

Исследование влияния соотношения потоков V/III на процессы субмонослойной эпитаксии GaAs/GaAs(001) методом Монте-Карло

© О.А. Агеев, М.С. Солодовник, С.В. Балакирев, И.А. Михайлин

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения, Южный федеральный университет,
347922 Таганрог, Россия
e-mail: s.v.balak@gmail.com

(Поступило в Редакцию 17 августа 2015 г.)

Методом Монте-Карло проведено моделирование влияния соотношения потоков V/III на субмонослойный рост GaAs на поверхности GaAs(001) при различных технологических параметрах метода молекулярно-лучевой эпитаксии. Рассчитаны зависимости поверхностной плотности островков от соотношения потоков V/III. Значение насыщения поверхностной плотности при температуре 580°C составило $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, что согласуется с экспериментальными данными. Наибольшее влияние соотношения потоков V/III на плотность островков обнаружено при пониженной температуре (550°C) и повышенной скорости роста (1 монослой в секунду), когда снижена десорбция мышьяка. Проведена оценка доли атомов мышьяка в растущей пленке при различных технологических режимах. Показано, что с увеличением степени заполнения поверхности влияние соотношения потоков V/III на долю атомов мышьяка ослабевает.

Введение

Одним из наиболее перспективных методов создания структур для полупроводниковых устройств нано- и оптоэлектроники, нанопотоники является технология молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), в том числе такие современные методики на ее основе, как субмонослойная и капельная эпитаксии, эпитаксия с улучшенной миграцией и др. [1–3]. Детальное исследование процессов субмонослойного роста способствует не только более глубокому пониманию механизмов формирования тонких пленок, но и развитию представлений о закономерностях формирования самоорганизующихся наноструктур: квантовых точек, квантовых нитей, нанокластеров и др.

При выращивании структур на основе материалов $A^{III}B^V$ методом МЛЭ их характеристики контролируются в первую очередь температурой подложки и скоростью роста, определяемой потоком атомов III группы. В связи с тем, что стехиометрия растущей пленки контролируется автоматически, в расчет чаще всего не берется соотношение потоков V/III. В то же время из литературных данных известно, что соотношение потоков V/III оказывает существенное влияние на поверхностную плотность и средний размер островков и является важным управляющим параметром метода МЛЭ при выращивании как тонких пленок, так и наноструктур [4–6].

К настоящему времени разработано множество экспериментальных и теоретических методик, которые позволили выявить ряд закономерностей, связанных с эпитаксией полупроводниковых соединений. Из множества параметров, характеризующих ростовой процесс, наиболее тщательно исследованы энергия активации [7–9], частота скачков адатомов [10], коэффициент диффузии адатомов [4,7,11], диффузионная длина [10,11]. Однако наименьшее внимание уделяется макроскопическим

параметрам, среди которых можно выделить средний размер, форму и поверхностную плотность островков, зарождающихся на поверхности. До настоящего времени известно несколько теоретических работ, описывающих зависимость геометрических характеристик островков GaAs от температуры [4,12,13], скорости роста [14], а также ограниченное исследование влияния давления паров мышьяка [4].

В отличие от аналитических моделей, имитационное моделирование обладает существенно большей гибкостью и наглядностью, что позволяет учесть множество таких важных факторов, как многокомпонентность роста, различные молекулярные формы ростовых компонент, поверхностную структуру и др. Использование метода Монте-Карло в таком случае позволяет проводить моделирование в широком диапазоне температур и потоков частиц, на большом временном масштабе, а также с возможностью количественного описания макроскопических параметров, чего нельзя достигнуть с помощью квантовых вычислений из первых принципов.

В настоящей работе предложена кинетическая решеточная модель Монте-Карло субмонослойного роста GaAs/GaAs(001) методом МЛЭ с учетом влияния соотношения потоков V/III ($J_{As/Ga}$) на закономерности формирования островков GaAs при различной степени заполнения поверхности θ , температуре подложки T и скорости роста v .

1. Описание модели

В рамках рассматриваемой модели принято, что рост происходит по механизму „пар–кристалл“. Исходная моделируемая поверхность GaAs(001) имеет кристаллическую структуру сфалерита и реконструкцию $\beta 2(2 \times 4)$. При такой реконструкции на поверхности GaAs(001) наблюдаются ряды димеров мышьяка, расположенные

вдоль направления $[1\bar{1}0]$ и чередующиеся с незаполненными траншеями [15,16]. В течение роста β -фаза может сменяться α -, γ -фазами и другими типами β -фазы, однако реконструкция (2×4) сохраняется в широком диапазоне ростовых условий [17]. Рост на поверхности со сложной реконструкцией из потоков двух существенно различающихся компонент [18,19] приводит к необходимости рассмотрения большого количества микроскопических процессов с учетом расположения и взаимного окружения частиц.

