

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОННЫЕ МОДЫ И НАНОСТРУКТУРИРОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

© 2009 г. В. С. Макин*, канд. физ.-мат. наук; Ю. И. Пестов*, Р. С. Макин**, канд. физ.-мат. наук;
А. Я. Воробьев***, канд. физ.-мат. наук

* Научно-исследовательский институт комплексных испытаний оптико-электронных приборов и систем, г. Сосновый Бор, Ленинградская обл.

** Ульяновский государственный университет, Димитровградский филиал, г. Димитровград, Ульяновская обл.

*** Институт оптики Рочестерского университета, Нью-Йорк, США

E-mail: vmak@niiki.ru

Проанализированы опубликованные экспериментальные данные по разрушению поверхностей полупроводников в результате действия серии импульсов поляризованного фемтосекундного лазерного излучения, сопровождающегося образованием регулярных и неупорядоченных микро- и наноструктур. Выявленные особенности упорядоченного разрушения прозрачных и непрозрачных полупроводников и диэлектриков объяснены в рамках универсальной поляритонной модели лазерно-индуцированного разрушения конденсированных сред, включающей возбуждение и интерференцию цилиндрических поверхностных плазмон-поляритонов.

Ключевые слова: фемтосекундный лазерный импульс, плазмон-поляритон, интерференция.

Коды OCIS: 350.5340, 50.3390

Поступила в редакцию 16.06.2009

За последнее десятилетие появилось много опубликованных экспериментальных данных по разрушению поверхностей элементарных и бинарных полупроводников импульсами фемтосекундного лазерного излучения [1–10]. Однако полученные результаты не нашли адекватного теоретического объяснения. Механизм разрушения полупроводников, сопровождающийся образованием упорядоченных микро- и наноструктур, остается открытым. Задачей настоящей работы было выявление и анализ основных экспериментальных особенностей, характеризующих наблюдающийся процесс разрушения.

В работе [1] показано, что периодические микроструктуры образуются на оптически полированной поверхности полупроводника, причем с увеличением шероховатости поверхности их качество значительно ухудшается.

При нормальном падении линейно поляризованного излучения, попадающего в область прозрачности полупроводника, наблюдается формирование двух групп (I, II) упорядоченных микро- и наноструктур [2, 3, 5], периоды и ори-

ентация которых описываются следующими выражениями:

$$I: d = \lambda/\xi, \lambda/(2\xi); \mathbf{g} \parallel \mathbf{E}; \quad (1)$$

$$II: d = \lambda/(n\xi), \lambda/(2n\xi); \mathbf{g} \parallel \mathbf{E}.$$

При воздействии в области фундаментального поглощения формируются только структуры группы II [1–4]. Здесь ξ – постоянная величина, $\xi \geq 1$, \mathbf{E} – вектор электрического поля падающей лазерной волны, \mathbf{g} – вектор образующейся решетки, n – показатель преломления полупроводника. Микроструктуры, принадлежащие двум группам периодов, при большом количестве импульсов излучения могут локализоваться в одной пространственной области облученной поверхности.

Сканирование пучка лазерного излучения в направлении вектора электрического поля приводит к когерентной трансляции линейных периодических микроструктур [2].

При облучении поверхности полупроводника поляризованным по кругу излучением вместо

линейных микроструктур образуются упорядоченные микроструктуры “точечного” типа с характерным пространственным масштабом, незначительно большим по сравнению с масштабом структур, формирующихся при использовании линейно поляризованного излучения.

Сформированные микро- и наноструктуры представляют собой структуры рельефа поверхности. Однако данные работы [6] фактически свидетельствуют о формировании периодических структур показателя преломления кремния, в том числе в объеме полупроводника, как это наблюдалось для широкозонных диэлектриков [11]. В этом случае за времена, большие времени электрон-фононной релаксации ($t > \tau_{e-ph}$), может осуществляться смещение атомов из равновесных положений и их фиксация при остывании материала [12]. Заметим, что при столь коротких временах воздействия ($\tau_n < 100$ фс) решетка остается холодной и не принимает участия в поглощении лазерного излучения; излучение поглощается на свободных электронах [13].

