

# Низкотемпературная перекристаллизация нанометровых слоев Ge на ZnSe

© С.П. Супрун<sup>†</sup>, Е.В. Федосенко

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,  
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 26 сентября 2006 г. Принята к печати 3 октября 2006 г.)

Приведены результаты наблюдения в динамике методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии процесса низкотемпературной перекристаллизации аморфного слоя Ge, осажденного при комнатной температуре на пленку ZnSe. Показано, что экспериментально измеренные сдвиги остоного уровня германия  $3d$  согласуются с изменениями кристаллической структуры слоя, наблюдаемыми методом дифракции быстрых электронов на отражение, и могут быть объяснены последовательными изменениями Ge на наноуровне с ростом температуры.

PACS: 64.70.Nd, 68.35.-p, 68.37.Xy, 79.60.Bm, 81.07.Ta, 81.40.Ef, 81.65.-b

## 1. Введение

Изучение свойств материала в форме кластеров, волоки или слоя с характерными размерами в сотни и десятки монослоев является в последнее время чрезвычайно актуальным. Это связано как с потребностями современной технологии, ориентированной на размеры структур порядка нескольких нанометров, так и с фундаментальными исследованиями изменения физических характеристик твердого тела — ширины запрещенной зоны, величины сдвига глубоких остоных уровней, температуры фазовых переходов и так далее — с уменьшением размеров [1–5].

Для измерения температуры плавления кластеров применяют разные модификации системы газовой ионной хроматографии. Обычно температура плавления с уменьшением размера нанобъекта уменьшается. В ряде работ [6–8] были получены интересные данные для кластеров Ga и Sn с количеством атомов менее 50, температура фазового перехода которых в жидкое состояние была выше, чем для объемного материала. Оказалось, что точка плавления материала от размера носит сложный характер, что связывают с увеличением атомных колебаний и изменением поверхностной энергии кластера [9]. Понятно, что при таких размерах нанобъектов метод измерения должен быть чрезвычайно „деликатным“, чтобы не вносить систематической погрешности, обусловленной взаимодействием с прибором.

В литературе хорошо известны эксперименты по исследованию кластеров с размерами несколько нанометров методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) или с использованием синхротронного излучения. При этом можно наблюдать сдвиг остоных уровней в направлении увеличения энергии связи по мере уменьшения размера объектов [3,4]. Такие изменения связывают с уменьшением объема среды, которая экранирует „дырку“ на остоном уровне, образующуюся в процессе внешней фотоэмиссии с выбросом электрона в вакуум.

Из отмеченного выше видно, что изучение свойств нанобъектов проводится с использованием разнообразной техники. Интерпретация изменений этих свойств, наблюдаемых с уменьшением размеров, проводилась также с привлечением разных теоретических моделей. В связи с этим особый интерес представляют недавние работы Chang Sun с соавт. [10,11], где была предложена модель bond-order-length-strength (BOLS) correlation mechanism. В рамках этой теории с одних и тех же позиций рассматриваются зависимости от размера и формы нанобъекта как величины сдвига остоных уровней, так и ширины запрещенной зоны, температуры фазовых переходов и т.д.

В основе этой модели лежат следующие соображения.

1) Единственным фактором, определяющим все свойства твердого тела, является энергия межатомного взаимодействия.

2) Основной характеристикой атома в кристаллической решетке является координационное число (КЧ), характеризующее число ближайших соседей.

3) Наличие оборванных валентных связей приводит к уменьшению КЧ, пространственный размер оборванной электронной орбитали сокращается, что приводит к увеличению энергии, приходящейся на одно КЧ (хотя полная энергия связи атома при этом понижается за счет уменьшения КЧ).

4) Уменьшение размеров объекта приводит к росту отношения объема поверхностной оболочки, содержащей по толщине не более 3 монослоев, ко всему объему, что соответственно увеличивает роль поверхности в рассматриваемых физических характеристиках.