Минимальным шагом модели является простое событие, вероятность осуществления которого определяется активационным барьером для данного события. В представленной модели рассматривается 39 событий, каждое из которых связано с типом микроскопического процесса, расположением частицы на реконструированной поверхности и ее ближайшим окружением в радиусе взаимодействия, составляющем два межатомных расстояния. Значения энергий активации для основных событий выбирались на основе как экспериментальных, так и более ранних теоретических исследований [4,7,20–23]. Для промежуточных значений энергия активации модифицировалась путем добавления энергий связи конгломератов, полученных в результате расчетов по теории функционала плотности [24], к активационному барьеру для соответствующего скачка свободного атома. Частота осуществления события определяется уравнением Аррениуса [10–12,25]

$$p_i = \nu_0 \cdot \exp(-E_i/k_B T), \quad (1)$$

где ν_0 — частота колебаний атомов решетки, оцениваемая в 10^{13} s^{-1} [15], E_i — энергия активации микроскопического процесса, k_B — постоянная Больцмана.

В настоящем моделировании учитываются следующие микроскопические процессы.

1. Адсорбция и десорбция Ga. Атомы Ga осаждаются в случайные узлы решетки из потока, определяемого скоростью роста и равного

$$J_{\text{Ga}} = 0.5 \cdot \nu / \sigma, \quad (2)$$

где σ — площадь, занимаемая одним атомом решетки.

Атомы Ga адсорбируются с единичным коэффициентом прилипания, десорбцией пренебрегается [18,19].

2. Поверхностная диффузия Ga. Миграция адатома Ga осуществляется посредством последовательных диффузионных скачков в соседние узлы решетки. Поверхностная диффузия Ga анизотропна: энергия активации диффузионного скачка свободного адатома Ga составляет 1.3 eV в направлении $[1\bar{1}0]$ [20] и 1.5 eV в направлении $[110]$ [4]. Адатом Ga может диффундировать из любого состояния, однако если он находится в сильно связанном состоянии [12], то вероятность его скачка становится близкой к нулю, и адатом можно считать встроеным в кристалл. Максимальное значение активационного барьера диффузии Ga принято равным 2.8 eV.

3. Физисорбция и поверхностная диффузия As_2 . Молекулы As_2 могут адсорбироваться без диссоциации в форме димера с ориентацией вдоль направления $[1\bar{1}0]$ [7].

Поэтому моделирование в настоящей работе предполагает, что димеры мышьяка осаждаются в случайные узлы решетки, двоянные в направлении $[1\bar{1}0]$.

Молекулы As_2 адсорбируются химически (хемосорбируются) только на адатомах Ga, тогда как взаимодействие As_2 с незаполненной поверхностью происходит через слабую молекулярную адсорбцию (физисорбцию) в нескольких местах [7]. Наличие такого слабосвязанного состояния приводит к повышению скорости миграции молекулы As_2 . Соответственно диффузионная длина молекулы также увеличивается и варьирует в пределах 1–30 μm [26–29]. Данные значения существенно превышают линейный размер области моделирования, в связи с чем было принято, что за время одного диффузионного скачка адатома Ga физисорбированная молекула As_2 может переместиться в любую случайно выбранную позицию моделируемой поверхности. Однако данный процесс конкурирует с процессами десорбции и хемосорбции As_2 , что определяет необходимость введения активационного барьера для диффузии, равного 0.2 eV [21].

Подвижность мышьяка на поверхности обусловлена главным образом наличием физисорбированного состояния As_2 . Любым вкладом атомарного As на поверхности пренебрегается в связи с отсутствием путей диссоциативной хемосорбции As_2 [12].

4. Десорбция As_2 . В модели принято, что десорбция мышьяка возможна только из физисорбированного состояния, и активационный барьер этого процесса составляет 0.37 eV [22,23].

5. Хемосорбция As_2 . Наиболее вероятна хемосорбция As_2 на двух димерах галлия в траншее ($E_1 = 0.25 \text{ eV}$) [22]. Наименее вероятный случай соответствует хемосорбции на одном атоме галлия на димерном ряду с активационным барьером $E_2 = 0.55 \text{ eV}$.

Наряду с хемосорбцией возможен обратный переход молекулы As_2 в физисорбированное состояние с соответствующим разрывом атомных связей. Энергия активации данного процесса также зависит от расположения и окружения димера мышьяка и варьирует от 1.7 до 2.6 eV в зависимости от энергии связи комплекса атомов [7].