Из известных экспериментальных работ по регистрации высоких концентраций электронов в зоне проводимости как за счет многофотонно-

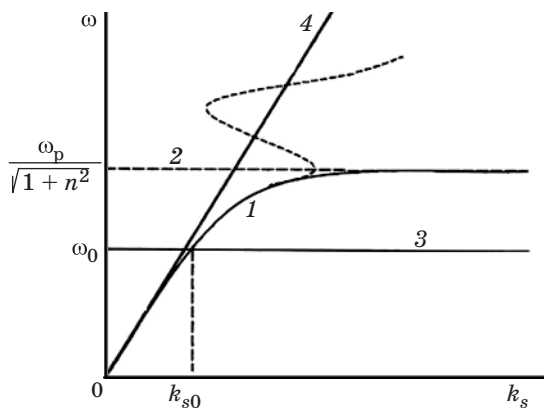


Рис. 1. Типичная дисперсионная кривая поверхностных плазмон-поляритонов плоской границы раздела поверхностно-активная среда – полупроводник с учетом затухания. 1 – дисперсионная кривая, 2 – асимптотически предельное значение дисперсионной кривой в среде без потерь при $k_s \rightarrow \infty$, n – показатель преломления полупроводника, 3 – частота лазерного излучения, 4 – световая прямая, k_{s0} – волновое число поверхностного плазмон-поляритона на частоте лазерного излучения. Штриховой линией показано поведение дисперсионной кривой в высокочастотной области в среде (плазме) с потерями.

го поглощения, так и лавинной ионизации, и теоретических расчетов этих процессов следует, что во время действия импульса излучения концентрация горячих неравновесных электронов в зоне проводимости может достигать значений порядка $p_e \approx 10^{21}$ см⁻³ и выше. В этих условиях полупроводник практически металлизирован. Такой процесс называют нетермическим фазовым переходом [14].

Если под действием лазерного излучения на поверхности или в объеме полупроводника формируется металлизированный слой, для которого выполняется условие

$$\omega_0 < \omega_p / (1 + n^2)^{1/2}, \quad (2)$$

то на границе металлизированный слой – среда возможно возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) (на неравновесных электронах), (рис. 1). Здесь ω_0 – центральная частота лазерного излучения, ω_p – плазменная частота неравновесных электронов в зоне проводимости, n – показатель преломления граничащего с плазмой слоя среды.

Интерференция падающей волны с поверхностными плазмон-поляритонами вызывает пространственную модуляцию электронной температуры и плотности $\delta T_e(x, t)$ и $\delta p_e(x, t)$, амплитуды которых убывают по окончании импульса. При частичном сохранении пространственной модуляции на временах электрон-фононной релаксации (τ_{e-ph}) энергия электронной подсистемы передается фононной, что и вызывает разрушение плоской поверхности и формирование периодического микро- и нанорельефа поверхности, или периодическую модуляцию показателя преломления полупроводника. Типичная схема воздействия излучения, относящаяся к описываемым ниже экспериментальным данным, приведена на рис. 2.

При высокой эффективности преобразования падающей волны в поверхностные плазмон-поляритоны и нормальном падении излучения основной вклад в результирующую поглощательную способность и пространственную модуляцию электронной плотности и температуры (в силу практически безинерционного поведения электронной подсистемы на рассматриваемых временных интервалах) дает интерференция распространяющихся в противоположных направлениях ППП [11]. Это приводит к скачкообразному двукратному уменьшению периода наноструктур по отношению к основному (соотношения (1)). Такие структуры обнаружены и изучены авторами и при облучении

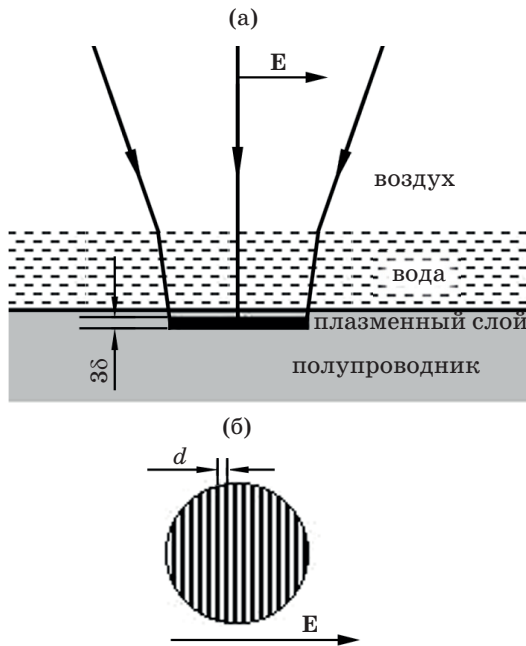


Рис. 2. Типичная схема (а) эксперимента по формированию периодических структур в объеме полупроводника, помещенного в воду, с использованием серии импульсов линейно поляризованного лазерного излучения фемтосекундной длительности и схематический вид (б) со стороны падающего излучения увеличенной области воздействия лазерного излучения после его окончания.

