

Возбуждение поверхностных электромагнитных волн в полупроводниках при фемтосекундном лазерном воздействии

© Г.А. Марциновский, Г.Д. Шандыбина[¶], Ю.С. Дементьева, Р.В. Дюкин,
С.В. Заботнов[†], Л.А. Головань[†], П.К. Кашкаров*

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики,
197101 Санкт-Петербург, Россия

[†] Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова (физический факультет),

119991 Москва, Россия

* Российский научный центр „Курчатовский институт“,

123182 Москва, Россия

(Получена 16 марта 2009 г. Принята к печати 25 марта 2009 г.)

Показано, что под действием фемтосекундных лазерных импульсов возможно интенсивное фотовозбуждение поверхности полупроводника, которое принципиально меняет ее оптический отклик и создает условия для генерации поверхностных электромагнитных волн различных типов. Рассмотрена взаимосвязь фотоиндуцированных в приповерхностном слое электронных процессов с формированием поверхностных периодических микроструктур, наблюдаемых в экспериментах по облучению кремниевых мишеней. Подтверждена важная роль явления фотоэмиссии при сверхкоротких воздействиях.

PACS: 73.20.Mf, 81.40.Tv, 81.40.Wx

1. Введение

Постоянно возрастающий научный интерес к поверхностным электромагнитным волнам (ПЭВ) оптического диапазона стимулируется обнаружением все большего числа явлений и эффектов, связанных с взаимодействием лазерного излучения с поверхностью, в которых ПЭВ играют определяющую роль. Среди многочисленных практических применений в последнее время значительное внимание уделяется исследованию и разработке принципиально новых приложений с использованием ПЭВ в микро- и наноструктурировании поверхности [1], оптических сенсорах различного назначения [2], нанофотонике [3] и др.

Возбуждение ПЭВ под действием фемтосекундных лазерных импульсов на поверхностях твердых тел представляет особый интерес для науки и технологии ввиду того, что имеет принципиальное отличие от облучения импульсами большей длительности. Поскольку длительность импульса меньше, чем время электронной релаксации, процессы возбуждения электронов и выделения поглощенной энергии оказываются разделенными во времени [4]. В результате возбуждение ПЭВ происходит за счет интенсивной генерации свободных носителей заряда в приповерхностном слое при минимальном влиянии термической диффузии. Ярким проявлением этой особенности является формирование поверхностных периодических структур (ППС) на поверхностях полупроводников и широкозонных диэлектриков. Значительное количество экспериментальных работ [5–8] указывает на одни и те же закономерности формирования ППС, а именно: ориентация последних зависит от тангенциальной проекции вектора электрического поля лазерного излучения; период — от длины волны излучения, угла

падения и диэлектрической проницаемости среды. Эти закономерности позволяют сделать вывод о том, что механизм формирования ППС в полупроводниках и широкозонных диэлектриках определяется электромагнитным полем, являющимся результатом интерференции падающей волны и возбуждаемых на поверхности электромагнитных волн.

Стоит подчеркнуть, что в исходном состоянии оптические свойства полупроводников таковы, что возбуждение ПЭВ на поверхности невозможно из-за отсутствия свободных носителей заряда. Наблюдаемые в экспериментах ПЭВ для импульсов большей длительности [9,10] обычно связывают с изменением оптических свойств поверхности полупроводника при плавлении, которое происходит в результате лазерного воздействия. В случае фемтосекундного воздействия подобное объяснение не может быть использовано.

Цель нашей работы состоит в описании особенностей возбуждения ПЭВ различных типов при ультракоротком лазерном воздействии на полупроводниковые поверхности в рамках диффузионного приближения на основе анализа ППС, образующихся при облучении кремниевых пластин фемтосекундными лазерными импульсами.

2. Экспериментальные результаты

Полированные пластины монокристаллического кремния *p*-типа облучались импульсами, генерируемыми хром-форстеритовой лазерной системой ($\lambda = 1.25$ мкм). Длительность импульсов на выходе из системы составляла 100–120 фс, частота следования — 10 Гц, плотность энергии линейно поляризованного излучения варьировалась в диапазоне 0.5–2 Дж/см². Время облучения составляло 1–2 мин (600–1200 импульсов).

[¶] E-mail: shandyb@lastech.ifmo.ru

С помощью параметрического генератора света осуществлялась плавная перестройка длины волны лазерного излучения в пределах от 1.08 до 1.7 мкм. Все эксперименты проводились на воздухе при комнатной температуре и нормальном падении сфокусированного луча на образец.

Облученные образцы исследовались с применением стандартных методов: растровой электронной микроскопии (РЭМ), генерации третьей оптической гармоники, фотолюминесцентной спектроскопии и спектроскопии комбинационного рассеяния света. Подробно результаты экспериментального исследования изложены в наших предыдущих работах [11,12]. Остановимся на некоторых из них.

На рис. 1 показаны типичные изображения кратеров облученных кремниевых поверхностей в РЭМ. На рис. 1, а отчетливо видны ППС, ориентированные перпендикулярно вектору поляризации лазерного излучения. Образование микроструктур такого типа происходило при плотностях энергии светового потока 0.5–1 Дж/см², незначительно превышающих порог абляции кремния (0.5 Дж/см²). Период микроструктур составляет около 1.2 мкм, что близко к длине волны излучения лазера на хром-форстерите, использовавшегося для получения ППС, представленных на рис. 1. Изменение длины волны структурирующего лазерного излучения при помощи параметрического генератора света, позволило определить, что период получаемых ППС прямо пропорционально зависит от длины волны.