2. Результаты и обсуждение

Моделирование показало, что зарождение островков происходит преимущественно в траншеях поверхности с реконструкцией (2×4) (рис. 1, *a*). Вследствие анизотропии поверхностной диффузии присоединение атомов к островкам происходит чаще в направлении $[1\bar{1}0]$, что приводит к формированию вытянутых вдоль него островков (рис. 1, *b, c*), что коррелирует с результатами работ [4,20]. Согласно проведенным расчетам, коэффициент анизотропии, выражаемый как отношение частоты диффузионных скачков в направлении $[1\bar{1}0]$ к частоте скачков в направлении $[110]$, изменяется от 14 до 16 в диапазоне температур 550–610°C и

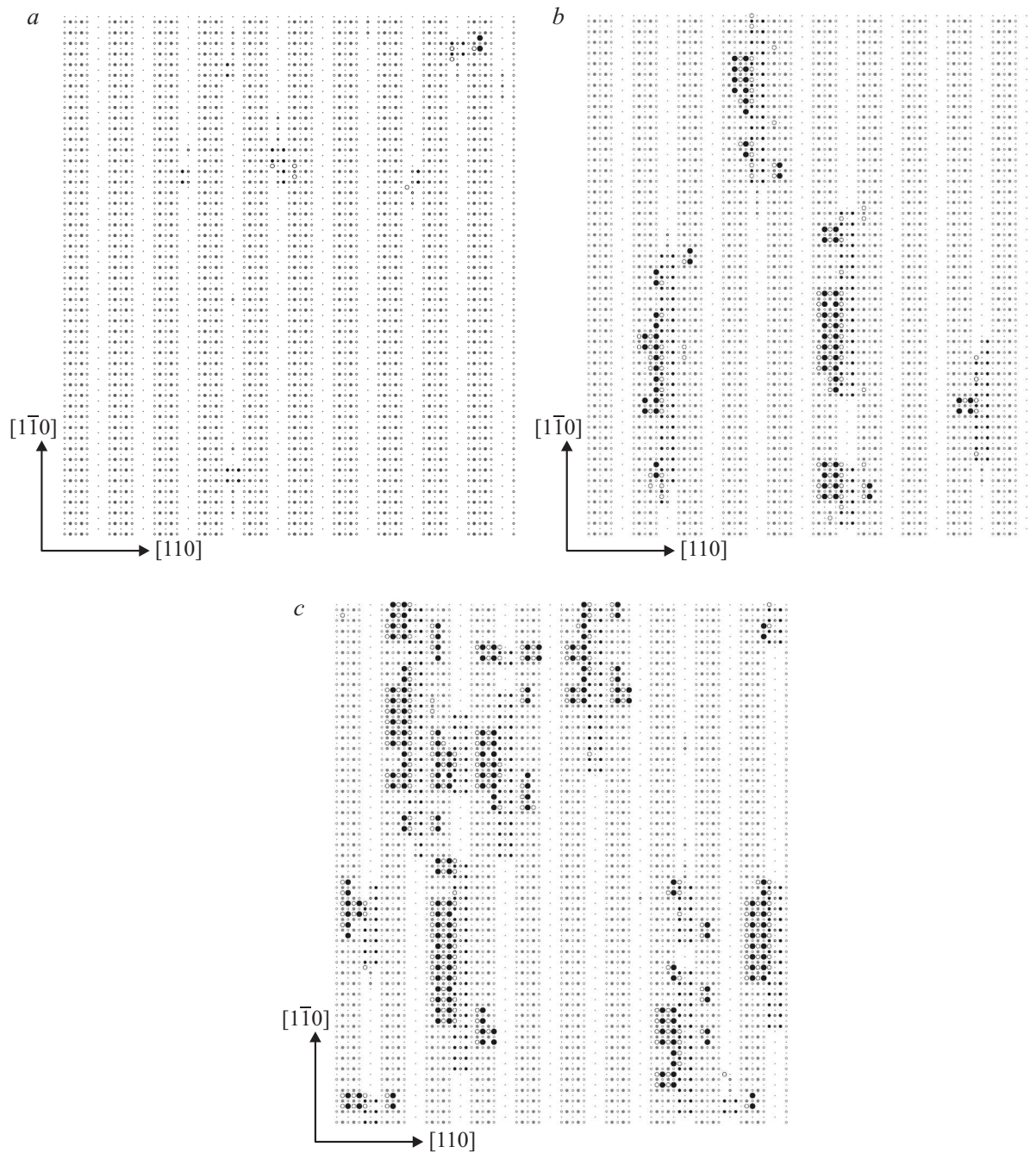


Рис. 1. Морфология островков в области моделирования $160 \times 200 \text{ \AA}$ при $T = 580^\circ\text{C}$, $v = 0.1 \text{ ML/s}$, $J_{\text{As/Ga}} = 10$ после осаждения: *a* — 0.01 ML GaAs , *b* — 0.06 ML GaAs , *c* — 0.2 ML GaAs . Атомы Ga представлены в виде пустых кружков, атомы As — в виде заштрихованных кружков. Серым цветом обозначена подложка, черным цветом — растущая пленка.

