

РЕНТГЕНОСТРУКТУРНЫЙ АНАЛИЗ КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ НАНОСТРУКТУР ZnMgSSe/ZnSe/ZnMgSSe

А. Н. Георгобиани, В. П. Мартовицкий, Е. В. Перлов, В. П. Токарева

Методом рентгеноструктурного анализа были исследованы квантово-размерные наноструктуры ZnMgSSe/ZnSe/ZnMgSSe. Обнаружено, что твердый раствор ZnMgSSe распадается на две фазы с близкими значениями параметров решетки. С возрастанием величины рассогласования в параметрах решетки между селенидом цинка и барьерными слоями, распад сопровождается одновременным уширением пиков от каждой фазы. Обнаружено, что на первых этапах роста метастабильного барьерного слоя растет практически чистый ZnSe, утолщая тем самым яму (ZnSe).

Ключевые слова: рентгеноструктурный анализ, квантово-размерные структуры, барьер, квантовая яма, молекулярно-лучевая эпитаксия.

Введение. Квантово-размерные структуры, изготовленные из элементов группы II-VI, являются перспективными материалами для создания ряда оптоэлектронных приборов. Этому способствуют такие их свойства, как прямые энергетические зоны и диапазон значений энергий запрещенной зоны, перекрывающий широкую область видимого спектра. Одним из факторов, который сдерживает их применение, является рассогласование по параметру кристаллической решетки материалов ямы и барьера, а также обычно используемого в качестве подложки GaAs. Оно способствует формированию дефектов несоответствия на гетерограницах и приводит к появлению встроенных механических напряжений. Эти факторы недостаточно изучены и в реальных структурах контролируются плохо. Как следствие, имеется значительный разброс в литературных данных о зонной диаграмме таких квантово-размерных структур. Например, диапазон значений относительного разрыва зоны проводимости $Q_C = \Delta E_C / (\Delta E_C + \Delta E_V)$,

где ΔE_C и ΔE_V – разрывы зоны проводимости и валентной зоны, в работах разных авторов составляет от 0.75 до 1.2 [1–5].

Структура ZnMgSSe широко используется в инжекционных лазерах, излучающих в зелёной (525–535 нм) области спектра, но в основном она применяется в качестве слоёв, формирующих оптический волновод [6].

Предлагалось использовать этот твёрдый раствор и в лазерах для синего диапазона [7]. Характеристики лазера оказались низкими, что связывалось прежде всего с проблемой получения проводимости р-типа в слоях ZnMgSSe. Однако для лазеров с продольной оптической накачкой или накачкой электронным пучком не требуется легирования слоёв активной структуры. Такие лазеры могут служить источниками света для систем проекционного телевидения [8, 9]. В качестве источников оптической накачки могут использоваться высокоэффективные лазерные диоды на основе соединений GaN [10].

Методика эксперимента. Структуры были изготовлены методом МЛЭ на отечественной установке “ЦНА-18” с использованием твердотельных источников Zn, Se, Mg и ZnS на подложках из полуизолирующего GaAs, разориентированных на 3° от плоскости (100) к плоскости (111) GaAs. Перед ростом структуры выращивались буферные слои ZnSe ~ 50 нм и ZnSSe ~ 150 нм. Все структуры были выращены в стехиометрических условиях на ростовой поверхности. Процесс роста контролировался с помощью Reflection High-Energy Electron diffraction (RHEED). Этот метод позволяет следить в реальном времени за следующими параметрами роста: чистотой поверхности (по яркости отраженного сигнала); температурой образца (по изменению картины дифракции при критических температурах из-за перестройки поверхности); ориентацией подложки (по направлению полос в дифракционной картине); скоростью роста (по осцилляции основного рефлекса в ходе роста).

Для изменения содержания серы в твердом растворе ZnMgSSe и сохранения стехиометрии на ростовой поверхности варьировалась температура подложки и соотношение потоков (ВЕР) Se/ZnS:

№ 127 – $T_{\text{п}} \sim 285^\circ \text{C}$, ВЕР Se/ZnS=2.

№ 128 – $T_{\text{п}} \sim 265^\circ \text{C}$, ВЕР Se/ZnS=1.3.