поверхности титана серией фемтосекундных импульсов линейно поляризованного лазерного излучения [15].

Согласно поляритонной модели основной период образующихся микроструктур при нормальном падении линейно поляризованного лазерного излучения (интерференция падающей волны с ППП) определяется соотношением $d = 2\pi/\text{Re}k_s = \lambda/\text{Re}\eta$, а их ориентация $\mathbf{g}\parallel\mathbf{E}$. Здесь k_s – модуль волнового вектора ППП, $\eta = k_s/k_0$ – комплексный показатель преломления границы раздела плазменный слой – полупроводник для ППП. Тогда для $\text{Re}\eta$ имеем выражение

$$\begin{aligned} \text{Re}\eta &= \text{Re}[(\varepsilon n^2/(n^2 + \varepsilon))^{1/2}] = n\text{Re}[\varepsilon/(n^2 + \varepsilon)]^{1/2} \approx \\ &\approx n\text{Re}(1 - n^2/2\varepsilon) \geq n \text{ для } |\varepsilon| \gg 1. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь ε – комплексная диэлектрическая проницаемость газа неравновесных электронов полупроводника. Эту величину можно аппроксимировать формулой Друде, в которой в качестве частоты столкновений следует рассматривать

частоту электрон-электронных столкновений в электронной плазме γ_{e-e} , а $\omega_p^2 = 4\pi p_e e^2/m$ зависит от концентрации свободных электронов p_e . Здесь m , e – масса и заряд электрона соответственно.

В работе [8] приведены экспериментальные данные по режимам формирования трех типов микро- и наноструктур на поверхности кремния, контактирующего с водой. Обнаружено формирование лазерно-индуцированных наноструктур с характерными пространственными масштабами $d_1 \approx 600$ нм, $d_2 \approx 120$ нм и $d_3 \approx 90$ нм. Последние структуры служат “затравкой” для формирования наностолбов в условиях роста числа импульсов N . Физические причины образования таких структур в работе [8] не приводятся. Авторы предлагают следующее объяснение образования перечисленных наноструктур, основываясь на универсальной поляритонной модели лазерно-индуцированного разрушения конденсированных сред.

Вектор решетки структур d_1 и d_2 $\mathbf{g}\parallel\mathbf{E}$, что является свидетельством участия в интерференции ППП-электромагнитных волн ТМ-типа (формулы (1)). Отметим, что структуры с периодом d_1 соответствуют интерференции падающей волны с волной поверхностных плазмон-поляритонов границы раздела вода – неравновесная плазма свободных электронов кремния (период $d_1 = \lambda/(n_0\text{Re}\eta)$), а структуры с периодом d_2 – интерференции распространяющихся в противоположных направлениях поверхностных плазмон-поляритонов границы раздела кремний – плазменный слой ($d_2 = \lambda/(2n_0\text{Re}\eta)$). Здесь n_0 – показатель преломления воды (для использованного излучения $\lambda/n_0 \approx 600$ нм), n – показатель преломления кремния, а величина $\text{Re}\eta \geq 1$. Важно отметить следующий экспериментально обнаруженный факт: период структур с пространственным масштабом порядка 120 нм не зависел от того, какая жидкость контактировала с поверхностью кремния (вода, масло или спирт), т. е. не зависел от показателя преломления жидкой среды [8]. Это находится в полном соответствии с поляритонной моделью, согласно которой в этом случае плазменный слой находится под поверхностью кремния и не контактирует с водой.

В работе [16] предложена поляритонная модель возбуждения поверхностных поляритонов и волноводных мод и формирования соответствующих наноструктур лазерными импульсами ультракороткой длительности. Экспериментально показано, что в зависимости от плотности мощности лазерного излучения формируемые

линейные наноструктуры имеют период, близкий к длине волны лазерного излучения (т. е. $d = \lambda/Re\eta$, $\lambda = 1250$ нм, $\hbar\omega_0 < E_g$, где E_g – ширина запрещенной зоны полупроводника) и ориентацию $g\parallel E$, а при повышенных плотностях мощности – ориентацию $g\perp E$ (период не приводится). Образование последних структур авторы работы [16] связывают с возбуждением в приповерхностном слое полупроводника волноводных мод (ТЕ-типа). Формирование собственно динамического волновода при этом объясняется обеднением приповерхностного слоя неравновесными электронами и смещением максимума их концентрации под поверхность на глубину порядка 60 нм за счет эмиссии электронов.