не оказывает существенного влияния на морфологию островков. Дальнейший рост происходит с заполнением 1 монослоя (ML) в траншее и на димерном ряду и с сохранением реконструкции (2×4) в соответствии с заданными параметрами моделирования.

Для количественной оценки параметров растущей пленки определялась поверхностная плотность островков, формируемых при различных технологических режимах. На рис. 2 представлена зависимость плотности островков от соотношения потоков V/III на различных

стадиях роста. Особенностью субмонослойного роста является насыщение этой величины после осаждения определенного количества материала. Согласно нашим расчетам, насыщение плотности островков достигается после осаждения 0.06 ML GaAs при $T = 580^\circ\text{C}$ (рис. 2), что хорошо согласуется с экспериментальными данными [30]. В стадии насыщения плотность островков практически не зависит от соотношения потоков V/III и составляет $\sim 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, что также коррелирует с результатами экспериментов [31]. Однако на самых

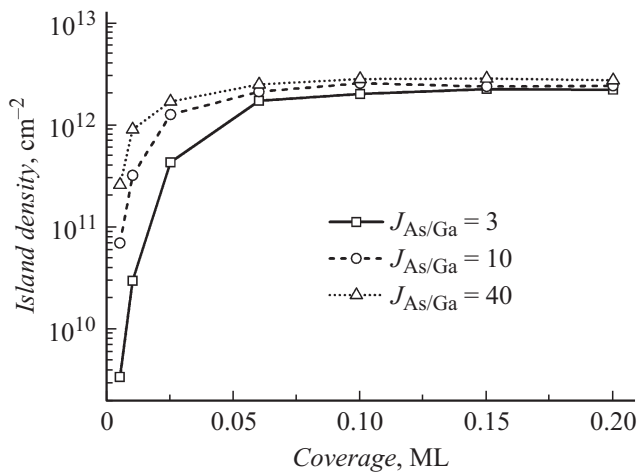


Рис. 2. Зависимость поверхностной плотности островков от степени заполнения при различных соотношениях потоков V/III ($T = 580^\circ\text{C}$, $v = 0.1 \text{ ML/s}$).

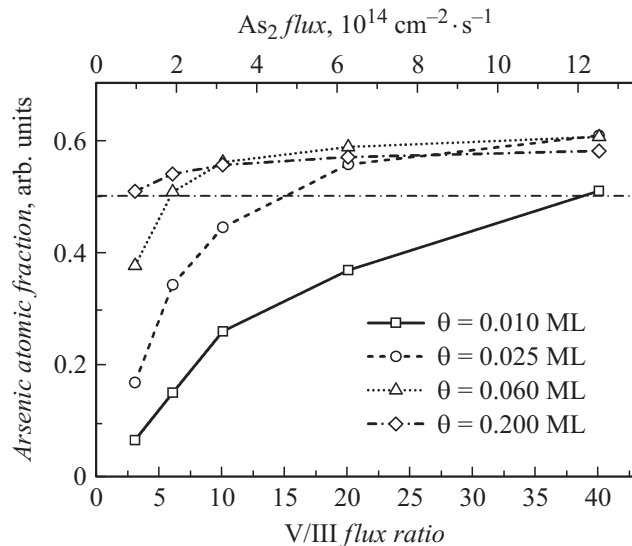


Рис. 3. Зависимость доли атомов мышьяка в пленке GaAs от соотношения потоков V/III при различных степенях заполнения поверхности ($T = 580^\circ\text{C}$, $v = 0.1 \text{ ML/s}$). Прямой штрих-пунктирной линией обозначена доля атомов мышьяка, соответствующая стехиометрическому составу GaAs.

ранних стадиях роста увеличение соотношения потоков V/III с 3 до 40 приводит к существенному возрастанию плотности островков почти на два порядка — с $3.4 \cdot 10^9$ до $2.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ — после осаждения 0.005 ML GaAs. Анализ рассчитанных значений отношения числа атомов мышьяка к общему числу атомов на поверхности (доли атомов мышьяка) показал (рис. 3), что такая разница объясняется дефицитом димеров мышьяка, требуемых для зарождения и последующего роста островков. В свою очередь нехватка мышьяка связана с недостаточным количеством на поверхности адатомов галлия, на которых хемосорбируются молекулы As_2 и,

таким образом, сохраняются на поверхности с большей вероятностью [7].

