

06

## Фазовый размерный эффект в тонких поликристаллических пленках Ge—Se

© Е.В. Александрович,<sup>1</sup> Е.В. Степанова,<sup>1</sup> А.В. Вахрушев,<sup>1</sup> А.Н. Александрович,<sup>2</sup> Д.Л. Булатов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт механики УрО РАН,  
426067 Ижевск, Россия

<sup>2</sup> Удмуртский государственный университет,  
426034 Ижевск, Россия  
e-mail: evalex@udman.ru

(Поступило в Редакцию 16 октября 2012 г.)

В спектральном диапазоне  $110\text{--}310\text{ см}^{-1}$  исследованы спектры Рамана тонких ( $d = 60\text{--}170\text{ нм}$ ) поликристаллических пленок Ge—Se, полученных вакуумным термическим испарением стекла  $\text{Ge}_{10}\text{Se}_{90}$ . Методом рентгеновской дифракции установлено сосуществование в пленках стеклообразной и кристаллических фаз  $\alpha\text{-Se}$ ,  $\beta\text{-Se}$  и  $\beta\text{-GeSe}_2$ . Анализ дифрактограмм и спектров Рамана поликристаллических образцов различной толщины показал наличие фазового размерного эффекта перехода Se из  $\alpha$ -моноклинной модификации в  $\beta$ -моноклинную ( $d \sim 120\text{ нм}$ ). Обнаружено, что кристаллическая фаза Se является нанодисперсной со средними размерами зерен  $\sim 30\text{--}50\text{ нм}$ . Кристаллиты  $\beta\text{-GeSe}_2$  имеют средние размеры  $\sim 100\text{--}130\text{ нм}$ .

### Введение

Поликристаллические полупроводниковые материалы имеют большие перспективы использования в микроэлектронике, оптоэлектронике, солнечной энергетике благодаря своей структуре и температурно-зависимым свойствам [1–3].

В последнее время повысился интерес к поликристаллическим слоям на основе халькогенидов [4], которые уже несколько десятилетий используются в современных технологиях в качестве элементов оптических приборов [5–12], но могли бы расширить круг своих потенциальных применений.

Наиболее распространенными методами получения поликристаллических полупроводниковых халькогенидных пленок являются вакуумное испарение [13–14], плазмохимическое осаждение [15], рекристаллизация аморфных и мелкокристаллических слоев, осажденных на аморфные подложки, путем воздействия на них отжига [16], лазерного излучения [17–18], света [8,19] или электронного пучка [20–21]. Электрофизические свойства поликристаллических пленок существенно зависят от размеров зерен и границ между ними, которые являются основными структурными дефектами. Они выполняют двойную роль — и как эффективного внутреннего стока, способствующего очистке объема кристаллитов от остаточных примесей и избыточных точечных собственных дефектов, и как генератора неравновесных точечных дефектов (вакансий) при перестройке структуры микрокристаллитов в ходе полиморфных превращений и рекристаллизации [16]. При этом на основе компонентов аморфной (стеклообразной) матрицы могут формироваться новые фазы [18].

Вопросы фазообразования в наноразмерных слоях Ge—Se, имеющих состав близкий к эвтектике  $\text{Ge}_8\text{Se}_{92}$ , не исследованы, а имеющиеся литературные дан-

ные [8–10,13,15,17,19] посвящены объемным образцам и толстым пленкам Ge—Se.

Целью настоящей работы являлось исследование методами рамановской спектроскопии и рентгенографического анализа структуры и фазового состояния наноразмерных (60–170 нм) поликристаллических слоев Ge—Se, полученных термическим напылением стекла  $\text{Ge}_{10}\text{Se}_{90}$ .

### 1. Методика

Тонкие поликристаллические пленки Ge—Se различной толщины были получены вакуумным термическим испарением халькогенидного стекла  $\text{Ge}_{10}\text{Se}_{90}$  при температуре конденсации  $\sim 300\text{ К}$  и скорости осаждения  $\sim 10\text{ нм/с}$  на стеклянные подложки [20]. В настоящей работе проведены исследования спектров Рамана и рентгенографические исследования полученных образцов.

Фазовый состав полученных пленок определен по данным рентгенографического анализа (дифрактометр D2 Phaser (Bruker), излучение —  $\text{CuK}\alpha$ , длина волны  $\lambda = 0.1548\text{ нм}$ ). Дифрактограммы обработаны с помощью универсальных программ TOPAS и DIFFRAC.EVA. Толщина полученных пленок определена эллипсометрическим методом [20].

