

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО

PACS 89.75.Fb; 81.16.-c; 62.23.St; 68.35.Fx; 81.40.Lm

Образование кольцевых периодических структур рельефа поверхности при непрерывном лазерном облучении тонких пленок PbSe**А.А.Антипов, С.М.Аракелян, В.И.Емельянов, С.П.Зимин,
С.В.Кутровская, А.О.Кучерик, В.Г.Прокошев**

При лазерной обработке эпитаксиальных пленок PbSe экспериментально обнаружено образование кольцевых концентрических периодических структур рельефа, простирающихся на расстояния в несколько радиусов лазерного пятна от области воздействия. Построена дефектно-деформационная теория наблюдаемого эффекта, адекватно описывающая морфологию структур, их периодичность и комплексную (многомодовую) форму рельефа.

Ключевые слова: эпитаксиальные полупроводниковые пленки, лазерная модификация, дефектно-деформационная неустойчивость.

1. Введение

Наноструктурированное состояние узкозонных полупроводников PbSe (ширина запрещенной зоны $E_g = 0.29$ эВ), PbTe (0.32 эВ), PbS (0.41 эВ) перспективно для реализации квантоворазмерных эффектов в объектах с относительно большими геометрическими размерами в десятки нанометров [1]. Для формирования наноразмерных структур соединений PbTe, PbSe, PbS и твердых растворов на их основе применяются различные подходы [1–3], среди которых важное место занимают лазерные и лазерно-плазменные технологии. Известно [4, 5], что лазерное излучение при различных энергиях квантов, как меньших ширины запрещенной зоны ($\hbar\omega < E_g$), так и превышающих ее ($\hbar\omega > E_g$), и в разных режимах облучения (например, при лазерной абляции и/или нагревании) эффективно изменяет структурные и электрофизические параметры халькогенидов свинца, в том числе приводит к созданию микро- и наноструктур. Цель данной работы заключается в описании нового эффекта возникновения кольцевых концентрических периодических структур рельефа поверхности, простирающихся на расстояния в несколько радиусов лазерного пятна от области непосредственного воздействия. Эти структуры образуются при лазерной обработке эпитаксиальных пленок селенида свинца в режиме непрерывного облучения при длине волны $\lambda = 1.06$ мкм ($\hbar\omega > E_g$).

2. Эксперимент

Исходные гетероэпитаксиальные структуры PbSe/CaF₂/Si (111) были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии в лаборатории ETH (Цюрих). Толщины пленок PbSe варьировались от 0.3 до 4 мкм, буферный слой CaF₂ толщиной 2–4 нм наносился для компенсации разности значений постоянных решеток кремниевой подложки и эпитаксиальной пленки. Слои селенида свинца имели монокристаллическую структуру с ориентацией (111) вдоль оси роста. Структурные параметры исследуемых пленок подробно описаны в работе [6].

Для лазерного облучения образцов использовалась экспериментальная установка, описанная в работах [7–9]. Излучение лазера ЛС-02-Т на иттрий-алюминиевом гранате, легированном неодимом ($\lambda = 1.06$ мкм), мощностью 5–15 Вт фокусировалось на поверхности образца в пучок диаметром 30 мкм; плотность мощности излучения при этом составляла $10^4 - 10^5$ Вт/см². В процессе облучения образцы сканировались на пошаговом координатном столике, перемещающемся со скоростью 80 мкм/с. Наблюдение зоны воздействия лазерного излучения на поверхности образца осуществлялось в реальном масштабе времени с помощью лазерного монитора, что позволяло непосредственно контролировать режим воздействия. Характерные мгновенные изображения облучаемой поверхности в режимах твердофазной и жидкофазной модификаций мишени приведены на рис. 1. В случае твердофазной модификации (рис. 1, а) наблюдается характерное изменение отражательной способности поверхности образца (мощность лазерного излучения 5 Вт). В верхней правой части рисунка при этом прослеживается след от движения лазерного пучка по поверхности образца, ширина следа составляет 30 мкм и соответствует диаметру лазерного пятна на поверхности образца.

В режиме жидкофазной модификации (рис. 1, б) при лазерном поверхностном плавлении (мощность 15 Вт) картина качественно иная. В области лазерного нагрева возникает кольцевое возмущение поверхности (шириной порядка 3 мкм), распространяющееся от центра области

А.А.Антипов, С.М.Аракелян, С.В.Кутровская, А.О.Кучерик, В.Г.Прокошев. Владимирский государственный университет, Россия, 600000 Владимир, ул. Горького, 87; e-mail: AAntipov@vlsu.ru, arak@vlsu.ru, KStella@vlsu.ru, kucherik@vlsu.ru
В.И.Емельянов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: emelyanov.vladimir@gmail.com
С.П.Зимин. Ярославский государственный университет им. П.Г.Демидова, Россия, 150000 Ярославль, ул. Советская, 14

Поступила в редакцию 12 ноября 2010 г., после доработки – 13 января 2011 г.

