligned} \quad (2)$$

Первый член выражения, $[2G(1+\nu)/(1-\nu)]\varepsilon$, является движущей силой пластической релаксации, представляя двусное напряжение в пленке, заставляющее 60° ДН удлиняться. Здесь G и ν — модуль сдвига и коэффициент Пуассона соответственно. Величина $S = \cos \lambda \cos \phi$, вводимая для учета действия компоненты напряжения в направлении движения ПД, называется фактором Шмидта [28], где ϕ — угол между плоскостью скольжения и нормалью к границе раздела, а λ — угол между вектором Бюргерса \mathbf{b} дислокации и лежащим в плоскости границы раздела перпендикуляром к пересечению плоскости скольжения дислокации и плоскости границы раздела. На начальной стадии пластической релаксации, на которой находятся GeSi/Si-гетероструктуры, исследуемые в данной работе, $\varepsilon \approx (a_{\text{Si}} - a_{\text{GeSi}})/a_{\text{GeSi}}$.

Второй член выражения (2) — сдвиговая компонента напряжения, препятствующая продвижению дислокации [29]. Она вычисляется из работы, необходимой для образования единицы длины новой ДН. Здесь α — угол между вектором Бюргерса и линией дислокации, b — величина вектора Бюргерса. Число β — параметр, представляющий энергию ядра дислокации (ранее величина β для материалов с решеткой алмаза выбиралась равной 4 [30]; по современным данным принимается равной 1 [31]).

Критическая толщина напряженной пленки, при которой становится возможным введение 60° ДН, определяется из выражения (2) при $\tau_{\text{eff}} = 0$ [25] (модель силового баланса). Применим это выражение к конфигурации „краевая ДН с пронизывающими сегментами 60° ДН“. Поскольку движущая сила пластической релаксации действует одновременно на два сегмента, удлиняющих краевую ДН, тянущий член τ увеличивается в 2 раза; $\cos \alpha$ в выражении для тормозящего члена τ_s равен нулю, так как для краевой ДН угол между линией дислокации и вектором Бюргерса составляет 90° . Тогда

$$\begin{aligned} \tau_{\text{eff}}(90^\circ) &= \tau - \tau_s \\ &= 2S \left[\frac{2G(1+\nu)}{(1-\nu)} \right] \varepsilon - \frac{Gb}{4\pi h(1-\nu)} \left(\ln \frac{\beta h}{b} + 1 \right), \end{aligned} \quad (3)$$

из этого выражения при $\tau_{\text{eff}} = 0$ может быть определена h_c для появления краевой ДН. На рис. 6 представлены расчетные зависимости критической толщины введения ДН в напряженные пленки Ge в зависимости от состава искусственной подложки InGaAs. Расчет сделан как для 60° , так и для 90° ДН. Как видно из рисунка, наблюдается хорошее совпадение с расчетом [24], сделанным

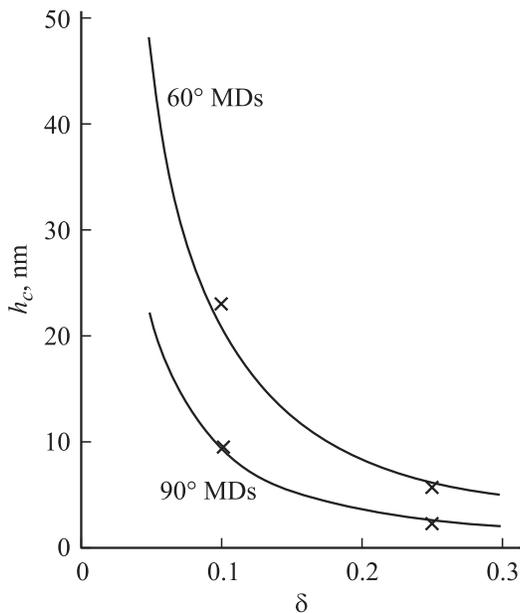


Рис. 6. Критическая толщина введения 60° и 90° ДН в пленку Ge (h_c) в зависимости от состава (δ) буферного слоя InGaAs, рассчитанная на основе выражений (2) и (3) соответственно. Точки — результат расчета [24], проведенного на основе модели энергетического баланса. Величина δ определяет долю In в 100% релаксированном буферном слое InGaAs.

в предположении минимизации суммарной энергии системы при введении конкретных ДН. Видно также, что h_c для 90° ДН действительно более чем вдвое меньше по сравнению с h_c для 60° ДН.