Ясно, что наличие оборванных связей приводит к изменению энергии атома в решетке, в том числе к изменению положения внутренних остоных уровней, и всех характеристик решетки, обусловленных изменением энергии связи с соседями. Сравнение расчетов с экспериментальными данными в работах [10,11] демонстрирует хорошее согласие и проводится для достаточно широкого круга материалов, для которых были получены кластеры малых размеров. Однако сведения по такому полупроводнику как германий отсутствуют.

<sup>†</sup> E-mail: suprun@thermo.isp.nsc.ru  
Fax: 383-330-78-83

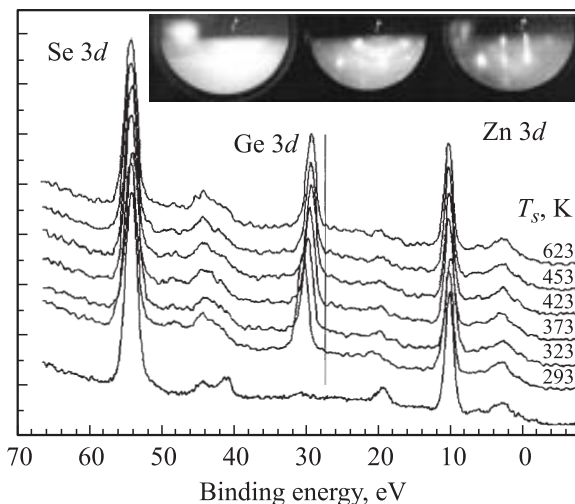
Ранее были описаны способы получения массива ненапряженных квантовых точек (КТ) Ge на гетероэпитаксиальных слоях ZnSe. Исследуемая гетеропара ZnSe/Ge характеризуется как близостью по типу решетки, так и малым значением рассогласования по их постоянным,  $\sim 0.2\%$ , что исключает появление упругих напряжений в системе подложка–нанообъект. При изучении механизма формирования островков в этой системе наблюдалась низкотемпературная перекристаллизация Ge — переход из аморфного состояния в поликристаллическое, а затем в сплошной эпитаксиальный слой [12,13]. Температура перекристаллизации была существенно ниже температуры плавления объемного материала.

Цель данной работы заключается в изложении результатов наблюдения *in situ* низкотемпературной перекристаллизации Ge на поверхности ZnSe методами дифракции быстрых электронов на отражение, РФЭС и рассмотрении этого процесса в рамках модели изменения координационного числа и энергии связи (BOLS).

## 2. Методика эксперимента

Исследованные образцы были получены в установке молекулярно-лучевой эпитаксии с предельным вакуумом  $10^{-8}$  Па, оборудованной дифрактометром быстрых электронов для наблюдения структуры поверхности на отражение (ДБЭО), кварцевыми весами для измерения толщины осаждаемых слоев и манипулятором с термопарой для контроля температуры  $T_s$  непосредственно на поверхности подложки. В качестве источников Ge и ZnSe использовались термические испарители. Технологические методы получения субмикронных эпитаксиальных слоев ZnSe на подложках GaAs и их свойства описаны в работе [14]. В качестве подложек использовались пластины GaAs, имевшие ориентацию (001), которые после стандартной химической обработки крепились на молибденовом носителе с использованием In-Ga эвтектики. Отработанные режимы получения структур на данной установке были в дальнейшем использованы в аналитической системе NANOSCAN-50 (Франция, фирма CAMECA), дооборудованной высоковакуумной камерой роста. Это позволило проводить эксперименты с целью выяснения физико-химического взаимодействия Ge с компонентами эпитаксиального слоя ZnSe без контакта образцов с атмосферой.

После проведения операции очистки подложки GaAs прогревом в сверхвысоком вакууме и получения атомарно-чистой поверхности проводился рост эпитаксиального слоя ZnSe. Как показано в работах [12–14], массив островков Ge можно получить на слое ZnSe двумя вариантами. В первом случае осаждение германия толщиной 1–2 нм проводилось при комнатной температуре. На экране ДБЭО наблюдалась картина, соответствующая формированию преимущественно аморфного по структуре материала со слабо выраженной поликристаллической фазой (см. вставку на рис. 1). После окончания осаждения проводился нагрев подложки.