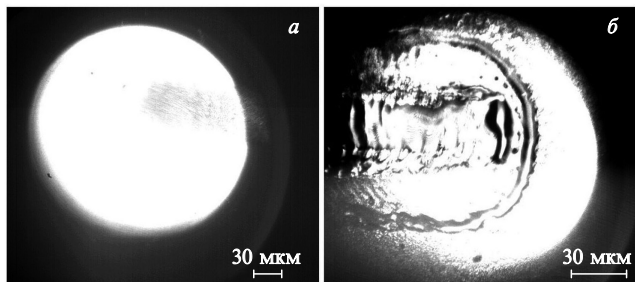


Рис.1. Мгновенные изображения поверхности пленки PbSe при лазерном воздействии, регистрируемые в реальном масштабе времени с помощью лазерного монитора: твердофазная модификация (мощность излучения 5Вт) (а) и расплавленная поверхность образца (мощность излучения 15 Вт) (б).

облучения; следы от выноса материала видны на рисунке. На расстоянии порядка радиуса лазерного пятна на поверхности формируется еще одно возмущение поверхности пленки (такой же ширины),двигающееся перед сканирующим лазерным пучком. Между этими двумя возмущениями имеются отдельные капли вещества радиусом до 2 мкм.

На рис.2 показана поверхность образца PbSe/CaF₂/Si после двух последовательных облучений ее непрерывным лазерным излучением мощностью 5 Вт в режиме твердофазной модификации (толщина пленки PbSe 2 мкм). Изображение поверхности получено с использованием атомно-силового микроскопа Ntegra-Aura в прерывисто-контактном режиме сканирования. Центр лазерного пучка при первом облучении поверхности образца располагался в левом верхнем углу снимка. Перед вторым облучением образец сдвигался так, что центр лазерного пучка при втором облучении находился в левом нижнем углу. Каждое из двух облучений приводило к образованию кольцевой периодической структуры рельефа поверхности вокруг центра лазерного пучка (два центра облучения, связанные со сдвигом образца, на рис.2 соединены вертикальной темной полосой, образующейся при лазерном воздействии). Индуцированная структура на поверхности образца простирается на расстояние ~ 50 мкм, которое выходит за пределы лазерного пятна на поверхности (~ 15 мкм). Рельеф поверхности

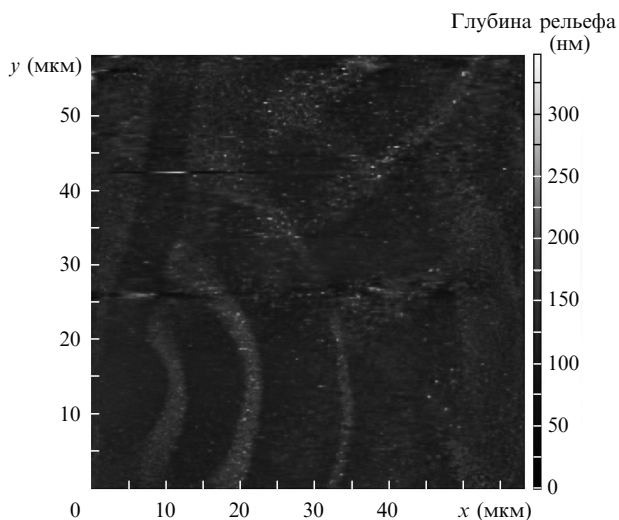


Рис.2. Изображение поверхности PbSe после лазерного воздействия (мощность 5 Вт), полученное на атомно-силовом микроскопе.

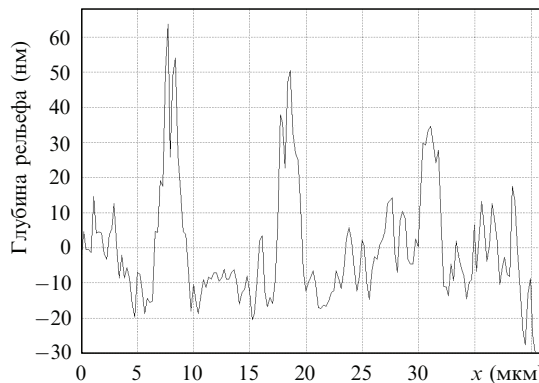


Рис.3. Наблюдаемый неоднородный рельеф поверхности, соответствующий кольцевой структуре с центром в левом нижнем углу рис.2.