5. О возможности появления ДН при толщине пленки, меньшей, чем h_c для 60°

Как показал расчет, приведенный в разделе 4, критическая толщина для появления краевых ДН существенно меньше, чем h_c для 60° ДН. Возможно ли их появление при толщинах пленки в диапазоне докритических общепринятых величин? Если толщина пленки меньше, чем $h_c(60^\circ)$, но больше, чем $h_c(90^\circ)$, существование 90° ДН энергетически выгодно. Но для зарождения краевой ДН необходима флуктуация появления одновременно двух 60° комплементарных дислокационных полупетель, расположенных на благоприятном расстоянии так, чтобы путем скольжения по зеркально наклонным плоскостям $\{111\}$ образовать краевой сегмент в границе раздела. Вероятность такого события крайне мала. Если же пронизывающие дислокации уже существуют, проникая из предыдущего буферного слоя, то вероятность зарождения второй 60° ДН резко возрастает, что может привести к образованию краевых сегментов ДН еще до преодоления пленкой общепринятой критической толщины для 60° ДН. Экспериментальные

доказательства докритического появления ДН можно почерпнуть в работе [32], в которой исследовалась пластическая релаксация растянутого Si на искусственной подложке $\text{Ge}_{0.2}\text{Si}_{0.8}\text{Si}$. При плотности ПД в пластически релаксированном буферном слое GeSi, равной 10^5 см^{-2} (данные авторов [32]), в границе раздела напряженный Si/GeSi-буфер наблюдались отрезки ДН даже в том случае, если толщина слоя Si была существенно меньше критической (для 60° ДН). То же явление было обнаружено и в [33]. В этих работах тип ДН, наблюдаемых в виде редких линий после селективного травления пленок Si, определен не был. Но исходя из приведенных выше расчетов и рассуждений можно предположить краевую сущность этих ДН. В работе [34] было продемонстрировано, что пластическая релаксация напряженной ГС GaAs/ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ /GaAs была обнаружена после ее отжига даже в том случае, если напряженный слой имел толщину меньше, чем критическая, рассчитанная по модели [4]. С помощью ПЭМ в таких ГС были обнаружены краевые ДН. Таким образом, можно предположить, что концепция меньшей критической толщины для 90° ДН по сравнению с $h_c(60^\circ)$ может объяснить эти результаты.

6. Заключение

В конфигурации „растянутый Ge/релаксированный буферный слой InGaAs/подложка GaAs(001)“ тонкий слой Ge должен быть напряжен, и в то же время желательна его толщина, превышающая критическую для введения ДН. Однако буферный слой InGaAs содержит существенное количество ПД, которые наследуются слоем Ge и становятся источниками образования 60° ДН, загигаясь в границу раздела Ge/InGaAs. Эти ДН провоцируют в свою очередь образование краевых ДН. С помощью ПЭМ в границе раздела Ge/InGaAs обнаружены оба типа ДН. Рассмотрены механизмы образования краевых ДН, включающие а) случайную встречу комплементарных 60° ДН, распространяющихся параллельно в зеркально отклоненных плоскостях $\{111\}$; б) наведенное зарождение второй 60° ДН; в) взаимодействие двух комплементарных ДН после поперечного скольжения одной из них. С помощью расчета показано, что критическая толщина h_c для появления краевых ДН существенно меньше, чем h_c для 60° ДН. Показано, что в напряженных пленках, выращенных на подложках с большим содержанием ПД, возможно образование краевых ДН при толщинах пленок меньше, чем расчетная критическая толщина введения 60° ДН.

Список литературы

- [1] M.V. Fischetti, S.E. Laux. J. Appl. Phys. **80**, 2234 (1996).
- [2] Y. Bai, K.E. Lee, C. Cheng, M.L. Lee, E.A. Fitzgerald. J. Appl. Phys. **104**, 084 518 (2008).
- [3] J.W. Matthews. Phil. Mag. **13**, 1207 (1966).