№ 129 – $T_{\text{п}} \sim 245^\circ \text{C}$, ВЕР Se/ZnS=1.

Выращенные структуры исследовались с помощью метода рентгеновской дифрактометрии, который позволяет определить состав и ширину монокристаллических эпитаксиальных квантовых ям.

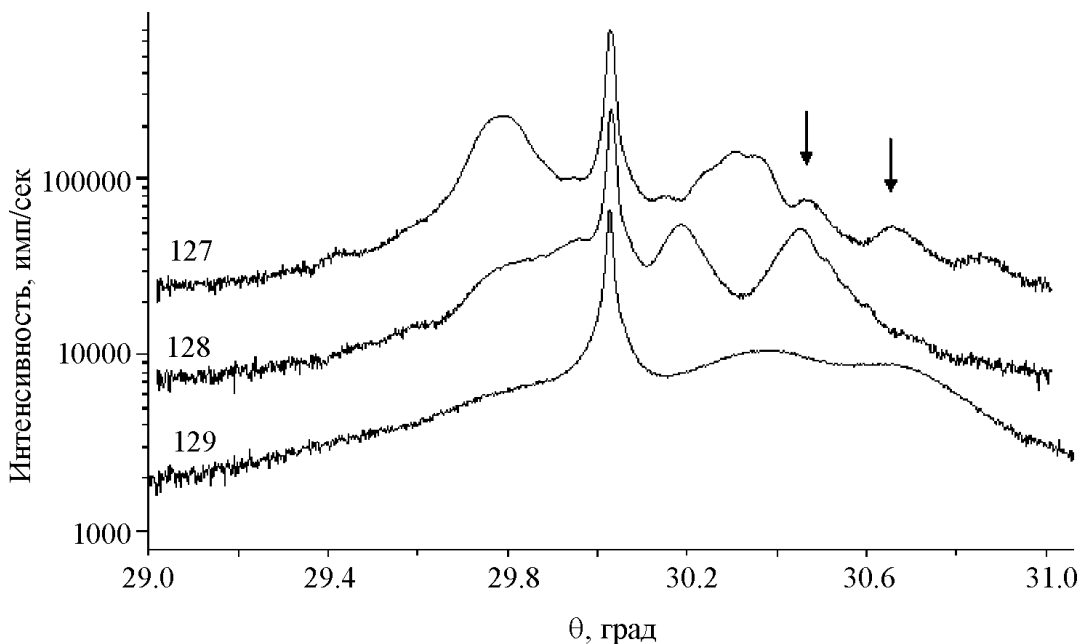


Рис. 1: Кривые качания в логарифмическом масштабе на рефлексе (004) образцов 127, 128, 129. Пик барьерных слоев в образце 127 расположен со стороны меньших углов относительно пика подложки, стрелками указаны сателлитные рефлексы из-за малой толщины буферного слоя. В образцах 128 и 129 пики барьерных слоев раздваиваются, а в образце 129 еще и уширяются.

Методика применима для анализа КЯ основных полупроводниковых систем: A^2B^6 , выращенных на хорошо ориентированных подложках (001), а также на подложках, разориентированных от плоскости (001) на несколько градусов.

В условиях, когда параметр решетки КЯ отличается от параметра решетки подложки, образуется напряженная гетероструктура. При отсутствии дислокаций на границах раздела в напряженных гетероструктурах наблюдается тетрагональная деформация решетки КЯ при росте на хорошо ориентированных подложках (001) и моноклинная деформация при отклонении ростовой поверхности на несколько градусов от точной кристаллографической плоскости (001). Для КЯ с большим значением параметра решетки, чем у подложки, тетрагональная деформация еще больше увеличивает значение параметра ее решетки в направлении нормали к ростовой поверхности, в результате чего при рентгенодифракционных измерениях определяется параметр деформированной решетки КЯ.

Испытания носят неразрушающий характер, проводятся при комнатной температуре и атмосферном давлении.

Все работы выполняются на рентгеновском дифрактометре PANalytical X'PERT PRO MRD Extended.