Не отвергая возможность создания подобного волновода и соответствующих решеточных структур за счет предложенного механизма [16], отметим сложность его реализации в динамике воздействия (необходимость достижения зависящей от интенсивности лазерного излучения критической толщины волноводного слоя, необходимость заметного уменьшения плотности электронов в слое за счет их эмиссии, в том числе в воздух и др.). Ниже предлагается альтернативный подход для объяснения причин образования наноструктур с ориентацией $g\perp E$ в серии экспериментов на материалах с заметно различающимися свойствами.

Третий тип наноструктур, рассмотренный в работе [8], формировался при воздействии существенно более низких плотностей мощности лазерного излучения (до двух раз) на область поверхности с уже сформированными наноструктурами ($d \approx 120$ нм) при изменении на 90° ориентации вектора электрического поля воздействующего лазерного излучения (рис. 3). Структуры, сформированные на гребнях, имели ориентацию $g\parallel E$, характерный период $d_3 = 90$ нм. Структуры на различных гребнях несколько отличались по периодам и не коррелировали по фазе. Кроме того, Фурье-преобразование этих структур свидетельствует об их хорошей периодичности в направлении вектора решетки исходных наноструктур g (вставка на рис. 3а). Эти структуры (третьего типа) являлись исходными для последующего, с увеличением количества импульсов лазерного излучения, формирования столбчатых структур с характерным диаметром по основанию около 50 нм и высотой до 400 нм (рис. 3в). Ориентация осей столбов была перпендикулярна исходной (до облучения) поверхности.

Периодичность наноструктур, сформированных вдоль гребней ($d_3 = 90$ нм), авторы настоя-

щей статьи связывают с интерференцией цилиндрических поверхностных плазмон-поляритонов (ЦПП), возбуждаемых на гребне рельефа, с падающим излучением, а также с интерференцией ЦПП. (В качестве полуцилиндра рассматривается контактирующий с подложкой гребень рельефа). Наиболее эффективное возбуждение ЦПП осуществляется при ориентации вектора электрического поля падающего лазерного излучения E в направлении оси гребня – направления распространения возбуждаемого ЦПП. Образующийся при этом затравочный регулярный рельеф служит основой для дальнейшего роста наностолбов. Поскольку характерный радиус цилиндра $r \approx \delta \ll \lambda$, дисперсионное соотношение для ЦПП в цилиндрической геометрии сильно отличается от дисперсионного соотношения для плоской границы раздела сред (от световой линии $\omega = ck$) [17]. Это и приводит к формированию наноструктур с меньшими периодами по сравнению со случаем плоской границы раздела. Возбуждаемые на отдельных гребнях основного рельефа ЦПП никак не коррелируют друг с дру-

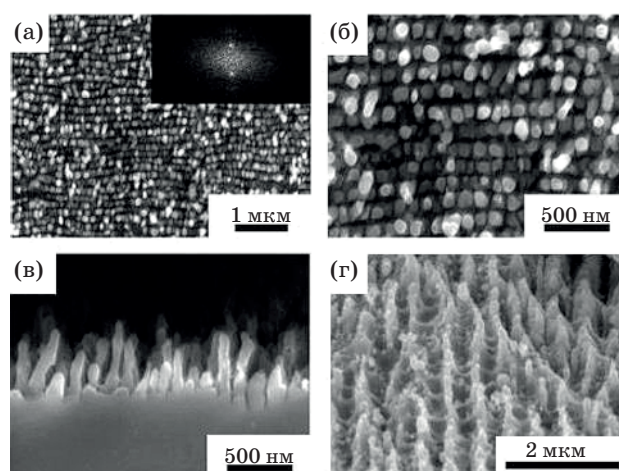


Рис. 3. Полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа изображения наноструктур рельефа, сформированного на поверхности кремния при двухстадийном (см. текст статьи) облучении в воде импульсами линейно поляризованного излучения фемтосекундного лазера ($Q = 5$ Дж/см², $N = 200$, E параллелен гребню рельефа, полученного на первой стадии облучения). а, б – вид сверху, в – вид сбоку, г – столбчатый рельеф на поверхности титана (эллиптически поляризованное излучение, $N = 2000$, $Q = 0,8$ Дж/см²). Вставка на рис.а показывает Фурье-преобразование изображения.