Спектры Рамана зарегистрированы при комнатной температуре с использованием спектрометра Horiba LabRam HR800 при возбуждении излучением He—Ne-лазера с  $\lambda = 632.8\text{ нм}$  ( $h\nu_{\text{exc}} = 1.96\text{ эВ}$ ) и мощностью излучения  $\sim 20\text{ мВт}$  при подобных спектральных параметрах. Луч лазера фокусировали в пятно диаметром  $4\text{ }\mu\text{м}$ . Для избежания нагревания и фотоструктурных изменений в тонкопленочных образцах, плотность потока энергии при получении спектров Рамана была выбрана  $\sim 5 \cdot 10^{-3}\text{ кВт/см}^2$ . Сбор рассеянного света

осуществляли по схеме на отражение ( $180^\circ$ ). Спектральная ширина щели составляла  $2 \text{ см}^{-1}$ .

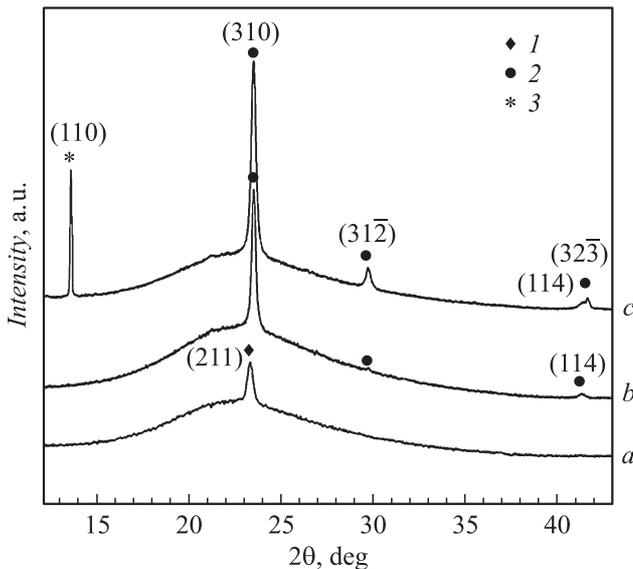
## 2. Результаты и их обсуждение

В ходе экспериментов в конденсированных пленках Ge–Se обнаружено изменение их дифракционных картин при увеличении толщины (рис. 1). В угловом диапазоне  $2\theta = 23.23\text{--}23.57^\circ$  во всех пленках зафиксировано отражение значительной интенсивности. При  $d < 110 \text{ nm}$  это отражение являлось единственным во всем угловом диапазоне  $2\theta = 5\text{--}100^\circ$ .

В отличие от результатов настоящей работы, пленки, полученные в [21] и имеющие состав  $\text{Ge}_{10}\text{Se}_{90}$ , являлись аморфными и кристаллизовались только после отжига в течение 450 h при температуре  $T = 190^\circ\text{C}$ , после чего на их дифрактограммах появлялись линии отражения от фазы кристаллического тригонального Se.

С помощью универсальной программы TOPAS проведено моделирование местоположения кристаллических пиков. Размеры кристаллитов оценены по формуле Дебая–Шерера:  $D = k\lambda/\beta \cos \theta$ , где  $\lambda$  — длина волны излучения  $\text{CuK}\alpha$ ,  $\beta$  — ширина пика на дифрактограмме на половине его высоты,  $\theta$  — дифракционный угол,  $k = 0.9$ . Результаты расшифровки дифрактограмм пленок различной толщины представлены в таблице.

Согласно таблице, кристаллическая фаза в пленках Ge–Se толщиной  $d \leq 108 \text{ nm}$  представлена моноклинной фазой  $\alpha\text{-Se}$  с параметрами кристаллической решетки  $a = 9.05 \text{ \AA}$ ,  $b = 9.08 \text{ \AA}$ ,  $c = 11.6 \text{ \AA}$ ,  $\beta = 90.81^\circ$ . Дифракционные картины имеют отражения с преимущественной ориентацией кристаллитов (211).



**Рис. 1.** Фрагменты дифрактограмм пленок Ge–Se различной толщины на стеклянных подложках: 80 (a), 128 (b), 167 (c) nm. Кристаллические фазы моноклинной модификации: 1 —  $\alpha\text{-Se}$  [PDF 01-071-0528], 2 —  $\beta\text{-Se}$  [PDF 01-073-6182], 3 —  $\beta\text{-GeSe}_2$  [PDF 00-033-0581].