**Рис. 1.** РФЭС спектры поверхности образца GaAs/ZnSe/Ge при разных температурах нагрева подложки  $T_s$ . Самый нижний спектр — до нанесения Ge. На вставке — изменение при нагреве кристаллической структуры слоя Ge толщиной 2 нм, осажденного при комнатной температуре на эпитаксиальную пленку ZnSe (электронограммы ДБЭО).

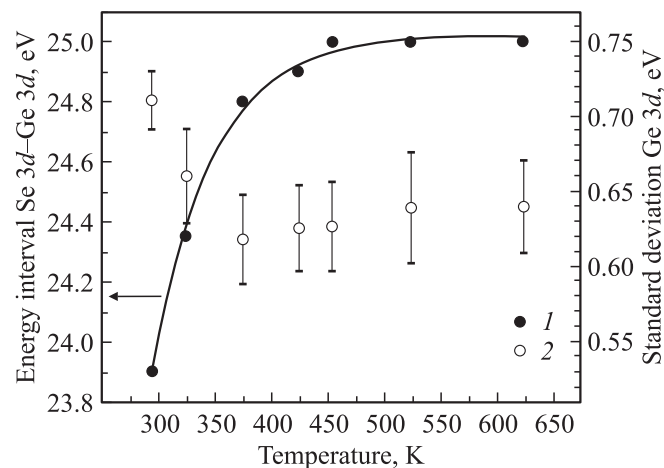
С ростом температуры наблюдался последовательный переход Ge из аморфной фазы в поликристаллическое состояние и далее наблюдались объемные рефлекссы, которые при  $T_s \approx 570$  К вытягивались в тяжи. Для получения массива зародышей нагрев прерывался на этапе формирования рефлекссов. Если нагрев продолжался, то процесс заканчивался обычно формированием сверхструктуры  $2 \times 2$  при температуре порядка  $T_s \approx 630$  К. Для выяснения значимости взаимодействия Ge с поверхностью подложки был проведен следующий опыт. Используя подвижную заслонку в камере роста, был выращен слой ZnSe на части подложки GaAs, а затем на всю поверхность при комнатной температуре осажден слой Ge толщиной около 2 нм. Последующий нагрев образца приводил к перекристаллизации материала, осажденного на ZnSe, в то время как на GaAs, с которым химическое взаимодействие Ge сильное, при наблюдении методом ДБЭО структура оставалась прежней. Меняя угол наклона электронного пучка, удалось установить, что изменения происходят начиная с гетерограницы. Согласно изображениям, полученным сканирующим туннельным микроскопом, при этом способе формируется неоднородный по размерам плотный массив островков.

Во втором случае формирование массива эпитаксиально ориентированных монокристаллических КТ проводилось после роста ZnSe путем осаждения Ge на подложку при температуре  $T_s = 340–360$  К по показаниям термопары на поверхности подложки. Поверхность образцов для предотвращения окисления при необходимости покрывалась защитным слоем ZnSe сразу же после получения. После роста наличие массива кластеров контролировалось методом рамановской спектроскопии [15]. Было показано, что положение фононного пика

Ge и интенсивности рассеяния, полученные в различных поляризационных геометриях, совпадают с объемными значениями для Ge. Это указывает на отсутствие упругих напряжений и существенной разориентации слоя Ge относительно подложки. Значительная разница фоновых частот Ge и матрицы ZnSe приводит к тому, что оптические фононы сильно локализованы в КТ. Это обстоятельство позволяет исследовать электронные состояния КТ, используя рамановский резонанс на оптических фононах. Экспериментально было показано, что, начиная с толщины покрытия 1.2 нм, в спектре на склоне пика LO-фонона GaAs появляется пик, соответствующий Ge. С ростом толщины интенсивность пика резко нарастает, превышая интенсивность пика от подложки, а с началом процесса смыкания островков — падает. Использование этого метода позволило проводить неразрушающий контроль выращенных образцов, в том числе и при изготовлении структур для исследования фотоэлектрических свойств КТ. Кроме этого, этим способом определялась толщина слоя Ge, которая соответствовала началу коалесценции зародышей [12,16].