сильно неоднородный (рис.3), расстояние между интенсивными пиками 10–14 мкм, что примерно вдвое превышает их ширину. Высота пиков на измеренном рельефе уменьшается по мере удаления от центра пучка облучения.

3. Дефектно-деформационный механизм образования кольцевых структур

Для описания наблюдаемого эффекта используем пленочную модель дефектно-деформационной (ДД) неустойчивости [10, 11], обобщая ее на аксиально-симметричный случай. Рассмотрим пленку PbSe толщиной *h* на подложке CaF₂/Si. Воздействие лазерного излучения в пределах лазерного пятна нагревает его и окружающую область в радиусе, равном длине тепловой диффузии, $r_T = (\chi\tau_L)^{1/2}$, где $\chi \sim 0.1 \text{ см}^2\cdot\text{с}^{-1}$ и $\tau_L \sim 0.2 \text{ с}$ – коэффициент теплопроводности и длительность лазерного воздействия соответственно. При условии $r_T > h$ пленка прогревается на всю толщину и в области повышенной температуры имеет форму мембраны с аксиальной симметрией.

Лазерный нагрев вызывает выход в нагретой области атомов Pb и Se из кристаллических узлов и возникновение вакансий. На поверхности образца это приводит к интенсивному испарению атомов с образованием избыточных концентраций вакансий вблизи свободной поверхности и одновременно к ускоренной диффузии и дрейфу междоузельных атомов из объема к поверхности. Вакансии, в свою очередь, дрейфуют против градиента температуры (градиента термодформации) с поверхности в глубь пленки. В результате, в объеме нагретой мембраны создается повышенная концентрация неравновесных вакансий, а на ее поверхности – избыточная концентрация междоузлий.

Известно, что пленки халькогенидов свинца, сформированные на Si (111) с буферным слоем CaF₂, находятся в растянутом состоянии в плоскости пленки [6, 12], т.е. пленка испытывает растягивающие напряжения $\sigma_{\parallel} > 0$. Предположим, что напряжение σ_{\parallel} сохраняет свой знак и при лазерном нагреве, чему способствует большая концентрация вакансий в пленке.

Напряженная (растянутая) поверхностная мембрана, насыщенная подвижными точечными дефектами, при превышении критической концентрации дефектов становится неустойчивой и переходит в аксиально-симметрич-

ное периодически изгибаемое стационарное состояние с одновременным скоплением дефектов в экстремумах рельефа свободной поверхности мембраны. При этом пространственные распределения статической деформации внутри мембраны задаются так же, как и в динамической изгибаемой волне Лэмба в пластинах [13]. Такой периодически модулированный поверхностный рельеф со спаренной с ним решеткой скоплений дефектов составляет аксиально-симметричную кольцевую поверхностную ДД структуру, которая характеризуется волновым числом q . ДД структура образуется благодаря развитию ДД неустойчивости, в линейном режиме которой амплитуды кольцевых структур растут во времени как $\exp(\lambda_q t)$, где λ_q – инкремент нарастания. Значение $q = q_m$, при котором достигается максимум инкремента, определяет период доминирующих кольцевых структур $A_m = 2\pi/q_m$, которые и выделяются в фурье-спектре поверхностного рельефа.

В нелинейном режиме полученная в работе аксиально-симметричная система ДД уравнений описывает трехволновые взаимодействия кольцевых ДД структур (в частности, генерацию второй гармоники рельефа поверхности с волновым числом $2q$ и каскадную генерацию третьей ДД гармоники с $3q$) аналогично [14]. В настоящей работе показано, что суперпозиция первой, второй, третьей и четвертой кольцевых ДД гармоник позволяет достаточно хорошо описать экспериментально наблюдаемый кольцевой рельеф, образующийся в результате лазерного облучения исследуемого образца.

4. Исходные уравнения, описывающие ДД неустойчивость напряженной круговой мембраны с подвижными точечными дефектами

Рассмотрим растянутую поверхностную пленку PbSe круговой формы (мембрана) толщиной h с точечными дефектами (междоузлиями и вакансиями) с концентрацией n_d ($n_d = n_v$ для вакансий, $n_d = n_i$ для междоузлий). Пусть плоскость $z = 0$ совпадает со свободной поверхностью пленки, ось z направлена от поверхности в глубину образца.