С увеличением соотношения потоков V/III, а также степени заполнения доля атомов мышьяка становится близкой или превышающей 0.5 (рис. 3), что является необходимым условием стехиометрического роста GaAs. По приведенной на рис. 3 зависимости можно также определить, что с увеличением степени заполнения поверхности доля атомов мышьяка практически перестает зависеть от соотношения потоков V/III. Следовательно, химический состав пленки не нарушается в очень широком диапазоне изменения соотношения потоков V/III.

С увеличением скорости роста степень влияния соотношения потоков V/III на плотность островков возрастает (рис. 4). Известно, что плотность островков

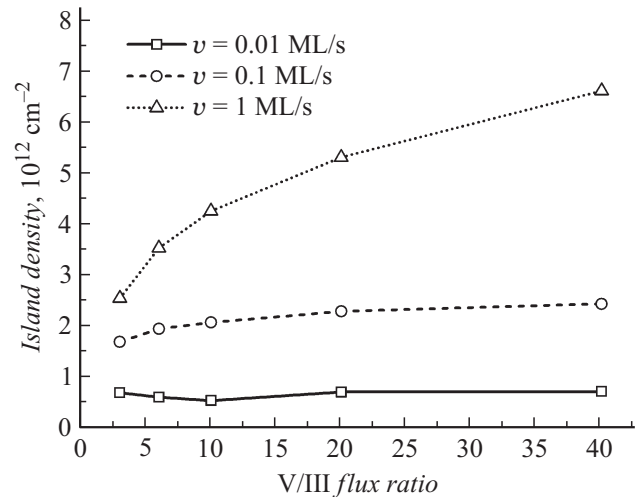


Рис. 4. Зависимость поверхностной плотности островков от соотношения потоков V/III при различных скоростях роста ($\theta = 0.06 \text{ ML}$, $T = 580^\circ\text{C}$).

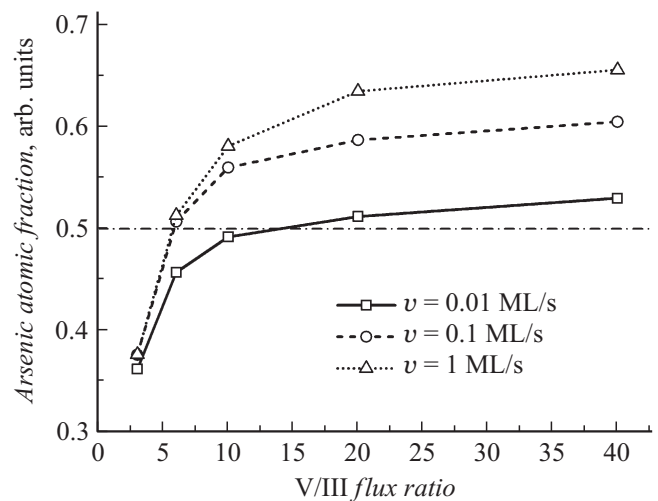


Рис. 5. Зависимость доли атомов мышьяка в пленке GaAs от соотношения потоков V/III при различных скоростях роста ($\theta = 0.06 \text{ ML}$, $T = 580^\circ\text{C}$). Прямой штрих-пунктирной линией обозначена доля атомов мышьяка, соответствующая стехиометрическому составу GaAs.

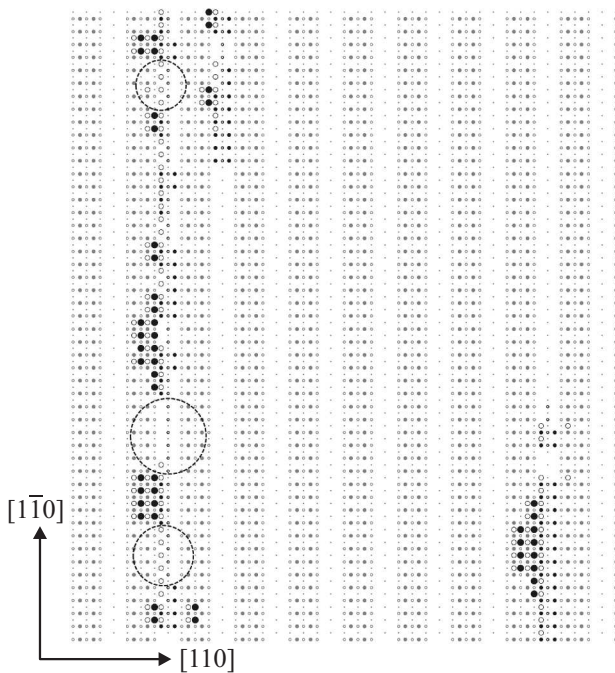


Рис. 6. Морфология островков в области моделирования $160 \times 200 \text{ \AA}$ при $T = 580^\circ\text{C}$, $v = 0.01 \text{ ML/s}$, $J_{\text{As/Ga}} = 3$ после осаждения 0.06 ML GaAs . Штриховыми окружностями выделены цепочки атомов галлия, не связанные с поверхностными атомами мышьяка.