- [4] J.W. Matthews, A.E. Blakeslee. *J. Cryst. Growth* **27**, 118 (1974).
- [5] Yu.B. Bolkhovityanov, A.S. Deryabin, A.K. Gutakovskii, L.V. Sokolov. *Appl. Phys. Lett.* **92**, 131 901 (2008).
- [6] Yu.B. Bolkhovityanov, A.S. Deryabin, A.K. Gutakovskii, L.V. Sokolov. *J. Cryst. Growth* **310**, 3422 (2008).
- [7] Ю.Б. Болховитянов, А.К. Гутаковский, А.С. Дерябин, Л.В. Соколов. *ФТТ* **50**, 1783 (2008).
- [8] R. Hull, J.C. Bean. *J. Vac. Sci. Technol. A* **7**, 2580 (1989).
- [9] S.A. Dregia, J.P. Hirsh. *J. Appl. Phys.* **69**, 2169 (1991).
- [10] S.H. Huang, G. Balakrishnan, A. Khoshakhlagh, A. Jallipalli, L.R. Dawson, D.L. Huffaker. *Appl. Phys. Lett.* **88**, 131 911 (2006).
- [11] Yu.B. Bolkhovityanov, A.S. Derybin, A.K. Gutakovskii, L.V. Sokolov. *J. Cryst. Growth* **312**, 3080 (2010).
- [12] Ю.Б. Болховитянов, А.К. Гутаковский, А.С. Дерябин, Л.В. Соколов. *ФТТ* **53**, 9, 0000(2011).
- [13] S. Mader, A.E. Blakeslee, J. Angilello. *J. Appl. Phys.* **45**, 4730 (1974).
- [14] E.P. Kvam, D.M. Maher, C.J. Humphreys. *J. Mater. Res.* **5**, 1900 (1990).
- [15] J. Narayan, S. Oktyabrsky. *J. Appl. Phys.* **92**, 7122 (2002).
- [16] V.I. Vdovin. *J. Cryst. Growth* **172**, 58 (1997).
- [17] E.A. Fitzgerald, D.G. Ast. *J. Appl. Phys.* **63**, 693 (1988).
- [18] K.H. Chang, P.K. Bhattacharya, R. Gibala. *J. Appl. Phys.* **66**, 2993 (1983).
- [19] V.Yu. Karasev, N.A. Kiselev, E.V. Orlova, M.A. Gribelyuk, A.K. Gutakovskiy, Yu.O. Kanter, S.M. Pintus, S.V. Rubanov, S.I. Stenin, A.A. Fedorov. *Ultramicroscopy* **35**, 11 (1991).
- [20] Ю.Б. Болховитянов, А.К. Гутаковский, А.С. Дерябин, О.П. Пчеляков, Л.В. Соколов. *ФТП* **42**, 3 (2008).
- [21] J. Narayan, S. Sharan. *Mater. Sci. Eng. B* **10**, 261 (1991).
- [22] L.B. Freund. *J. Appl. Phys.* **68**, 2073 (1990).
- [23] Yu. B. Bolkhovityanov, A.S. Deryabin, A.K. Gutakovskii, L.V. Sokolov. *Philosophical Magazine Letters*, **91**, First published on: 03 May 2011 (iFirst) 1–7, DOI: 10.1080/09500839.2011.581704.
- [24] E.A. Fitzgerald. *Mater. Sci. Rep.* **7**, 92 (1991).
- [25] D.C. Houghton. *J. Appl. Phys.* **70**, 2136 (1991).
- [26] B.W. Dodson, J.Y. Tsao. *Appl. Phys. Lett.* **51**, 1325 (1987).
- [27] L.B. Freund, R. Hull. *J. Appl. Phys.* **71**, 2054 (1992).
- [28] R.S. Goldman, K.L. Kavanagh, H.H. Wieder, S.N. Ehrlich, R.M. Feenstra. *J. Appl. Phys.* **83**, 5137 (1998).
- [29] A. Fisher. *Appl. Phys. Lett.* **64**, 1218 (1994).
- [30] J.P. Hirth, J. Lothe. *Theory of dislocations*. 2nd ed. Wiley, N. Y. (1982). P. 231.
- [31] L.B. Freund. *MRS Bull.* **17**, 52 (1992).
- [32] S.B. Samavedam, W.J. Taylor, J.M. Grant, J.A. Smith, P.J. Tobin, A. Dip, A.M. Philips, R. Liu. *J. Vac. Sci. Technol. B* **17**, 1424 (1999).
- [33] J. Parsons, E.H.C. Parker, D.R. Leadley, T.J. Grasby, A.D. Capewell. *Appl. Phys. Lett.* **91**, 063 127 (2007).
- [34] X.W. Liu, A.A. Hopgood, B.F. Usher, H. Wang, N.St.J. Braithwaite. *J. Appl. Phys.* **94**, 7496 (2003).