Распределение концентрации дефектов в пленке запишем в виде

$$n_d(r, z, t) = N_d(r, t)f(z), \quad (1)$$

где $N_d(r, t)$ – концентрация дефектов на поверхности $z = 0$; r – расстояние вдоль поверхности образца от центра лазерного пятна; функция $f(z)$ задает распределение дефектов по нормали к пленке и будет определена ниже (см. (12)).

При записи уравнений данной модели будем считать поверхностную диффузию и дрейф дефектов изотропными. Поверхностный латеральный поток дефектов \mathbf{j}_d состоит из диффузионной и деформационно-индуцированной частей:

$$\mathbf{j}_d = -D_d \nabla N_d + N_d \frac{D_d}{kT} \mathbf{F}(r). \quad (2)$$

Здесь D_d – коэффициент поверхностной диффузии при времени жизни дефекта $\tau_d = \infty$;

$$\mathbf{F}(r) = \theta_d \nabla(\xi)_{z=0} \quad (3)$$

– латеральная сила, действующая на дефект со стороны деформированного упругого континуума мембраны;

$$\nabla = \frac{e_r}{r} \frac{d}{dr}(r)$$

– латеральный градиент; $e_r = r/r$ – единичный вектор; $\theta_d = \Omega_d K$ – деформационный потенциал дефекта; Ω_d – изменение объема среды при образовании одного дефекта; K – модуль упругости; $\xi = \xi(r, z) = \text{div} \mathbf{u}$ – деформация в мембране; $\mathbf{u} = \mathbf{u}(r, z, t)$ – вектор смещения точек среды в мембране; k – постоянная Больцмана; T – температура.

Используя (3) в уравнении непрерывности для N_d , получаем уравнение поверхностной диффузии с учетом деформационно-индуцированного дрейфа дефектов:

$$\frac{\partial N_d}{\partial t} = D_d \Delta N_d - \frac{D_d \theta_d}{kT} \text{div}[N_d \nabla(\xi)]_{z=0}, \quad (4)$$

где

$$\Delta = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right)$$

– латеральный оператор Лапласа;

$$\text{div} \mathbf{A} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr}(r \mathbf{A} \cdot e_r).$$

Деформация пленки $\xi = \text{div} \mathbf{u}$ выражается соотношением [15]:

$$\xi(r, z, t) = -v \left(z - \frac{h}{2} \right) \Delta \zeta(r, t), \quad (5)$$

где $v = (1 - 2\sigma_p)/(1 - \sigma_p)$; σ_p – коэффициент Пуассона пленки; ζ – изгибная координата пленки (смещение точек срединной плоскости по оси z). Линейная, знакпеременная зависимость деформации в пленке от координаты z , описываемая (5), является характерной особенностью волны Лэмба в пластинах [13].

Подставляя (5) в (4), получаем уравнение

$$\frac{\partial N_d}{\partial t} = D_d \Delta N_d - \frac{vhD_d \theta_d}{2kT} \text{div}[N_d \nabla(\Delta \zeta)]. \quad (6)$$

Для координаты ζ запишем линейное уравнение [11]:

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} + l_0^2 c^2 \Delta^2 \zeta - \frac{\sigma_{\parallel}}{\rho} \Delta \zeta = \sum_d \left\{ \frac{\theta_d}{\rho h} \int_0^h \frac{\partial n_d}{\partial z} dz \right\}, \quad (7)$$

где $c^2 = E/\rho(1 - \sigma_p^2)$ – коэффициент жесткости пленки; E – модуль Юнга; ρ – плотность пленки; $l_0^2 = h^2/12$. Суммирование в правой части включает в себя $d = v$ (вакансии) и $d = i$ (междоузлия).

Отметим, что изгибная жесткость пленки (коэффициент перед $\Delta^2 \zeta$) зависит от ее толщины h , которая играет роль специфического масштабного параметра для ДД неустойчивости пленки. В левой части (7) член σ_{\parallel} учитывает влияние изотропного латерального напряжения в мембране, возникающего из-за рассогласования параметров решетки в мембране и подложке и/или генерации дефектов в приповерхностной пленке. Предполагается, что $\sigma_{\parallel} > 0$, т. е. мембрана находится под растягивающим

напряжением, которое считается заданным. Правая часть (7) учитывает дефектно-индуцированную изгибающую силу, действующую по нормали к поверхности пленки, возникающую вследствие неравномерного распределения дефектов вдоль оси z . Упругой изгибной нелинейностью пленки в уравнении (7), которая дает эффективно вклад меньший, чем нелинейность деформационно-индуцированного дрейфа в (6), пренебрегаем.