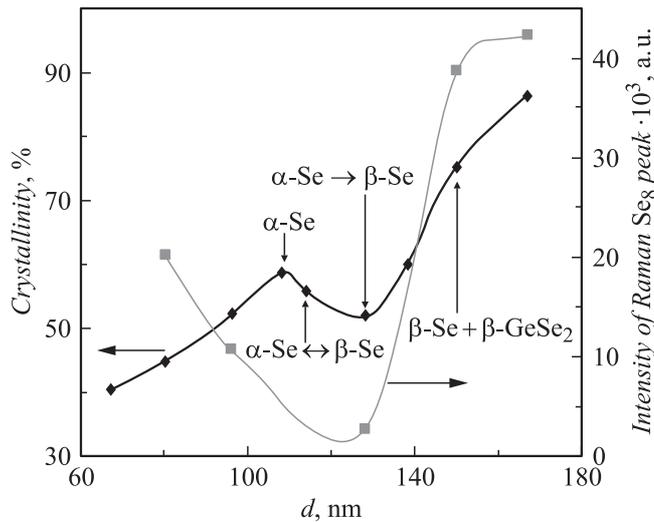
Результаты рентгенофазового анализа пленок различной толщины, полученные с помощью универсальных программ TOPAS и DIFFRAC.EVA

$d$ , nm	$\langle D_{\text{Se}} \rangle$ , nm	Углы отражений $2\theta$ , deg	Кристаллическая фаза	Пространственная группа	$hkl$
67	38	23.33	$\alpha\text{-Se}$	$P21/n$	211
80	40	23.34	$\alpha\text{-Se}$	$P21/n$	211
96	42	23.32	$\alpha\text{-Se}$	$P21/n$	211
108	44	23.23	$\alpha\text{-Se}$	$P21/n$	211
114	43	23.35	$\alpha\text{-Se}$	$P21/n$	211
		41.13	$\alpha\text{-Se}$	$P21/n$	410
		42.52	$\beta\text{-Se}$	$P21/a$	512
		43.58	$\beta\text{-Se}$	$P21/a$	214
		45.15	$\alpha\text{-Se}$	$P21/n$	125
		47.85	$\alpha\text{-Se}$	$P21/n$	413
128	48	23.52	$\beta\text{-Se}$	$P21/a$	310
		29.47	$\beta\text{Se}$	$P21/a$	022
		41.31	$\beta\text{-Se}$	$P21/a$	114
138	46	23.46	$\beta\text{Se}$	$P21/a$	112
		47.96	$\beta\text{-Se}$	$P21/a$	224
150	49	23.45	$\beta\text{Se}$	$P21/a$	112
		47.97	$\beta\text{-Se}$	$P21/a$	224
167	48	13.66	$\beta\text{-GeSe}_2$	$P21/c$	110
		23.53	$\beta\text{Se}$	$P21/a$	310
		29.73	$\beta\text{Se}$	$P21/a$	$31\bar{2}$
		41.37	$\beta\text{-Se}$	$P21/a$	114
		41.62	$\beta\text{-Se}$	$P21/a$	$32\bar{3}$
		43.62	$\beta\text{-Se}$	$P21/a$	214
		45.43	$\beta\text{Se}$	$P21/a$	611
		48.01	$\alpha\text{-Se}$	$P21/n$	324
		51.68	$\beta\text{Se}$	$P21/a$	242
					215

Примечание. Тип кристаллической структуры всех фаз — моноклинный.

При толщине пленок  $108 < d < 128 \text{ nm}$  их дифракционные картины имеют отражения как от кристаллической фазы моноклинного  $\alpha\text{-Se}$  (таблица), так и от кристаллической фазы моноклинного  $\beta\text{-Se}$  с параметрами решетки  $a = 12.85 \text{ \AA}$ ,  $b = 8.07 \text{ \AA}$ ,  $c = 9.31 \text{ \AA}$ ,  $\beta = 93.13^\circ$ .

На дифракционных картинах образцов толщиной  $128 \leq d \leq 150 \text{ nm}$  имеются отражения только от моноклинного  $\beta\text{-Se}$  (таблица). Следует заметить, что пока в пленочной структуре преобладает одна кристаллическая фаза ( $d \leq 108$  и  $128 \leq d \leq 150 \text{ nm}$ ), интенсивность отражения в углах  $2\theta = 23.23^\circ$  ( $23.57^\circ$ ) увеличивается (рис. 1). Кристалличность пленок (рис. 2) также монотонно увеличивается с 40 до 59% и с 46 до 75% соответственно за счет роста размеров однородных кристаллических областей Se. При  $108 < d < 128 \text{ nm}$  кристалличность пленок уменьшается с 59 до 46% за счет появления двух конкурирующих кристаллических фаз Se и в результате разупорядочения структуры.



**Рис. 2.** Размерная зависимость кристалличности пленок и интенсивности рамановского пика, отвечающего за колебания в кольцах  $\text{Se}_8$ .