Для получения информации о физико-химических изменениях при формировании КТ были проведены исследования процесса перекристаллизации Ge, осажденного при комнатной температуре на эпитаксиальный слой ZnSe. Методом РФЭС *in situ* были получены спектры, показанные на рис. 1. В качестве источника излучения использовалась Al-K $\alpha$ -линия с энергией 1486.6 эВ. Из камеры роста NANOSCAN-50 носитель через шлюз передавался в камеру анализа, где на всех этапах формирования образца снимались спектры поверхности. После осаждения слоя германия толщиной 1 нм образец ступенчато по температуре нагревался в камере анализа, и снимались РФЭ спектры. Как видно из рисунка, расстояние между пиками Zn 3d и Se 3d после нанесения Ge и при дальнейшем нагреве образца от комнатной температуры до  $T_s = 623$  К меняется незначительно, не более чем на 0.10 эВ, что находится в пределах погрешности измерения положения максимумов пиков. Это указывает на то, что не происходит существенного изменения химических связей между Zn и Se в присутствии Ge. В то же время исходное положение пика Ge 3d после осаждения (кривая на рис. 1, соответствующая температуре 293 К) смещено относительно положения в объемном материале в сторону большей энергии связи. Такое смещение остовных пиков в сторону увеличения энергии связи является типичным для кластеров размерами порядка нанометра [3,4]. При нагреве образца наблюдается значительный сдвиг уровня Ge 3d более чем на 1 эВ, причем в направлении уменьшения энергии связи.

Для определения величины сдвига уровня Ge 3d от температуры в качестве точки отсчета было выбрано положение максимума пика Se 3d. Оба пика были обработаны путем вычитания фона и приближением функцией Гаусса, что позволило, учитывая идентичность условий регистрации спектров, измерить сдвиг Ge 3d с погрешностью  $\pm 50$  мэВ. На рис. 2 показана зависимость



**Рис. 2.** Зависимость интервала энергии между пиками Se 3d и Ge 3d от температуры нагрева образца  $T_s$  (левая шкала, точки 1) и зависимость величины дисперсии пика Ge 3d от температуры  $T_s$  (правая шкала, точки 2).

интервала энергии между пиками Se 3d и Ge 3d от температуры образца. Там же приведена зависимость величины дисперсии пика Ge 3d от температуры. Видно, что с ростом температуры образца происходит сдвиг остоного уровня в сторону уменьшения энергии связи, причем кривая приближается к насыщению при температуре порядка  $T_s = 450$  К. Согласно справочным данным, разница в энергии связи между уровнями Se 3d и Ge 3d в объемных материалах ZnSe и Ge — 25.25 эВ. Из рисунка видно, что даже в конечном состоянии положение пика по энергии не достигает предельного значения, соответствующего объемным материалам, что обусловлено малой толщиной образующегося слоя.

### 3. Экспериментальные результаты и обсуждение

Проведем теперь в рамках модели изменения координационного числа и энергии связи описание наблюдаемых изменений положения уровня Ge 3d в предположении, что в аморфном слое имеются кластеры размером порядка 1 нм и взаимодействие материала с подложкой слабое. Это подтверждается данными, полученными методами РФЭС и ДБЭО при одновременном наблюдении за изменениями кристаллической структуры Ge на GaAs и ZnSe.

Величина сдвига остоного уровня по энергии [11,17] выражается формулой

$$E_{3d}(\Delta) - E_{3d}(1) = [E_{3d}(\infty) - E_{3d}(1)](1 + \Delta), \quad (1)$$

где  $E_{3d}(\Delta)$  — энергия остоного уровня для нанобъекта,  $E_{3d}(1)$  — энергия, соответствующая положению этого уровня в одном изолированном атоме,  $E_{3d}(\infty)$  — энергия уровня в объемном материале. Величина  $\Delta$  описывает вклад поверхности, который определяется