в значительной степени зависит от скорости роста, что объясняется подавлением поверхностной диффузии галлия [14]. Однако в результате моделирования было также выявлено, что при скорости роста $v = 1 \text{ ML/s}$ плотность островков изменяется более чем в 2 раза (с $2.5 \cdot 10^{12}$ до $6.6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) при увеличении соотно-

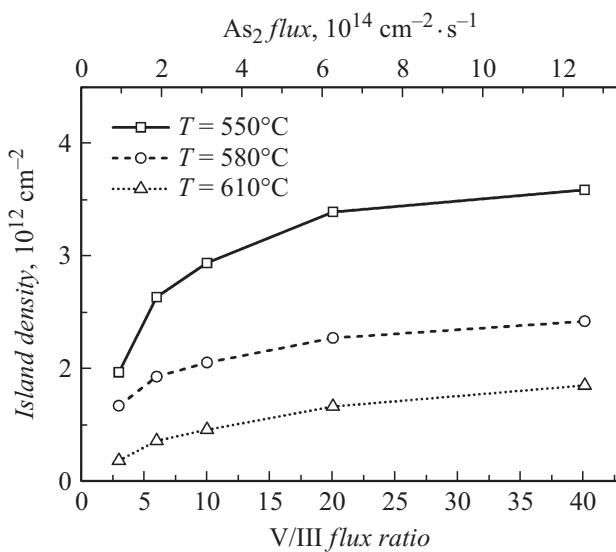


Рис. 7. Зависимость поверхностной плотности островков от соотношения потоков V/III при различных температурах подложки ($\theta = 0.06 \text{ ML}$, $v = 0.1 \text{ ML/s}$).

шения потоков V/III с 3 до 40. Такая закономерность связана с увеличением количества центров нуклеации, образующихся при объединении пары атомов галлия с димером мышьяка [32]. Большой поток мышьяка при большом потоке галлия приводит к образованию значительного количества стабильных кластеров, являющихся центрами роста будущих островков. В диапазоне скоростей от 0.05 до 1 ML/s также наблюдается увеличение плотности островков с ростом соотношения потоков V/III (рис. 4). Однако, как видно из рис. 4, при скорости $v = 0.01 \text{ ML/s}$ наблюдается слабая немонокотная зависимость плотности островков от соотношения потоков V/III. Такой характер зависимости можно объяснить исходя из значений доли атомов мышьяка на поверхности при различных соотношениях потоков (рис. 5). Так как она близка или превышает 0.5 , начиная с $J_{\text{As/Ga}} = 10$, при меньших соотношениях потоков наблюдается избыток нескомпенсированных атомов галлия, которые образуют длинные цепочки между островками, но не приводят к их слиянию (рис. 6). При больших соотношениях потоков такие цепочки атомов галлия с большой вероятностью зарастиваются димерами мышьяка и приводят к соответствующему объединению островков. В таком случае размер островков увеличивается при одновременном снижении поверхностной плотности.

Температура оказывает значительное влияние на плотность островков [4,12]. Как следует из рис. 7, с повышением температуры в типичном для роста GaAs диапазоне значений $550\text{--}610^\circ\text{C}$ плотность островков снижается для любых фиксированных значений соотношений потоков. Это обусловлено возрастанием энергии атомов галлия при увеличении температуры, что приводит к повышению вероятности разрыва атомных связей в менее стабильных кластерах и отысканию атомами энергетически более выгодных позиций на поверхности кристалла. Кроме того, с повышением температуры возрастает подвижность адатомов и соответственно диффузионная длина, благодаря чему адатомы достигают наиболее крупных островков.

Также из рис. 7 следует, что увеличение значений $J_{\text{As/Ga}}$ приводит к возрастанию плотности островков GaAs: при $J_{\text{As/Ga}} = 40$ плотность изменяется с $3.6 \cdot 10^{12}$ до $1.9 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ в диапазоне $550\text{--}610^\circ\text{C}$, тогда как при $J_{\text{As/Ga}} = 3$ значения плотности островков варьируют с $2 \cdot 10^{12}$ до $1.2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Это связано с тем, что при малых потоках большая температура существенно усиливает десорбцию, что сокращает вероятность формирования смешанных мышьяк-галлиевых конгломератов и соответственно снижает результирующую плотность островков.