Таким образом, в пленках толщиной  $114 < d < 128 \text{ nm}$  ( $d \approx 120 \text{ nm}$ ) при их конденсации имеет место фазовый размерный эффект перехода  $\alpha\text{-Se} \rightarrow \beta\text{-Se}$ . В работе [22] в аморфных пленках  $\text{Sb}$  также была зафиксирована данная критическая толщина  $d = 120 \text{ nm}$ . Однако при толщине пленки больше этой величины кристаллизация происходила полностью в процессе конденсации по бездиффузионному механизму со скоростью, близкой к скорости звука в данном материале.

На дифрактограмме пленки толщиной  $d = 167 \text{ nm}$  ( $d > 150 \text{ nm}$ ), кроме отражений от моноклинного  $\beta\text{-Se}$  (см. таблицу), имеются отражения с ориентацией (110) от моноклинного  $\beta\text{-GeSe}_2$  с параметрами решетки  $a = 7.02 \text{ \AA}$ ,  $b = 16.8 \text{ \AA}$ ,  $c = 11.83 \text{ \AA}$ ,  $\beta = 90.65^\circ$ . Интенсивность отражения от плоскости (310) и скорость увеличения кристалличности в пленках при  $d > 150 \text{ nm}$  уменьшаются в связи с появлением конкурирующей фазы моноклинного  $\beta\text{-GeSe}_2$ .

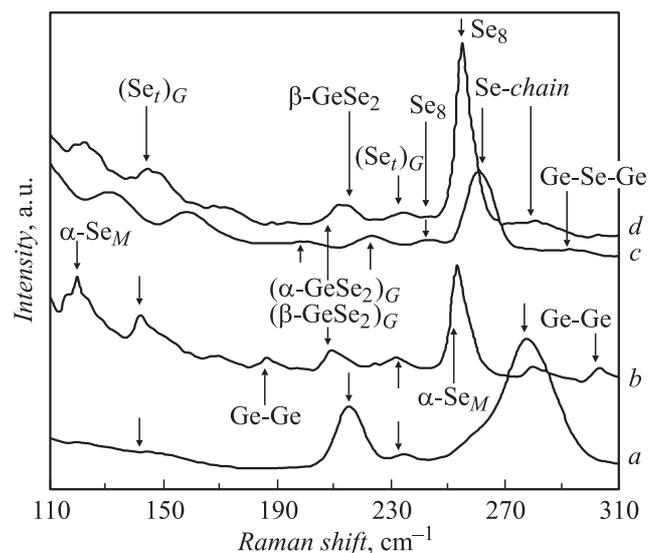
С помощью универсальной программы DIFFRAC.EVA проведено моделирование местоположения аморфных пиков пленок. Их смещение при увеличении толщины свидетельствует об изменениях и в аморфной матрице [23]. В пленках при  $d < 128 \text{ nm}$  аморфная фаза в основном представлена стеклообразным  $\text{Se}$ , состоящим из структурных группировок тригонального и моноклинного  $\text{Se}$ .

В более толстых пленках ( $128 \leq d \leq 150 \text{ nm}$ ), наряду с группировками моноклинного  $\text{Se}$ , имеются структурные группировки моноклинного  $\alpha\text{-GeSe}_2$ . При  $d > 150 \text{ nm}$  аморфная фаза представлена стеклообразным селеном, состоящим из структурных группировок тригонального  $\text{Se}$  и моноклинного  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ - $\text{Se}$  и  $\beta\text{-GeSe}_2$ .