В более полной постановке задачи следует учесть, что изгиб пленки вызывает появление в подложке смещения u , что ведет, в свою очередь, к появлению в правой части (7) дополнительного члена $\sigma_{\perp}/\rho h$, где σ_{\perp} – напряжение, нормальное к поверхности пленки, возникающее благодаря действию подложки на пленку (реакция подложки). Кроме этого, на границе раздела пленка – подложка следует учесть граничные условия для квазилэмбовских волн смещения в пленке и квазиэрлеевских волн в подложке [11]. Учет реакции подложки в этой постановке задачи показывает, что ею можно пренебречь, если выполняется условие

$$\sigma_{\parallel} > \mu_s \left[\frac{A_m(1 - \beta_s)}{\pi h} \right], \quad (8)$$

где A_m – период ДД структуры; $\beta_s = c_1^2/c_1'^2$; c_1 и c_1' – соответственно продольная и поперечная скорости звука в подложке; μ_s – модуль сдвига в подложке на границе раздела пленка – подложка. Условие (8) может быть выполнено, например, в случае, когда вследствие генерации дислокаций несоответствия на границе раздела селенида свинца и подложки эффективный модуль сдвига $\mu_s \rightarrow 0$ [16, 17]. Сфокусировав внимание на принципиальном вопросе о возможности описания основных экспериментальных данных разд.2, рассмотрим здесь простейшую модель «свободной пленки» [10], т. е. будем пренебрегать реакцией подложки.

Тогда система уравнений (6), (7) и (1), при условии определения $f(z)$, является замкнутой системой уравнений, описывающей ДД неустойчивость напряженной поверхностной мембраны с подвижными дефектами.

5. Инкремент нарастания амплитуды поверхностных кольцевых ДД структур как функция их волнового числа (периода)

Представим концентрацию дефектов на поверхности в виде

$$N_d(\mathbf{r}, t) = N_{d0} + N_{d1}(\mathbf{r}, t), \quad (9)$$

где N_{d0} – пространственно однородная часть, а $N_{d1}(\mathbf{r}, t)$ – пространственно неоднородная часть концентрации дефектов ($N_{d1}(\mathbf{r}, t) \ll N_{d0}$). Линеаризуя (4) и используя (9), получаем уравнение

$$\frac{\partial N_{d1}}{\partial t} = D_d \Delta N_{d1} - D_d \frac{v\theta_d h}{2kT} N_{d0} \Delta^2 \zeta. \quad (10)$$

Положим

$$n_d(\mathbf{r}, z, t) = n_{d0} + n_{d1}(\mathbf{r}, z, t), \quad (11)$$

где n_{d0} и $n_{d1}(\mathbf{r}, z, t)$ – пространственно однородная и неоднородная части концентрации дефектов соответственно.

Можно показать, что поскольку $h \ll L_m$ (где L_m – период возникающей в процессе лазерного облучения структуры), то распределение пространственно неоднородной добавки к концентрации дефектов $n_{d1}(\mathbf{r}, z, t)$, появляющейся благодаря изгибу пленки по координате z , быстро подстраивается под распределение изгибной деформации по z и задается выражением

$$n_{d1}(\mathbf{r}, z, t) = \frac{2}{h} \left(\frac{h}{2} - z \right) N_{d1}(\mathbf{r}, t). \quad (12)$$

Отсюда следует, что

$$n_{d1}(z=0) = -n_{d1}(z=h) = N_{d1}. \quad (12a)$$

Учитывая тот факт, что деформация адиабатически подстраивается под дефектную подсистему $\partial^2 \zeta / \partial t^2 = 0$, и принимая во внимание (11) – (12a), приводим уравнение (7) к виду

$$\Delta^2 \zeta - \frac{1}{l_{\parallel}^2} \Delta \zeta = - \sum_d A_d \Delta N_{d1}, \quad (13)$$

где $A_d = 2\theta_d / (hl_0^2 \rho c^2)$, а

$$l_{\parallel} = h \left(\frac{\rho c^2}{12\sigma_{\parallel}} \right)^{1/2} \quad (14)$$

– характерный масштабный параметр. В дальнейшем в (13) учитывается вклад лишь одного типа дефектов.

Уравнения (10) и (13) составляют замкнутую систему, решение которой запишем в виде

$$\zeta(\mathbf{r}, t) = \zeta_q J_0(qr) \exp(\lambda_q t), \quad (15)$$

$$N_{d1}(\mathbf{r}, t) = N_d(q) J_0(qr) \exp(\lambda_q t). \quad (16)$$

Здесь $J_0(qr)$ – функция Бесселя нулевого порядка; ζ_q и $N_d(q)$ – затравочные амплитуды. Формулы (15), (16) задают кольцевую ДД структуру, составленную из кольцевой структуры рельефа поверхности (15) и концентрации дефектов (16).