Результаты и их обсуждение. На рис. 1 в логарифмическом масштабе приведены кривые качания образцов 127–129, записанные на рефлексе (004) с углом падения рентгеновских лучей на образец $\omega = \theta - \varphi$, где θ – брэгговский угол, а φ – разориентация кристаллической плоскости (001) от поверхности образца. В образце 127 пик от барьерных слоев расположен со стороны малых углов относительно наиболее интенсивного пика от подложки, т.е. его параметр решетки больше, чем у селенида цинка. Структурное совершенство образца достаточно высокое, поскольку помимо пиков от подложки, барьерных слоев и буферного слоя наблюдаются также спутанные пики, возникающие из-за малой толщины одного из слоев. Расстояние между спутанными, указанными стрелками на рис. 1, соответствует толщине слоя в 30 нм.

В образце 128 помимо пика подложки наблюдается два пика примерно равной интенсивности со стороны больших углов от пика подложки, а также размытый пик со стороны малых углов. Такие пары пиков типичны для структур распада, в которых твердый раствор ZnMgSSe распадается на две фазы с близкими значениями параметров решетки. В образце 129 с возрастанием величины рассогласования в параметрах решетки между селенидом цинка и барьерными слоями распад сопровождается одновременным уширением пиков от каждой фазы.

На рис. 2 приведены рефлектометрические кривые образцов 127–129, полученные при углах, слегка превышающих угол полного внешнего отражения рентгеновских лучей. При освещении узким монохроматическим пучком образца с плоскими границами раздела на рефлектометрических кривых образуется одна или несколько накладывающихся друг на друга систем максимумов, угловые расстояния между которыми соответствуют брэгговским отражениям с учетом рефракции: $\frac{m\lambda}{2t} = \sqrt{\cos^2 \theta_C - \cos^2 \theta}$, где m – порядок отражения, t – толщина слоя, θ_C – угол полного внешнего отражения, θ – угол максимума. По угловому расстоянию между ближайшими максимумами определяется толщина барьерного слоя, которая в образце 127 равна 140 нм. Один из максимумов на кривой образца 127 подавлен из-за наложения максимума от квантовой ямы, что еще лучше видно на вставке, на которой приведен фрагмент кривой в квадратичном масштабе. По угловому положению этого подавленного пика можно определить толщину квантовой ямы, которая равна 11.6 нм. Это никак не противоречит техноло-