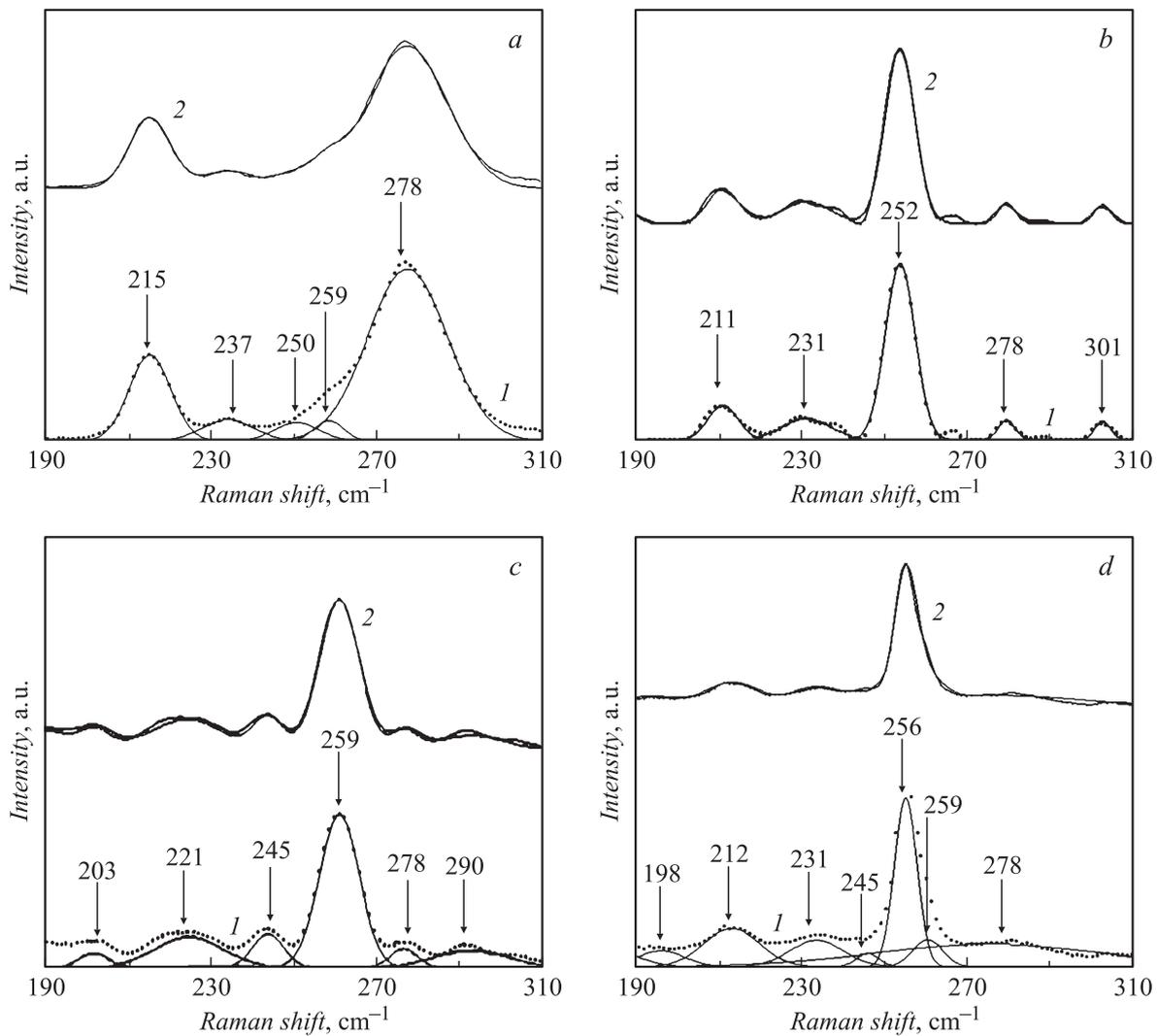
Так как состав пленок обогащен  $\text{Se}$ , исследования спектров Рамана были проведены в области сдвигов, где возможно появление мод, связанных с данным элементом [24,25]. Установлено, что после воздействия на пленки лазерного излучения с  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$  и плотностью потока энергии  $\sim 5 \cdot 10^{-3} \text{ kWh/cm}^2$  характерной особенностью спектров Рамана в спектральном диапазоне  $110\text{--}310 \text{ cm}^{-1}$  являются наиболее интенсивные компоненты:  $211$  ( $215$ ),  $250\text{--}256$ ,  $259$  и  $278 \text{ cm}^{-1}$  (рис. 3). Мода  $211 \text{ cm}^{-1}$  относится к колебаниям тетраэдров, образующих кольцеобразные фрагменты  $[\text{Ge}_8\text{X}_{22}](2[\text{Ge}_2\text{X}_7] + 2[\text{Ge}_2\text{X}_6] - 4\text{X})$  фазы  $\beta\text{-GeSe}_2$  [24,26–27], мода  $215 \text{ cm}^{-1}$  — к колебаниям атомов  $\text{Se}$  в четырехзвенных кольцах, составляющих два тетраэдра с двумя обобщенными ребрами [19], мода  $250\text{--}256 \text{ cm}^{-1}$  — к линии, характерной для объема взаимодействующих колец  $\text{Se}_8$ , мода  $259 \text{ cm}^{-1}$  — к колебаниям растяжения связей в отдельных винтообразных цепях  $\text{Se}\text{--Se}$  [25] и мода  $278 \text{ cm}^{-1}$  — к колебаниям  $\nu_1$  цепочек  $\text{Se}\text{--Se}$  в тетраэдрах  $\text{GeSe}_{4/2}$  [28].

В случае цисгеометрии [29], характерной для кольцевых молекул, возможны две моды  $A_1$  колебаний: продольные колебания с частотой  $250\text{--}256 \text{ cm}^{-1}$  и поперечные колебания с частотой  $113 \text{ cm}^{-1}$ . Спектр комбинационного рассеяния моноклинного  $\alpha\text{-Se}$  характеризуется пиками при  $113$  и  $250 \text{ cm}^{-1}$ , а спектр тригонального  $\text{Se}$  — пиками при  $143$  и  $237 \text{ cm}^{-1}$ . В то же время для трансгеометрии возможны лишь продольные колебания с частотой  $256 \text{ cm}^{-1}$ .