гом. Поэтому и обусловленные интерференцией с их участием структуры на различных гребнях формируются независимо. Этому отвечает появление в дифракционных порядках на мелком рельефе “размытого” рефлекса и “точечного” – на основной решетке в направлении вектора g (вставка на рис. 3а). Здесь под g понимается вектор решетки основного рельефа, на гребнях которого возбуждаются ЦПП.

Приведем качественное (теплофизическое) объяснение формированию столбчатых наноструктур, отличное от предложенного в работе [8], следуя подходу [18, 19]. Формирование начинается с образования периодически расположенных локальных областей плавления цилиндрических выступов регулярно наноструктурированной поверхности (период d_3). При этом такая поверхность обладает существенно более высокой поглощательной способностью, а выступы, за счет меньшего теплоотвода, плавятся в первую очередь. В каждом локальном максимуме тепловыделения происходит локальное плавление гребня рельефа. В каждой из сформированных локальных областей расплава происходит его перераспределение и образование вогнутого мениска за счет разности в плотностях жидкой и твердой фазы кремния при температуре плавления. На стадии кристаллизации расплава эффект изменения плотности материала, а также наличие краевого угла смачивания расплавом своей твердой фазы $\theta > 0$ приводят к формированию выступа в виде острия, причем отношение высоты выступа к его диаметру в основании в большой степени определяется углом θ [18]. При многократном облучении высота выступов растет.

Эмиссия горячих электронов, сопровождающая воздействие импульсов фемтосекундного излучения при рассматриваемых интенсивностях излучения, уменьшает поверхностное натяжение образующегося расплава [20, 21]. Это уменьшение, в свою очередь, увеличивает аспектное отношение формирующихся наностолбов и нановыступов в виде острия за счет изменения угла θ .

В условиях высоких скоростей охлаждения локального расплава (наличие жидкофазного либо парообразного охладителя) возможен также несколько иной механизм образования выступа в виде острия [22], когда расплав кристаллизуется на границе расплав–газ, и тем самым создаются условия для последующего выдавливания жидкофазного кремния через образующийся цилиндрический канал. Для этих двух несколько различных механизмов формирования цилин-

дрических выступов направление роста столбов всегда перпендикулярно поверхности, на которой они растут, что подтверждается экспериментальными данными [8]. Таким образом, регулярные структуры рельефа с $d \approx 120$ нм служат хорошим исходным материалом для последующего формирования упорядоченного ансамбля столбчатых наноструктур ($d \approx 90$ нм) с высоким аспектным отношением.

Предложенная трактовка формирования наноструктур d_3 как обусловленных интерференцией цилиндрических ППП дополнительно подтверждается опубликованными результатами экспериментов на материалах с существенно различающимися свойствами: диэлектриках (CaF_2 [23]) и металлах (вольфрам [24, 25] и титан).

На поверхностях кристаллов CaF_2 под действием фемтосекундных импульсов эллиптически поляризованного лазерного излучения формировались структуры с характерным пространственным масштабом $d \approx 100$ нм [23]. В ряде случаев одновременно с образованием поверхностных структур с масштабом $d \approx 200$ нм на гребнях этого рельефа также обнаруживаются наноструктуры с более мелким масштабом $d \approx 70$ – 100 нм, но ортогональной ориентации, $g \perp E$, для которой штрихи перпендикулярны направлению гребня (рис. 2b работы [23]). Структуры получены с использованием эллиптически поляризованного излучения при углах падения 0° и 20° . Здесь под направлением E понимается направление большей полуоси эллипса поляризации излучения, которое определяет направление вектора решетки основных резонансных структур. Формирование структур с пространственным масштабом 70 – 100 нм авторы считают обусловленным интерференцией медленных ЦПП, возбуждаемых падающим лазерным излучением, друг с другом (при противоположных направлениях распространения). Волна в противоположном направлении формируется и за счет отражения от границ (торцов) цилиндров конечных размеров, имеющих длину порядка единиц микрометров.