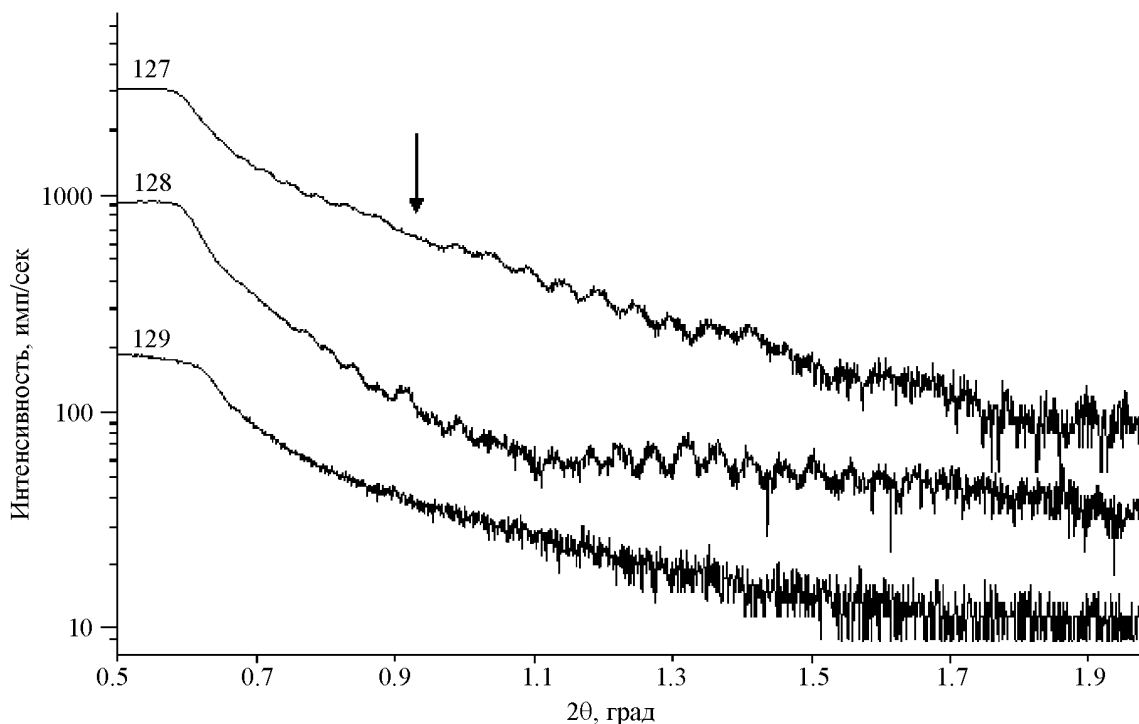


Рис. 2: Рефлектометрические кривые, записанные при малых углах падения на образец монохроматизированного пучка рентгеновских лучей. В образце 127 с хорошо выраженной слоистой структурой наблюдаются интерференционные максимумы от слоя толщиной 140 нм, интенсивность одного из которых подавлена из-за наложения пика от квантовой ямы толщиной 11.6 нм. Положение подавленного пика указано стрелкой.

гической толщине ямы в 6 нм, поскольку наши данные исследований барьерных слоев ZnMgSSe показывают, что на первых этапах роста метастабильного барьерного слоя растет практически чистый ZnSe, утолщая тем самым яму.

В образце 128 также наблюдается система интерференционных максимумов, соответствующих толщине барьерного слоя в 170 нм. Но в отличие от образца 127, система интерференционных максимумов начинается при больших угловых положениях. Поскольку при малых углах падения рентгеновских лучей глубина проникновения возрастает почти линейно с ростом угла, эти данные можно интерпретировать как интерференционные максимумы, возникающие от нижнего барьерного слоя. Виден также максимум от квантовой ямы с той же самой толщиной 11.6 нм. А вот в образце 129 ни-

каких максимумов не наблюдается, что подтверждает распад барьерных слоев на две фазы.

Заключение. Проведенные измерения и расчеты показывают, что структурное совершенство образцов достаточно высокое. У одного образца параметр постоянной решетки барьерного слоя больше, чем у материала квантовой ямы (ZnSe). Для других образцов этот параметр меньше, чем у материала квантовой ямы. В этих образцах обнаружено, что твердый раствор ZnMgSSe распадается на две фазы с близкими значениями параметров решетки. С возрастанием величины рассогласования в параметрах решетки между селенидом цинка и барьерными слоями, распад сопровождается одновременным уширением пиков от каждой фазы. Определена толщина барьерного слоя и квантовой ямы для каждого образца. Обнаружено, что на первых этапах роста метастабильного барьерного слоя растет практически чистый ZnSe, утолщая тем самым яму.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] H. Mariette, F. Dal'bo, N. Magnea, et al., Phys. Rev. B **38**, 12443 (1988).
- [2] P. Peyla, Y. Merle d'Aubigne, A. Wasiela, et al., Phys. Rev. B **46**, 1557 (1992).
- [3] C. Hsu Tran Min Duc, J. P. Faurie, Phys. Rev. Lett. **58**, 1127 (1987).
- [4] T. W. Kim, H. L. Park, J. Crystal Growth. **159**, 467 (1996).
- [5] A. D. Katani, G. Margaritongo, Phys. Rev. B **28**, 1944 (1983).
- [6] S. Itoch, K. Nakano., A. Ishibashi, J. Cryst. Growth. **214/215**, 1029 (2000).
- [7] D. C. Grillo, J. Han, M. Ringle, et al., Electron Lett. **30**, 2131 (1994).
- [8] M. D. Tiberi, V. I. Kozlovskiy, Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng. **5740**, 60 (2005).
- [9] И. П. Казаков, В. И. Козловский, В. П. Мартовицкий и др., Квантовая электроника **37**(9), (2007).
- [10] A. C. Tropper, H. D. Foremand, A. Garnache et al., J. Phys. D. Appl. **37**, R75 (2004).

Поступила в редакцию 28 декабря 2009 г.