В молекуле стеклообразного  $\text{Se}$ , имеющей форму неупорядоченной цепи (содержащей фрагменты колец и спиралевидных цепей), все атомы участвуют в колебаниях с частотой  $250 \text{ cm}^{-1}$ , и только часть атомов,



**Рис. 3.** Рамановские спектры стекла  $\text{Ge}_{10}\text{Se}_{90}$  (a) и пленок  $\text{Ge}\text{--Se}$  различной толщины:  $80$  (b),  $128$  (c),  $167$  (d)  $\text{nm}$ . Возбуждение излучением He-Ne лазера с  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$  ( $h\nu_{\text{exc}} = 1.96 \text{ eV}$ ) и плотностью потока энергии  $\sim 5 \cdot 10^{-3} \text{ kWh/cm}^2$ .



**Рис. 4.** Разложение спектров Рамана стекла  $\text{Ge}_{10}\text{Se}_{90}$  (a) и пленок различной толщины: 80 (b), 128 (c), 167 (d) nm на гауссовские компоненты. 1 — рассчитанный результирующий, 2 — экспериментальный.

находящаяся во фрагментах колец, дает вклад в моду  $113 \text{ cm}^{-1}$ . Это объясняет большую интенсивность пика при  $250 \text{ cm}^{-1}$  в спектрах комбинационного рассеяния стеклообразного Se [30].

В наших пленках при увеличении их толщины происходят смещение моды  $250\text{--}256 \text{ cm}^{-1}$  от  $250$  к  $256 \text{ cm}^{-1}$  и немонотонное изменение ее интенсивности. До  $d = 128 \text{ nm}$  интенсивность данной моды уменьшается (рис. 2), а при  $128 < d \leq 150 \text{ nm}$  — резко увеличивается.

Вероятно, увеличение толщины пленок инициирует повышение температуры конденсации и формирование в пленках структурных группировок более высокотемпературных аллотропических модификаций, и как результат, изменение соотношения концентраций кольцевых молекул  $\text{Se}_8$  и спиралевидных цепочек  $\text{Se}_n$  как в кристаллическом, так и в стеклообразном Se. Изменение соотношений интенсивностей и расстояния между пика-

ми на Рамановских спектрах (рис. 3, 4) свидетельствуют о полиморфных превращениях [18].

Известная линия  $237 (143) \text{ cm}^{-1}$  симметричных колебаний Se–Se в тригональном Se [25] является низкоинтенсивной (рис. 3, 4). Кроме того, имеет место небольшое смещение положения данной энергетической моды от  $237$  к  $231 \text{ cm}^{-1}$ . Данная компонента во всех пленках является достаточно широкой, что свидетельствует об аморфности имеющихся кластеров, т.е. отсутствие данных структурных группировок в кристаллической фазе.

Сопоставление и анализ результатов исследований позволили уточнить полученные ранее [20,31] данные рентгенофазового анализа. Вывод о том, что интенсивное отражение в угле  $2\theta = 23.52^\circ$  (рис. 1) относится к отражению от кристаллической фазы гексагонального Se, является ошибочным. Вероятно, фактором, способствующим стабилизации в поликристаллических пленках Ge–Se неравновесных фаз  $\alpha$ - и  $\beta$ -Se, являются

малая толщина  $d$  пленок и высокая степень дисперсности частиц [22].

На рис. 4 представлены результаты анализа рамановских спектров в спектральном диапазоне  $190\text{--}310\text{ cm}^{-1}$ , полученные путем разложения спектров на гауссовские компоненты с помощью программы Peak Fit.

На рис. 3 и 4 показано, что в спектральном диапазоне  $110\text{--}310\text{ cm}^{-1}$  имеются также моды малой интенсивности:  $198, 203, 218\text{ cm}^{-1}$  (колебания  $A_1$  аморфных тетраэдров  $\text{GeSe}_{4/2}$  [32]),  $221\text{ cm}^{-1}$  (растягивающие колебания в тетраэдрах  $\text{GeSe}_{4/2}$  с обобщенными ребрами [19]),  $212\text{ cm}^{-1}$  (колебания  $A_1$  цепочек  $\beta\text{-GeSe}_2$  тетраэдров с обобщенными ребрами),  $245\text{ cm}^{-1}$  (одиночные кольца  $\text{Se}_8$ ),  $290\text{ cm}^{-1}$  (связи  $\text{Ge}\text{--}\text{Se}\text{--}\text{Ge}$  [33]) и  $301 (180)\text{ cm}^{-1}$  (колебания связей  $\text{Ge}\text{--}\text{Ge}$  [32]). Все компоненты достаточно широкие, что указывает также на аморфность соответствующих кластеров.