типом нанобъекта и его размерами.  $\Delta$  представляет собой произведение коэффициента  $\gamma_i$  ( $i \geq 3$  — номер слоя, отсчитываемый от поверхности), соответствующего отношению поверхности к объему различного типа нанобъектов в зависимости от их размеров, на относительное изменение длины связи ( $c_i = d_i/d_0$ ), обусловленное уменьшением координационного числа  $z_i$ :

$$\Delta = \sum_i \gamma_i (c_i^{-m} - 1),$$

$$c_i = \frac{d_i}{d_0} = \frac{2}{1 + \exp[(12 - z_i)/8z_i]}, \quad (2)$$

$$\gamma_i = \frac{N_i}{N} = \frac{V_i}{V} = \frac{4\pi[(L - (i - 1))d]^2 d_i}{\frac{4\pi}{3}(Ld)^3}$$

$$= \frac{3}{L} \left(1 - \frac{i - 1}{L}\right)^2 \frac{d_i}{d}.$$

В этих формулах  $L$  — число атомов, укладываемых вдоль радиуса  $L = D/2d_0$  ( $D$  — диаметр кластера или сечения квантовой проволоки, или толщина сплошного слоя). Вообще говоря, для объектов малых размеров надо брать среднее значение  $d$ , которое будет отличаться от  $d_0$ . Полное КЧ  $z_0$  атома в решетке Ge (как и в решетках Si и алмаза) равно 12. Для верхнего слоя кластера его значение зависит от радиуса и определяется по формуле

$$z_i = 4 \left(1 - \frac{0.75}{L}\right). \quad (3)$$

В частности, понижение КЧ  $z_i$  с 12 до 8, 6 и 4 приводит к относительному сокращению длины связи на 3, 4 и 12% соответственно. Для системы ZnSe/Ge различие по постоянным решетки на величину  $\sim 0.2\%$  в области гетерограницы не должно существенно влиять на характеристики материала слоя. Уменьшение координационного числа приводит к сокращению относительной длины связи  $c_i$  в  $i$ -м слое согласно (2) и увеличению энергии, приходящейся на КЧ  $z_i$ . Это изменение можно вычислить, используя подгоночный параметр  $m$ , который определяется материалом и обычно равен 1 для металлов и порядка 4 для полупроводников. Было показано [11,17], что для кластеров хорошее согласие экспериментальных и расчетных данных получается в случае, когда  $z_1$  для верхнего слоя определяется по формуле (3), а для сплошного слоя с плоской поверхностью  $z_1 = 4$ , причем КЧ для второго и третьего слоев берутся в обоих случаях равными  $z_2 = 6$  и  $z_3 = 12$ .

Отношение сдвигов остоного уровня Ge  $3d$  в начале и конце процесса перекристаллизации составляет

$$\frac{E_{3d}(\Delta_1) - E_{3d}(1)}{E_{3d}(\Delta_2) - E_{3d}(1)} = \frac{1 + \Delta_1}{1 + \Delta_2}. \quad (4)$$

В нашем случае в качестве начального состояния при температуре 293 К рассматривался аморфный слой, содержащий кластеры диаметром в 6 атомов, что соответствует средней толщине исходного слоя. А конечное

состояние при температуре  $T_s = 623$  К — сплошная пленка толщиной в 3 монослоя — с учетом уплотнения структуры при перекристаллизации и в предположении, что часть крупных кластеров не плавится. Значения  $\gamma_i$  для кластера и слоя и отношения  $d_i/d_0$  были рассчитаны так же как в работах [2,11,18] для кремния — при подстановке длины связи Ge  $d_0 = 0.1366$  нм. Исходя из выбранного начального и конечного состояний методом подгонки определился параметр  $m = 3.2$ , при этом

$$\Delta E_{3d}(\infty) = E_{3d}(\infty) - E_{3d}(1) = -1.76 \text{ эВ},$$

т.е. соответствует энергии  $3d$ -уровня в одиночном атоме Ge

$$E_{3d}(1) = 27.2 \pm 0.1 \text{ эВ}$$

при справочном значении его положения в объемном материале  $E_{3d}(\infty) = 28.29$  эВ.