Из (13), используя (15) и (16), находим линейную связь между $N_d(q)$ и ζ_q в ДД решетке с волновым числом q :

$$\zeta_q = \eta_d(q) N_d(q), \quad (17)$$

где коэффициент ДД связи в линейном приближении и в случае пренебрежения реакцией подложки имеет вид

$$\eta_d(q) = - \frac{2\theta_d}{h\sigma_{\parallel} q^2 (q^2 l_{\parallel}^2 + 1)}. \quad (18)$$

Таким образом, затравочной амплитудой ДД решетки является флуктуация концентрации дефектов в начальный момент времени: $N_d(q) \equiv N_d(q, t=0)$.

Подставляя преобразования Фурье (15), (16) в уравнение (10) и используя (17), (18), получаем инкремент нарастания кольцевой ДД структуры с волновым числом q :

$$\lambda_q = D_d q^2 \left(\frac{N_{d0}}{N_{cr}} \frac{1}{1 + l_{\parallel}^2 q^2} - 1 \right), \quad (19)$$

где

$$N_{cr} = \sigma_{\parallel} \frac{kT}{v\theta_d^2} \quad (20)$$

– критическая концентрация дефектов.

Отношение $N_{d0}/N_{cr} \equiv \varepsilon$ является контрольным параметром ДД неустойчивости. Функция λ_q достигает максимального значения при $q = q_m$, причем

$$q_m = \frac{1}{l_{\parallel}} \left[\left(\frac{N_{d0}}{N_{cr}} \right)^{1/2} - 1 \right]^{1/2}. \quad (21)$$

Соответствующий период доминирующей кольцевой ДД структуры с волновым числом q_m принимает вид

$$A_m = \frac{2\pi}{q_m} = \frac{2\pi l_{\parallel}}{[(N_{d0}/N_{cr})^{1/2} - 1]^{1/2}}, \quad (22)$$

т. е. пропорционален толщине пленки h (см. (14)).

Для решетки с $q = q_m$ максимальное значение инкремента

$$\lambda_m = D_d q_m^{1/2} (\sqrt{N_{d0}/N_{cr}} - 1) = \frac{D_d (\sqrt{N_{d0}/N_{cr}} - 1)^2}{l_{\parallel}^2} \times \text{sign}(\sqrt{N_{d0}/N_{cr}} - 1). \quad (23)$$

Как видно из (21) и (23), при превышении критической концентрации дефектов ($\varepsilon = N_{d0}/N_{cr} > 1$) появляется действительное значение q_m и одновременно инкремент λ_m становится положительным, что соответствует образованию кольцевой ДД структуры.

6. Сравнение выводов ДД теории с экспериментом и обсуждение результатов

Доминирующая кольцевая ДД структура с волновым числом q_m , определяющая наблюдаемую морфологию поверхности, представляет собой изгибающую статическую волну Лэмба с длиной волны $A_m = 2\pi/q_m$, поддерживаемую самосогласованным распределением дефектов в мембране. Выражения (17), (18) указывают на то, что скопления междоузлий ($\theta_d > 0$) в кольцевой ДД структуре имеют место в максимумах (на холмах) рельефа поверхности (расширенные области), а скопления вакансий ($\theta_d < 0$) – в минимумах (впадинах) рельефа (сжатые области).

При $\sigma_{\parallel} = 8 \times 10^9$ эрг/см³, $\sigma_p = 0.3$ ($v = 0.571$), $kT = 0.1$ эВ ($T \sim 10^3$ К), $\theta_d = 10^2$ эВ из выражения (20) получаем оценку критической концентрации $N_{cr} = 8.76 \times 10^{16}$ см⁻³. На рис.4 показана зависимость инкремента $\lambda_q = \lambda(q)$, вычисленная по соотношению (19) при следующих значениях параметров: $h = 2 \times 10^{-4}$ см, $\rho c^2 = 7 \times 10^{11}$ эрг/см³, $\sigma_{\parallel} = 10^{10}$ эрг/см³, $D_d = 10^{-6}$ см²/с, $N_{d0}/N_{cr} = \varepsilon = 3$ и $\varepsilon = 30$. Видно, что при достаточно больших концентрациях дефектов, превышающих пороговое значение, инкремент имеет максимум при $A_m \sim 14$ мкм, что соответствует экспериментальному значению периода кольцевой структуры (см. рис.3).