Таким образом, из полученных данных рентгенографии и рамановской спектроскопии установлено, что аморфная фаза в пленках в основном представлена стеклообразным  $\text{Se}$ , состоящим из структурных группировок тригонального и моноклинного  $\text{Se}$  ( $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -модификаций) и структурными группировками моноклинных  $\alpha\text{-GeSe}_2$  и  $\beta\text{-GeSe}_2$ .

## Заключение

Исследованы структура и фазовое состояние тонких ( $60\text{--}170\text{ nm}$ ) поликристаллических слоев  $\text{Ge}\text{--}\text{Se}$ , полученных термическим напылением стекла  $\text{Ge}_{10}\text{Se}_{90}$ .

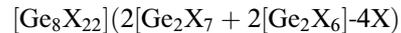
Установлено сосуществование в пленках стеклообразной и кристаллических фаз:  $\alpha\text{-Se}$ ,  $\beta\text{-Se}$  и  $\beta\text{-GeSe}_2$ . Обнаружен фазовый размерный эффект. При  $d \approx 120\text{ nm}$  имеет место переход  $\alpha\text{-Se} \rightarrow \beta\text{-Se}$ .

Кристаллическая фаза в пленках  $\text{Ge}\text{--}\text{Se}$  при  $d \leq 108\text{ nm}$  представлена моноклинной фазой  $\alpha\text{-Se}$  с преимущественной ориентацией кристаллитов (211), при  $128 \leq d \leq 150\text{ nm}$  — моноклинным  $\beta\text{-Se}$  с преимущественной ориентацией кристаллитов (310) и при  $d > 150\text{ nm}$  — моноклинными  $\beta\text{-Se}$  и  $\beta\text{-GeSe}_2$  с преимущественной ориентацией кристаллитов (310) и (110) соответственно. Существенным фактором, способствующим стабилизации неравновесных фаз, являются малая толщина  $d$  пленок и высокая степень дисперсности частиц.

Аморфная фаза в основном представлена стеклообразным  $\text{Se}$ , состоящим из структурных группировок тригонального и моноклинного  $\text{Se}$  ( $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -модификаций) и структурных группировок моноклинных  $\alpha\text{-GeSe}_2$  и  $\beta\text{-GeSe}_2$ .

Установлено, что после воздействия на пленки лазерного излучения с  $\lambda = 632.8\text{ nm}$  и плотностью потока энергии  $\sim 5 \cdot 10^{-3}\text{ kWh/cm}^2$  на спектрах Рамана в спектральном диапазоне  $110\text{--}310\text{ cm}^{-1}$  имеются наиболее интенсивные компоненты:  $211 (215), 250\text{--}256, 259$  и  $278\text{ cm}^{-1}$ .

Мода  $211\text{ cm}^{-1}$  относится к колебаниям тетраэдров, образующих



кольцеобразные фрагменты фазы  $\beta\text{-GeSe}_2$  [24,26–27], мода  $215\text{ cm}^{-1}$  — к колебаниям атомов  $\text{Se}$  в четырехзвенных кольцах, составляющих два тетраэдра с двумя обобщенными ребрами [19], мода  $250\text{--}256\text{ cm}^{-1}$  — к линии, характерной для объема взаимодействующих колец  $\text{Se}_8$ , мода  $259\text{ cm}^{-1}$  — к колебаниям растяжения связей в винтообразных цепях  $\text{Se}\text{--}\text{Se}$  [25] и мода  $278\text{ cm}^{-1}$  — к колебаниям  $\nu_1$  цепочек  $\text{Se}\text{--}\text{Se}$  в тетраэдрах  $\text{GeSe}_{4/2}$  [28].

Авторы выражают благодарность Г.М. Михееву за помощь при получении рамановских спектров пленок.