Если сравнить полученные значения для Ge с данными для кремния из работы [11], то для Si параметр  $m = 4.88$ , а разность энергии для остоного уровня Si  $2p$  равна  $\Delta E_{2p}(\infty) = -2.46$  эВ. Видно, что значение подгоночного параметра для германия меньше, чем для кремния, примерно в 1.5 раза.

Так как процесс перекристаллизации аморфного слоя проходит через поликристаллическое состояние, с повышением температуры размеры кластеров должны расти. Эта особенность была использована для проверки величины подгоночного параметра  $m$ . В приведенной далее таблице показаны рассчитанные при каждой температуре образца значения  $1 + \Delta_L$  по подобранным радиусам  $L$  и соответствующее ему экспериментальное относительное изменение положения пика Ge  $3d$ . Справочное значение положение пика Se  $3d$  в ZnSe равно 54.2 эВ, а значения  $E_{3d}(1)$  и  $\Delta E_{3d}(\infty)$  для Ge были определены выше из начального и конечного состояний слоя. Из таблицы видно, что наблюдается постепенное увеличение среднего размера кластера в процессе перекристаллизации (первая колонка).

$L, D/2d$	$T, \text{ К}$	$\Delta E_{3d}(T) = E(\text{Se}3d) - E(\text{Ge}3d), \text{ эВ}$	$\frac{E(\text{Se}3d) - \Delta E_{3d}(T) - E_{3d}(1)}{-\Delta E_{3d}(\infty)}$	$1 + \Delta_L$
3	293	23.90	1.88	1.881
4	323	24.31	1.64	1.582
6	373	24.82	1.35	1.349
7.7	423	24.98	1.26	1.261
8	453	25.0	1.25	1.250

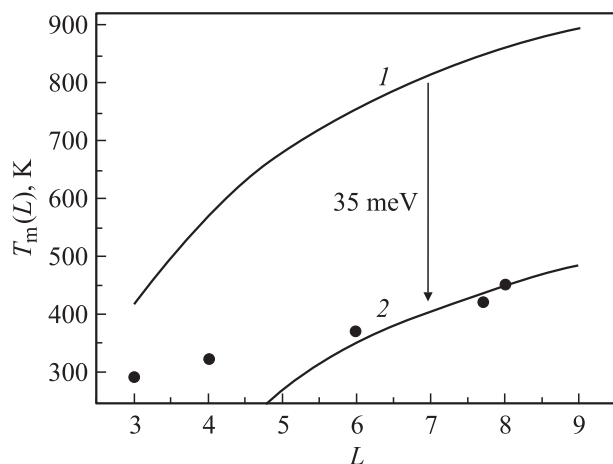
Можно предположить, что укрупнение кластеров происходит через процесс коалесценции мелких зародышей, плавящихся по мере роста температуры подложки. В рамках этой же модели — изменения координационного числа и энергии связи — можно определить температуру плавления кластера, если известен его размер и параметр  $m$  по следующей формуле:

$$\frac{T_m(L) - T_{m0}}{T_{m0}} = \sum_3 \gamma_i \left( \frac{z_i}{z_0} c_i^{-m} - 1 \right). \quad (5)$$

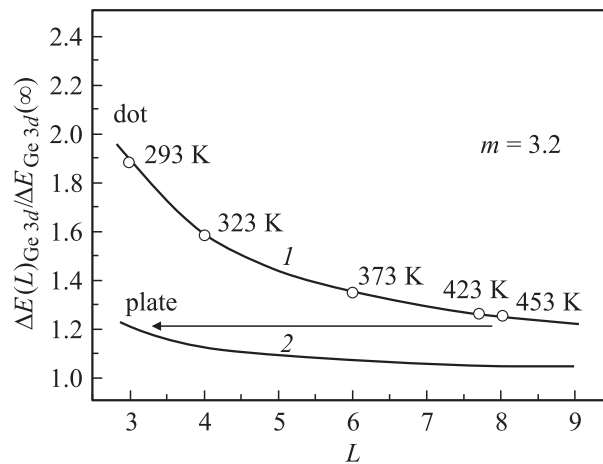
В формуле (5)  $T_m(L)$  — температура плавления кластера радиуса  $L$ ,  $T_{m0}$  — температура плавления объемного материала, остальные обозначения прежние. Теперь, исходя из рассчитанной величины кластера по сдвигу  $3d$ -уровня, определенному методом РФЭС, можно вычислить по формуле (5) температуру плавления и сравнить с экспериментальными данными. Как видно из рис. 3, рассчитанная кривая 1 лежит примерно на 400 градусов выше по температуре, чем экспериментальные точки. Вблизи комнатной температуры наблюдается сильное отклонение от расчета даже с учетом сдвига зависимости на 400 градусов (кривая 2).