Из рис.3 следует, что фурье-спектр рельефа поверхности после облучения должен содержать первую, вторую, третью и четвертую гармоники в низкочастотной части (рис.5). В то же время соотношения (15) и (16) предсказывают образование кольцевой структуры, содержащей одну радиальную гармонику. Чтобы описать в рамках ДД модели экспериментальный рельеф, показанный на рис.2 и 4, следует учесть возможность генерации высших

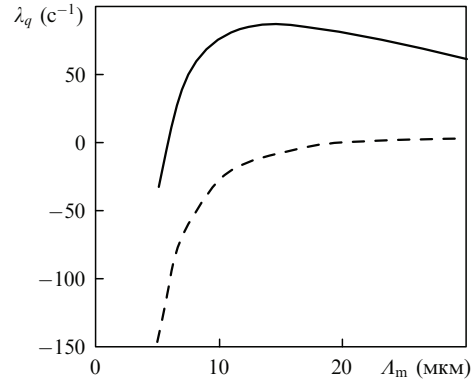


Рис.4. Зависимости инкремента нарастания амплитуды кольцевой структуры рельефа поверхности λ_q от периода A_m при $N_{d0}/N_{cr} \equiv \varepsilon = 3$ (штриховая кривая) и $\varepsilon = 30$ (сплошная кривая). Приведенные зависимости рассчитаны по соотношению (19) при значениях параметров, указанных в разд.6.

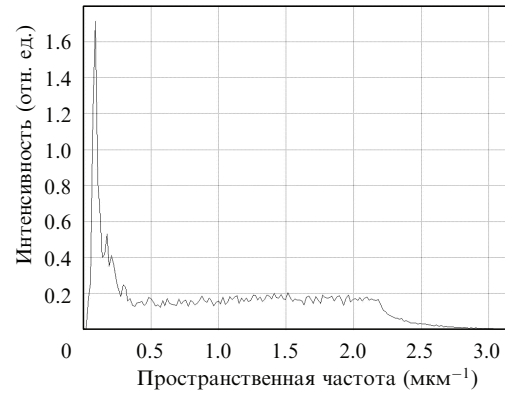


Рис.5. Радиальное фурье-преобразование экспериментального рельефа поверхности после лазерного облучения (обсуждение проведено в разд.6).

кольцевых ДД гармоник. В работе [14] показано, что трехволновые взаимодействия ДД волн с коллинеарными волновыми векторами приводят к генерации второй и каскадной третьей ДД гармоник. Аналогичным образом можно рассмотреть и генерацию кольцевых второй, третьей и четвертой ДД гармоник. На рис.6 показан результат моделирования рельефа поверхности суперпозицией первой, второй, третьей и четвертой гармоник в соответствии с выражением

$$\zeta(x) = -(1.7J_0(x) + J_0(2x + 2.5) + 1.2J_0(3x + 2) + 0.9J_0(4x + 4)), \quad (24)$$

где x – продольная координата рельефа.

Амплитуды гармоник в выражении (24) выбирались следующим образом. Поскольку двумерное фурье-преобразование радиальной функции сводится к радиальному преобразованию Ганкеля нулевого порядка, то амплитуды первых четырех гармоник в (24) равны амплитудам соответствующих гармоник экспериментального спектра, приведенного на рис.5, умноженным на один, два, три и четыре (при этом фазы гармоник равны нулю). Отличные от нуля фазы гармоник в выражении (24) введены произвольным образом для лучшего воспроизведения экспериментального рельефа, показанного на рис.3. В (24) учтено также то обстоятельство, что при нелинейных ДД взаимодействиях амплитуды более высоких гармоник могут превосходить амплитуды низших гармоник

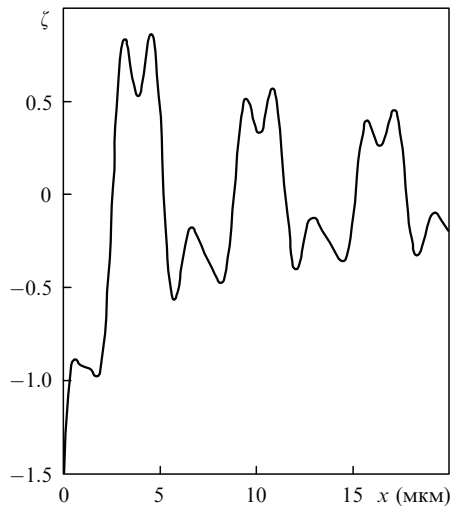


Рис.6. Моделирование рельефа поверхности после облучения суперпозицией первой, второй, третьей и четвертой гармоник кольцевой структуры в соответствии с выражением $\zeta(x) = -(J_0(x) + J_0(2x+2.5) + J_0(3x+2) + J_0(4x+4))$. Амплитуды гармоник выбраны с учетом спектральных амплитуд соответствующих гармоник в спектре, приведенном на рис.5.