## Список литературы

- [1] Sharma R.K., Jain K., Rastogi A.C. // Curr. Appl. Phys. 2003. Vol. 3. P. 199–204.
- [2] Mathew X., Enriquez P.J. et al. // Sol. Energy. 2004. Vol. 77. P. 831–838.
- [3] Ullrich B., Tomm J.W., Dushkina N.M. et al. // Solid State Commun. 2000. Vol. 116. P. 33–35.
- [4] Ubale A.U., Ibragim S.G. // Int. J. of Materials and Chemistry. 2012. Vol. 2. N 2. P. 57–64.
- [5] Chatterjee S., Purkait P.K., Garg D. // Appl. Therm. Eng. 2009. Vol. 29. N 10. P. 2106–2112.
- [6] Sharma P., Katyal S.C. // J. Non-Cryst. Solids. 2008. Vol. 354. P. 3836–3839.
- [7] Боднарь И.В., Молочко А.П., Соловей Н.П. и др. // Доклады БРУИР. 2004. Вып. 3. С. 129–138.
- [8] Liu Q., Zhao X., Gan F. // Chalcogenide Lett. 2006. Vol. 3. N 1. P. 15–20.
- [9] Solanki G.K., Deshpande M.P., Agarwal M.K. et al. // J. Mater. Sci. Lett. 2003. Vol. 22. N 14. P. 985–987.
- [10] Ananth Kumara R.T., Chithra Lekhab P., Sundarakanna B. et al. // J. Non-Cryst. Solids. 1996. Vol. 198–200. P. 723–727.
- [11] Zhang X., Ma H., Lucas J. // J. Optoelectron. Adv. Mater. 2003. Vol. 5. N 5. P. 1327–1332.
- [12] Petit L., Carlie N., Richardson K. et al. // J. Phys. Chem. Solid. 2005. Vol. 66. N 10. P. 1788–1794.
- [13] Nagels P., Tichy L., Slecckx E. et al. // J. Non-Cryst. Solids. 1998. Vol. 227–230. P. 705–709.
- [14] Khudiar A.I., Zulfequar M., Khan Z.H. // J. Non-Cryst. Solids. 1996. Vol. 198–200. P. 723–727. // J. Non-Cryst. Solids. 2011. Vol. 357. P. 1264–1269.
- [15] Slecckx E., Tichy L., Nagels P. et al. // J. Non-Cryst. Solids. 1996. Vol. 198–200. P. 723–727.
- [16] Леонович Б.Н. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2010. № 2. С. 52–59.
- [17] Mitsutaka N., Yong W., Osamu M. et al. // J. Non-Cryst. Solids. 1996. Vol. 198–200. P. 740–743.
- [18] Авачёв А.П., Вухров С.П., Вишняков Н.В. и др. // ФТП. 2012. Т. 46. Вып. 5. С. 609–612.
- [19] Dwivedi P.K., Tripathi S.K., Pradhan A. et al. // J. Non-Cryst. Solids. 2000. Vol. 266–269. P. 924–928.
- [20] Александрович Е.В., Степанова Е.В., Федотова И.В. и др. // Химическая физика и мезоскопия. 2010. Т. 12. № 4. С. 474–479.

- [21] *Esquerre M., Carballes J.C., Audiere J.P.* et al. // J. Materials Science. 1978. Vol. 13. P. 1217–1223.
- [22] *Палатник Л.С., Фукс М.Я., Косевич В.М.* Механизм образования и субструктура конденсированных пленок / Под ред. В.А. Алексеева. М.: Наука, 1972. 320 с.
- [23] *Minaev V.S., Timoshenkov S.P., Kalugin V.V.* // J. Optoelectronics and Adv. Mater. 2005. Vol. 7. N 4. P. 1717–1741.
- [24] *Блецкан Д.И., Грига Э.М., Кабацкий В.Н.* // Неорганические материалы. 2007. Вып. 43. С. 145–151.
- [25] *Poborchii V.V., Kolobov A.V., Caro J.* et al. // Chemical Physics Letters. 1997. Vol. 280. P. 17–23.
- [26] *Bridenbaugh P.M., Espinoza G.P., Griffiths J.E.* et al. // Phys. Rev. B. 1979. Vol. 20. P. 4140–4144.
- [27] *Jaksic Z.M.* // Phys. Stat. Sol. (b). 2003. Vol. 239. N 1. P. 131–143.
- [28] *Ohnaka T.* // J. Non-Cryst. Solids. 1975. Vol. 17. P. 121–128.
- [29] *Lucovsky G., Gallener E.L.* // J. Non-Cryst. Solids. 1980. Vol. 35–36. P. 1209–1214.
- [30] *Айвазов А.А., Будагян Б.Г., Вихров С.П., Попов А.И.* Неупорядоченные полупроводники / Под ред. А.А. Айвазова. М.: Изд-во МЭИ, 1995. 352 с.
- [31] *Aleksandrovich E.V., Stepanova E.V., Vakhrouchev A.V.* // Int. J. Nanomechanics Sci. and Techn. 2011. Vol. 2. N 1. P. 61–69.
- [32] *Sakai K., Uemoto T., Yokoyama H.* et. al. // J. Non-Cryst. Solids. 2000. Vol. 266–269. P. 933–937.
- [33] *Goyal D.R., Maan A.S.* // J. Non-Crystalline Solids. 1995. Vol. 183. P. 182–185.