Стоит отметить, что в нижней части рассматриваемого температурного диапазона (менее 580°C) зависимость плотности островков GaAs от соотношения потоков ростовых компонент имеет наиболее выраженный характер (рис. 7). Исходя из значений доли атомов мышьяка на поверхности при различных температурах роста (рис. 8), можно сделать вывод, что это связано

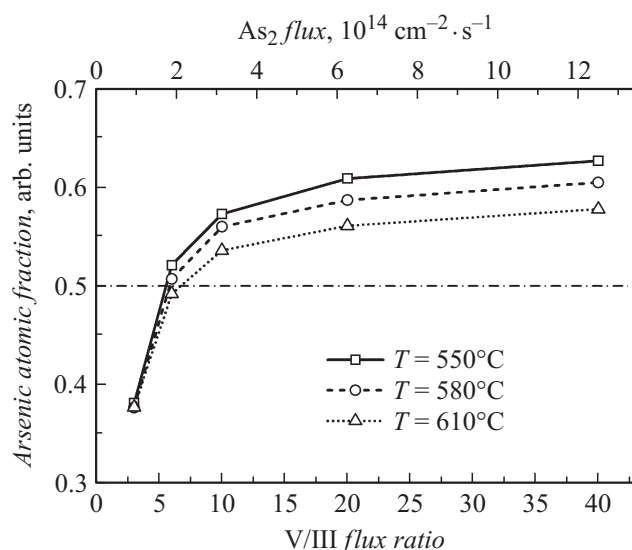


Рис. 8. Зависимость доли атомов мышьяка в пленке GaAs от соотношения потоков V/III при различных температурах подложки ($\theta = 0.06$ ML, $v = 0.1$ ML/s). Прямой штрихпунктирной линией обозначена доля атомов мышьяка, соответствующая стехиометрическому составу GaAs.

с пониженной десорбцией мышьяка и соответствующим резким увеличением количества центров нуклеации. При $J_{As/Ga} \geq 6$ доля атомов мышьяка приблизительно равна или превышает 0.5 и постепенно выходит на насыщение с повышением потока мышьяка. Увеличение соотношения потоков с 3 до 40 при $T = 550^\circ\text{C}$ приводит примерно к такому же повышению плотности островков, как и снижение температуры с 610 до 550°C при $J_{As/Ga} = 10$ (рис. 7).

Таким образом, соотношение потоков V/III оказывает влияние на характеристики островков GaAs и при этом практически не влияет на стехиометрию соединения, что существенным образом расширяет возможности управления морфологией пленки без изменения химического состава.

3. Заключение

В результате имитационного моделирования с помощью метода Монте-Карло выявлено, что соотношение потоков V/III оказывает существенное влияние на процессы субмонослойного роста GaAs/GaAs(001) и является важным технологическим параметром метода МЛЭ. Увеличение соотношения потоков V/III приводит к повышению поверхностной плотности островков, что связано с повышением вероятности образования устойчивых кластеров. Показано, что при скорости роста $v = 1$ ML/s плотность островков изменяется более чем в 2 раза при увеличении соотношения потоков V/III с 3 до 40. Понижение температуры роста также способствует усилению влияния соотношения потоков на плотность островков, что связано со снижением

интенсивности десорбции мышьяка. Выявлено, что для управления геометрическими характеристиками островков соотношение потоков V/III может варьировать в широких пределах без значительного влияния на химический состав пленки. Результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 15-19-10006). Результаты получены с использованием оборудования Центра коллективного пользования и Научно-образовательного центра „Нанотехнологии“ Южного федерального университета.