Такое расхождение расчета с экспериментом требует пояснения. В работе [19] методом просвечивающей электронной микроскопии *in situ* наблюдался процесс плавления Si-нанокластеров, приготовленных по специальной методике на тонкой алюминиевой фольге. Прямые наблюдения в электронном микроскопе изменений формы кластеров и их кристаллической структуры при разной температуре образца позволили определить их температуру плавления. Было показано, что кластеры размером 1–1.5 нм плавятся в интервале температур 320–370 К, что совпадает с нашими данными, несмотря на различие материалов, причем у кремния температура плавления выше на 477 градусов, чем у Ge. Однако полученные значения также оказались лежащими ниже теоретической кривой. Наблюдаемое расхождение в обоих приведенных случаях, по-видимому, объясняется одной причиной: физическим воздействием „опрашивающего“ пучка.

Можно предположить, что часть энергии рентгеновского кванта при внешней фотоэмиссии уходит не только на выброс электрона, но и на возбуждение колебаний кристаллической решетки (оптического фонона — 35 мэВ) в процессе экранирования образовавшейся дырки на остоном уровне. В таком случае подобный „разогрев“ кластера может приводить к понижению наблюдаемой температуры плавления.



**Рис. 3.** Зависимость температуры плавления кластера  $T_m$  от его радиуса (экспериментальные точки). Кривая 1 — расчет, 2 — та же зависимость, сдвинутая по энергии на 35 мэВ.



**Рис. 4.** Расчетная зависимость величины относительного сдвига  $[E_{3d}(L) - E_{3d}(1)] / \Delta E_{3d}(\infty)$  уровня Ge  $3d$  для кластера (кривая 1) и сплошного слоя (кривая 2) от характерного размера  $L$  (для кластера — радиус, для слоя — толщина). Переход в сплошной монокристаллический слой при перекристаллизации показан стрелкой, над экспериментальными точками указана температура образца.

В этой же работе [19] при плавлении наблюдалась коалесценция кластеров и поглощение мелких более крупными. В нашем случае должны идти аналогичные процессы, и, кроме того, при повышении температуры будет формироваться сплошной подслой Ge на поверхности ZnSe. Из приведенной совокупности экспериментальных данных перекристаллизацию нанометрового слоя Ge можно представить следующим образом. С повышением температуры образца при воздействии электронного (ДБЭО) или рентгеновского (РФЭС) пучка начинается процесс плавления самых мелких кластеров, сопровождающийся их коалесценцией и укрупнением. Этому процессу благоприятствует слабая энергия связи Ge с компонентами слоя ZnSe и соответственно низкая энергия активации диффузии адатомов по поверхности подложки. При достижении температуры порядка 620 К образуется сплошной эпитаксиальный подслей Ge, в котором в принципе могут присутствовать кластеры Ge, температура плавления которых выше указанной. Данная последовательность событий отражена на рис. 4 и косвенно подтверждается эволюцией величины дисперсии пика Ge  $3d$  с температурой. Уменьшение дисперсии пиков на рис. 2 указывает на большую однородность системы.

#### 4. Заключение

Показано, что при осаждении при комнатной температуре Ge толщиной 1–2 нм на эпитаксиальную пленку ZnSe формируется преимущественно аморфный по своей структуре слой. При последующем нагреве образца при температуре, много меньшей температуры плавления объемного материала, наблюдается процесс



перекристаллизации Ge с переходом сначала в поликристаллическую фазу, потом в сплошной монокристаллический слой. Методом РФЭС были измерены изменения положения по энергии основного уровня Ge 3d от температуры образца. Наблюдаемые изменения кристаллической структуры Ge могут быть объяснены присутствием кластеров размером порядка нанометра, содержащихся в аморфном слое и имеющих низкую температуру плавления. По величине смещения пика Ge 3d был рассчитан подгоночный параметр в модели изменения координационного числа и энергии связи, равный для германия  $m = 3.2$ , и определена разность энергии между основным уровнем 3d в объемном материале и атоме:  $\Delta E_{3d}(\infty) = -1.76 \pm 0.1$  эВ.