(см. [14]). Кроме того, при записи выражения (24) направление оси z изменено на противоположное (ось z направлена вверх от облучаемой поверхности и рельеф $z(x) = \zeta(x)$). Это отображено изменением знака в (18); мы также считаем $\eta_d(q) = 1$. Положительный знак коэффициента дефектно-изгибной связи ($\eta_d(q) > 0$) соответствует тому, что определяющую роль в ДД неустойчивости играют междоузлия ($\theta_d > 0$) на поверхности пленки. Видно, что суперпозиция четырех гармоник (24) качественно воспроизводит основные особенности наблюдаемого в эксперименте рельефа поверхности (рис.3): провал в центре пятна облучения, наличие интенсивных пиков, амплитуда которых уменьшается с удалением от центра, относительно большое (по сравнению с шириной пиков) расстояние между пиками и, наконец, расщепление каждого интенсивного пика на два пика.

7. Заключение

В настоящей работе проведены исследования лазерной модификации поверхности полупроводниковых пленок PbSe в твердофазном режиме облучения. Обнаружен

эффект самоорганизации поверхности при энергиях кванта лазерного излучения, превышающих ширину запрещенной зоны полупроводника. На основе экспериментальных результатов построена модель дефектно-деформационной неустойчивости, возникающей на поверхности эпитаксиальной пленки благодаря деформационно-индуцированному дрейфу лазерно-индуцированных точечных дефектов. Предложенная модель позволяет качественно описать наблюдаемые морфологические свойства поверхности и предсказать возникающий рельеф поверхности при проведении соответствующих экспериментов.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы «Развитие научного потенциала высшей школы» (проект № 2.1.1/466). Авторы признательны Х.Цогу (ETH, Zurich) за предоставленные образцы пленок селенида свинца и интерес к данным исследованиям.

1. Mukherjee S., Li D., Kar A.G.J., Shi Z. *Transworld Research Network* (Kerala, India, 2010, p. 88).
2. Abtin L., Springholz G., Holy V. *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 266103 (2006).
3. Zimin S.P., Gorlachev E.S., Amirov I.I., Zogg H. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **42**, 165205 (6pp) (2009).
4. Греков Ю.Б., Семиколенова Н.А., Шляхов Т.А. *ФТП*, **31** (8), 990 (1997).
5. Пляско С.В. *ФТП*, **32** (3), 257 (1998).
6. Zimin S.P., Bogoyavlenskaya E.A., Gorlachev E.S., Naumov V.V., Zimin D.S., Zogg H. *Semicond. Sci. Technol.*, **22**, 1317 (2007).
7. Прокошев В.Г., Галкин А.Ф., Климовский И.И., Данилов С.Ю., Абрамов Д.В., Аракелян С.М. *Квантовая электроника*, **25**, 337 (1998).
8. Прокошев В.Г., Климовский И.И., Галкин А.Ф., Абрамов Д.В., Аракелян С.М. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **61**, 1560 (1997).
9. Багаев С.Н., Кучерик А.О., Абрамов Д.В., Аракелян С.М., Прокошев В.Г., Климовский И.И. *Докл. РАН*, **395** (2), 183 (2004).
10. Емельянов В.И., в сб. *Нелинейные волны* (лекции на VII Всесоюзной школе по нелинейным волнам, Горький, 1987) (М.: Наука, 1989, с. 198).
11. Емельянов В.И. *Квантовая электроника*, **28** (1), 2 (1999).
12. Zogg H., Maissen C., Blunier S., Teodoropol S., Overney R.M., Richmond T., Tomm J.W. *Semicond. Sci. Technol.*, **8** (1S), S337 (1993).
13. Викторов И.А. *Звуковые поверхностные волны в твердых телах* (М.: Наука, 1981).
14. Емельянов В.И., Севальнев Д.М. *Квантовая электроника*, **39** (7), 678 (2009).
15. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория упругости* (М.: Наука, 1965).
16. Bottani C.E., Yakona M. *J. Phys.: Condens. Matter.*, **1**, 8337 (1989).
17. Dodson B.W., Tsao J.Y. *Appl. Phys. Lett.*, **51**, 1325 (1987).