Список литературы

- [1] Воловик Б.В., Сизов Д.С., Цацульников А.Ф., Мусухин Ю.Г., Леденцов Н.Н., Устинов В.М., Егоров В.А., Петров В.Н., Поляков Н.К., Цырлин Г.Э // ФТП. 2000. Т. 34. Вып. 11. С. 1368–1372.
- [2] Reyes K., Smereka P., Nothorn D., Millunchick J.M., Bietti S., Somaschini C., Sanguinetti S., Frigeri C. // Phys. Rev. B. 2013. Vol. 87. P. 165 406.
- [3] Kawaharazuka A., Yoshida I., Horikoshi Y. // Appl. Surf. Sci. 2008. Vol. 255. N 3. P. 737–739.
- [4] LaBella V.P., Bullock D.W., Ding Z., Emery C., Harter W.G., Thibado P.M. // J. Vac. Sci. Tech. A. 2000. Vol. 18. N 4. P. 1526–1531.
- [5] Ledentsov N.N., Grundmann M., Kirstaedter N., Schmidt O., Heitz R., Bohrer J., Bimberg D., Ustinov V.M., Shchukin V.A., Kop'ev P.S., Alferov Zh.I., Ruvimov S.S., Kosogov A.O., Werner P., Richter U., Gosele U., Heydenreich J. // Sol. St. Electron. 1996. Vol. 40. P. 785–798.
- [6] Riel B.J., Hinzer K., Moisa S., Fraser J., Finnie P., Piercy P., Fafard S., Wasilewski Z.R. // J. Cryst. Growth. 2002. Vol. 236. P. 145–154.
- [7] Morgan C.G., Kratzer P., Scheffler M. // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 82. N 24. P. 4886–4889.
- [8] Murdick D.A., Wadley H.N.G., Zhou X.W. // Phys. Rev. B. 2007. Vol. 75. P. 125 318.
- [9] Shiraishi K., Ito T. // Phys. Rev. B. 1998. Vol. 57. N 11. P. 6301–6304.
- [10] Amrani A., Djafari Rouhani M., Mraoufel A. // Appl. Nanosci. 2011. Vol. 1. P. 59–65.
- [11] Kangawa Y., Ito T., Taguchi A., Shiraishi K., Irisawa T., Ohachi T. // Appl. Surf. Sci. 2002. Vol. 190. P. 517–520.
- [12] Kratzer P., Scheffler M. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 88. N 3. P. 036 102.
- [13] Kratzer P., Penev E., Scheffler M. // Appl. Phys. A. 2002. Vol. 75. P. 79–90.
- [14] Дубровский В.Г., Цырлин Г.Э // ФТП. 2005. Т. 39. Вып. 11. С. 1312–1319.
- [15] Kley A., Ruggerone P., Scheffler M. // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 79. N 26. P. 5278.
- [16] Pashley M.D. // Phys. Rev. B. 1989. Vol. 40. P. 10 481.
- [17] Daweritz L., Ploog K. // Semicond. Sci. Tech. 1994. Vol. 9. N 2. P. 123–136.
- [18] Foxon C.T., Joyce B.A. // Surf. Sci. 1977. Vol. 64. P. 293.
- [19] Tok E.S., Neave J.H., Zhang J., Joyce B.A., Jones T.S. // Surf. Sci. 1997. Vol. 374. P. 374.

- [20] *Avery A.R., Dobbs H.T., Holmes D.M., Joyce B.A., Vvedensky D.D.* // *Phys. Rev. Lett.* 1997. Vol. 79, P. 3938–3941.
- [21] *Tok E.S., Neave J.H., Allegretti F.E., Zhang J., Jones T.S., Joyce B.A.* // *Surf. Sci.* 1997. Vol. 371. P. 277–288.
- [22] *Garcia J.C., Neri C., Massies J.* // *J. Cryst. Growth.* 1989. Vol. 98. P. 511–518.
- [23] *Foxon C.T., Joyce B.A.* // *Surf. Sci.* 1975. Vol. 50. P. 434–450.
- [24] *Kratzer P., Morgan C.G., Scheffler M.* // *Phys. Rev. B.* 1999. Vol. 59. P. 15 246.
- [25] *Banse B.A., Creighton J.R.* // *Appl. Phys. Lett.* 1992. Vol. 60. P. 856.
- [26] *Nishinaga T., Shen X.Q.* // *Appl. Surf. Sci.* 1994. Vol. 82–83. P. 141.
- [27] *Nishinaga T.* // *Prog. Cryst. Growth Charact. Mater.* 2004. Vol. 48–49. P. 104–122.
- [28] *Higuchi Y., Uemura M., Masui Y., Kitada T., Shimomura S., Hiyamizu S.* // *J. Cryst. Growth.* 2003. Vol. 251. P. 80–84.
- [29] *Tatsuoka Y., Kamimoto H., Kitano Y., Kitada T., Shimomura S., Hiyamizu S.* // *J. Vac. Sci. Technol. B.* 1999. Vol. 17. N 3. P. 1155–1157.
- [30] *Itoh M., Bell G.R., Joyce B.A., Vvedensky D.D.* // *Surf. Sci.* 2000. Vol. 464. P. 200.
- [31] *Itoh M., Bell G.R., Avery A.R., Jones T.S., Joyce B.A., Vvedensky D.D.* // *Phys. Rev. Lett.* 1998. Vol. 81. N 3. P. 633–636.
- [32] *Балакирев С.В., Блинов Ю.Ф., Солодовник М.С.* // *Известия ЮФУ. Технические науки.* 2014. № 9(158). С. 93–105.