## Список литературы

- [1] D. Schmeißer, O. Böhme, A. Yfantis, T. Heller, D.R. Batchelor, I. Lundstrom, A.L. Spetz. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 380 (1999).
- [2] L.K. Pan, C.Q. Sun, B.K. Tay, T.P. Chen, S. Li. *J. Phys. Chem. B*, **106**, 11 725 (2002).
- [3] A. Howard, D.N.S. Clark, C.E.J. Mitchell, R.G. Egdell, V.R. Dhanak. *Surf. Sci.*, **518**, 210 (2002).
- [4] J. Nanda, B.A. Kuruvilla, D.D. Sarma. *Phys. Rev. B*, **59**, 7473 (1999).
- [5] Taizo Ohgi, Daisuke Fujita. *Phys. Rev. B*, **66**, 115 410 (2002).
- [6] G.A. Breaux, R.C. Benirschke, T. Sugai, B.S. Kinnear, M.F. Jarrold. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 215 508 (2003).
- [7] A.A. Shvartsburg, M.F. Jarrold. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 2530 (2000).
- [8] S. Chacko, K. Joshi, D.G. Kanhere. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 135 506 (2004).
- [9] Z. Zhang, M. Zhao, Q. Jiang. *Semicond. Sci. Technol.*, **16**, L33 (2001).
- [10] C.Q. Sun, C.M. Li, H.L. Bai, E.Y. Jiang. *Nanotech.*, **16**, 1290 (2005).
- [11] Chang Q. Sun. *Phys. Rev. B*, **69**, 045 105 (2004).
- [12] И.Г. Неизвестный, С.П. Супрун, А.Б. Талочкин, В.Н. Шумский, А.В. Ефанов. *ФТП*, **35**, 1135 (2001).
- [13] I.G. Neizvestny, S.P. Suprun, V.N. Shumsky, A.B. Talochkin, E.V. Fedosenko, T.M. Burbaev, V.A. Kurbatov. *Nanotech.*, **12**, 437 (2001).
- [14] А.Б. Талочкин, С.П. Супрун, А.В. Ефанов, И.Г. Кожемяко, В.Н. Шумский. *Письма ЖЭТФ*, **73**, 297 (2001).
- [15] A.B. Talochkin, S.A. Teys, S.P. Suprun. *Phys. Rev. B*, **72**, 115 416 (2005).
- [16] И.Г. Неизвестный, С.П. Супрун, В.Н. Шумский. *ФТП*, **39**, 100 (2005).
- [17] Chang Q. Sun, T.P. Chen, B.K. Tay, S. Li, H. Huang, Y.B. Zhang, L.K. Pan, S.P. Lau, X.W. Sun. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **34**, 3470 (2001).
- [18] Chang Q. Sun. *J. Phys.: Condens. Matter.*, **11**, 4801 (1999).
- [19] A.N. Goldstein. *Appl. Phys. A*, **62**, 33 (1996).

Редактор Т.А. Полянская

## Low temperature recrystallization of nanometer Ge layers on ZnSe film

S.P. Suprun, E.V. Fedosenko

The Institute of Semiconductor Physics  
of Siberian Branch of the Russia Academy of Sciences,  
630090 Novosibirsk, Russia

**Abstract** Low-temperature recrystallization of the amorphous Ge layer grown at room temperature on ZnSe film is studied in-situ using X-ray photoelectron spectroscopy. Experimentally observed shifts of Ge 3d core level correlate with changes in the crystal structure of the layer observed by means of high-energy electron diffraction and can be described in terms of successive temperature-induced changes of size and type of the studied nanostructure.