В работе [24] при воздействии импульсов фемтосекундного излучения на поверхность вольфрама было обнаружено образование наноструктур с характерными периодами 40 – 60 нм ($g \perp E$) на гребнях основного резонансного рельефа, которые также интерпретируются как обусловленные интерференцией цилиндрических ППП. Отметим, что ориентация структур g на вольфраме отклонялась от направления g парал-

тельно гребню основного рельефа на небольшой угол [24], что свидетельствует в пользу участия в интерференции ЦПП с азимутальным квантовым числами $m \neq 0$. Образование этих структур подтверждается более поздними данными [25] (объяснение причин образования структур в этой работе отсутствует, период структур лежит в диапазоне 20–100 нм). Кроме того, есть основания предполагать, что имеющие выступы в виде острия наноструктуры [25], формирующиеся на гребнях основного рельефа, периодичны вдоль гребня как и наностолбы на кремнии.

Столбчатые наноструктуры, периодические вдоль гребней основного резонансного рельефа, обнаруженные авторами настоящей работы на поверхности титана при воздействии серии импульсов фемтосекундного лазерного излучения (рис. 3г), являются дополнительной иллюстрацией общности рассмотренного явления участия цилиндрических поверхностных плазмон-поляритонов в разрушении конденсированных сред.

Заметим, что отрыв капель с окончаний наностолбов (образующихся острий) объясняет формирование еще одного типа структур – наносфер, в рамках предложенной модели.

Таким образом, наличие структур d_3 ($g \perp E$), предсказанное авторами данной статьи ранее для металлов [26], является дополнительным свидетельством справедливости расширенной универсальной поляритонной модели для конденсированных сред при мощном фемтосекундном воздействии.

В заключение, на примере полупроводников показано, что поляритонная модель разрушения конденсированных сред под действием лазерного излучения применима к материалам с высокой концентрацией неравновесных электронов и хорошо описывает основные экспериментальные закономерности формирования регулярных наноструктур под действием поляризованного ультракороткоимпульсного излучения. Формирование наноструктур при интерференции медленных ЦПП является одним из объяснений известного явления наноструктурирования поверхностей полупроводников и металлов серийю ультракоротких импульсов лазерного излучения с пространственными масштабами много меньше длины волны воздействующего излучения.

Развитые представления, подробно проиллюстрированные для полупроводников, могут быть использованы для изменения функциональных свойств границ раздела сред, для маркировки объема прозрачных сред, для разработки и создания различного рода элементов микро-

нанооптоэлектроники, включая дифракционно-оптические элементы, оптические наноантенны, элементы микросистемной техники и проч.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, грант № 09-02-00932а.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tomita T., Kinoshita K., Matsuo S., Hashimoto S. Effect of surface roughening on femtosecond laser-induced ripple structures // *Appl. Phys. Lett.* 2007. V. 90. P. 153115.
2. Le Harzic R., Schuck H., Anhut T., Riemann I., Konig K. Sub-100 nm nanostructuring of silicon by ultrashort laser pulses // *Optics Express*. 2005. V. 13. № 17. P. 6651–6656.
3. Borowiec A., Haugen H.K. Subwavelength ripple formation on the surface of compound semiconductors irradiated with femtosecond laser pulses // *Appl. Phys. Lett.* 2003. V. 42. № 25. P. 4462–4464.
4. Tan B., Venkatakrishnan K. A femtosecond laser-induced periodical surface structure on crystalline silicon // *J. Micromech. Microeng.* 2006. V. 16. P. 1080–1085.
5. Wang X.C., Lim G.C., Ng F.L. Subwavelength periodic ripples formation on GaN surface by femtosecond laser pulses // *Surface Review and Lett.* 2005. V. 12. № 4. P. 651–657.
6. Quyang H., Deng Y., Knox W.K., Fauchet P.M. Photochemical etching of silicon by two photon absorption // *Phys. Status Sol. (b)*. 2007. V. 204. № 5. P. 1255–1259.
7. Hsu E.M., Crawford T.H.R., Manders C., Botton G.A., Haugen H.K. Cross-sectional study of periodic surface structures on gallium phosphide by ultrashort laser pulse irradiation // *Appl. Phys. Lett.* 2008. V. 92. P. 221112.
8. Shen M., Carey J.E., Crouch C.H., Kandyla M., Stone H.A., Mazur E. High-density regular arrays of nanometer-scale rods formed on silicon surfaces via femtosecond laser irradiation in water // *Nanotechnology*. 2008. V. 8. № 7. P. 2087–2091.
9. Bonse J., Schturm H., Schmidt D., Kautek W. Chemical, morphological and accumulation phenomena in ultrashort-pulse laser ablation of TiN in air // *Appl. Phys. A*. 2000. V. 71. № 6. P. 657–665.
10. Okada T., Kawahara H., Ishida Y., Kumai R., Tomita T., Matsuo S., Hashimoto S., Kawamoto M., Makita Y., Yamaguchi M. Cross-sectional TEM analysis of laser-induced ripple structures on the 4H-SiC single-crystal surface // *Appl. Phys. A*. 2008. V. 92. P. 665–668.
11. Макин В.С., Воробьев А.Я. Универсальность универсальной поляритонной модели лазерно-индуцированного разрушения конденсированных сред // *Вестник Академии Инженерных наук*. 2007. № 3. С. 456–468.

12. *Ernstorfer E., Harb M., Hobeisen C.T., Sciaini G., Dartigalongue T., Miller R.J.D.* The formation of warm dense matter: experimental evidence for electronic bond hardening in gold // *Science*. 2009. V. 323. P. 1033–1037.
13. *Rozmus W., Tikhonchuk V.T.* A model of ultra fast laser pulse absorption in solid targets // *Phys. Plasmas*. 1996. V. 3. P. 360.
14. *Sundaram S.K., Mazur E.* Inducing and probing nonthermal transitions in semiconductors using femtosecond laser pulses // *Nature materials*. 2002. V. 1. P. 217–224.
15. *Макин В.С., Макин Р.С., Воробьев А.Я., Гуо Ч.* Диссипативные наноструктуры и универсальность Фейгенбаума в неравновесной нелинейной системе металл – мощное поляризованное УКИ излучение // *Письма в ЖТФ*. 2008. Т. 34. В. 9. С. 55–64.
16. *Марциновский Г.А., Шандыбина Г.Д., Смирнов Д.С., Заботнов С.В., Головань Л.А., Тимошенко В.Ю., Кашкаров П.К.* Ультракороткие возбуждения поверхностных поляритонов и волноводных мод в полупроводниках // *Опт. и спектр*. 2008. Т. 105. № 1. С. 75–81.
17. *Novotny L.* Effective wavelength scaling for optical antennas // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 98. P. 266802.
18. *Пестов Ю.И., Макин В.С.* Изучение динамики лазерно-индуцированного формирования острейшего выступа рельефа на поверхности кремния // *Сборник трудов VIII международной конференции “Прикладная Оптика-2006”*. СПб., 2006. Т. 2. С. 157–161.
19. *Пестов Ю.И., Макин В.С.* Лазерно-индуцированное формирование конусообразных выступов на поверхности сверхтугоплавких металлов // *Оптический журнал*. 2008. Т. 75. № 6. С. 34–42.
20. *Weon B.M., Je J.H., Hwu Y., Margaritondo G.* Decreased surface tension of water by hard-X-ray irradiation // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 100. P. 217403.
21. *Weon B.M., Je J.H.* Ionization-induced surface tension reduction of water droplets // *Appl. Phys. Lett.* 2008. V. 93. P. 244105.
22. *Nayak B.K., Gupta M.C., Kolasinski K.W.* Spontaneous formation of nanospiked microstructures in germanium by femtosecond laser radiation // *Nanotechnology*. 2007. V. 18. P. 195302 (1–4).
23. *Reif J., Varlamova O., Costache F.* Femtosecond laser induced nanostructure formation: self-organization control parameters // *Appl. Phys. A*. 2008. V. 92. P. 1019–1024.
24. *Воробьев А.Я., Макин В.С., Гуо Чунле.* Наноструктурирование поверхности металла и формирование резонансных микроструктур под действием фемтосекундных импульсов поляризованного излучения // *Сборник трудов VIII международной конференции “Прикладная Оптика-2006”*. СПб., 2006. Т. 2. С. 196–201.
25. *Zhao Q.-Z., Malzer S., Wang L.-J.* Self-organized tungsten nanospikes grown on subwavelength ripples induced by femtosecond laser pulses // *Optics Express*. 2007. V. 15. № 24. P. 15742–15746.
26. *Vorobyev A.Y., Guo Chunlei, Makin V.S., Kokody N.G., Kuzmichev V.M.* Extraordinary enhanced absorptivity of gold surface ablated with femtosecond laser pulses // *Proc. SPIE*. 2008. V. 7009. 700913-1-6.