При увеличении интенсивности лазерного излучения примерно в 2 раза наблюдалось формирование ППС, ориентированных параллельно вектору поляризации лазерного луча (см. рис. 1, б). При малом числе импульсов эти структуры были нечетки и их образование нестабильно. С ростом числа импульсов наблюдалось образование четких структур с ориентацией вдоль вектора поляризации и периодом, в 2–3 раза превышающим длину волны падающего излучения. Ориентация полос в ППС обоих типов следовала за поворотом вектора поляризации лазерного излучения и не зависела от ориентации кристаллографических осей исходной монокристаллической подложки. При превышении плотности потока более 2 Дж/см² происходило разрушение сформированных микроструктур.

Экспериментальные результаты свидетельствуют в пользу поляритонного механизма микроструктурирования поверхности кремния, суть которого состоит в том, что в процессе лазерного импульса последовательно происходят: частичное преобразование падающего излучения в поверхностную электромагнитную волну на „резонансных“ решетках случайного поверхностного рельефа; интерференция падающего излучения и поверхностной электромагнитной волны; пространственно промодулированный разогрев кристаллической решетки твердого тела после окончания импульса и вызванное им изменение высоты резонансного рельефа в результате

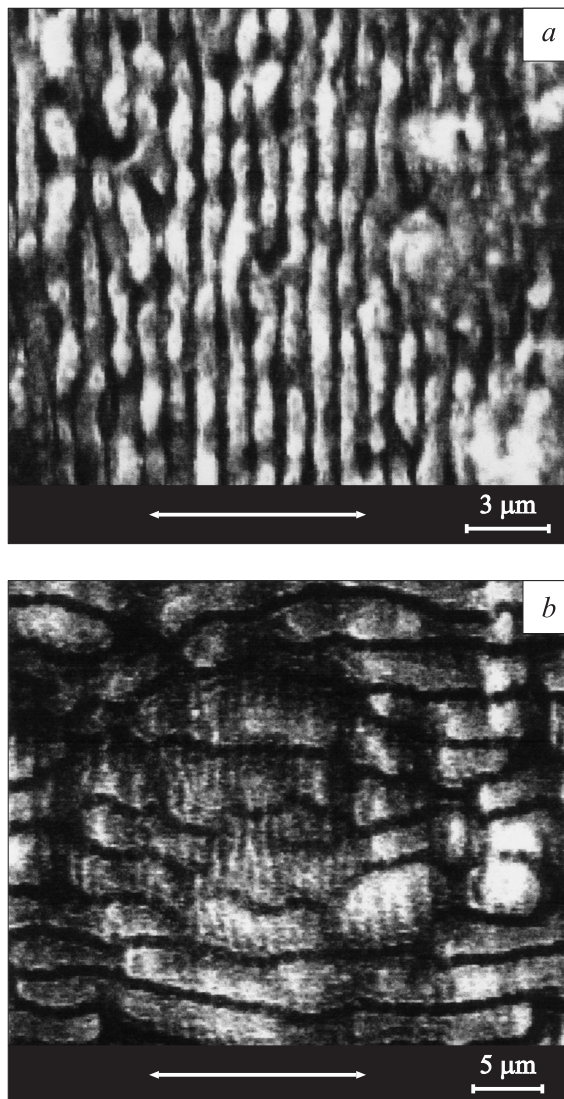


Рис. 1. Изображение, полученное методом растровой электронной микроскопии, поверхности кремния после облучения 1200 импульсами ($\lambda = 1.25$ мкм) при плотности потока энергии ~ 1 Дж/см² (а) и ~ 2 Дж/см² (б). Стрелкой указано направление поляризации лазерного излучения.

физико-химических процессов на поверхности. Поляритонный механизм успешно объясняет образование структур, перпендикулярных вектору поляризации с периодом порядка или меньше длины волны падающего излучения. Именно эти структуры типичны для большинства структурированных лазерным излучением металлов, полупроводников и диэлектриков.

Следует, однако, отметить, что структуры, ориентированные параллельно вектору поляризации структурирующего лазерного излучения и имеющие период, заметно превышающий длину волны, на кремнии были получены впервые. По всей видимости, это является особенностью фемтосекундного воздействия и требует детального рассмотрения.

3. Теоретическая модель

Известно, что формирование ППС, ориентированных перпендикулярно вектору поляризации лазерного излучения, при возбуждении поверхностных плазмон-поляритонов обычно происходит при воздействии лазерных импульсов на металл [13]. Поверхностные плазмон-поляритоны представляют собой частично продольные электромагнитные волны ТМ-типа, распространяющиеся вдоль поверхности раздела двух сред, при этом поле такой волны локализовано вблизи границы раздела. Возбуждение плазмон-поляритонов возможно, только если у одной из сред диэлектрическая проницаемость положительна ($\epsilon_1 > 0$), действительная часть диэлектрической проницаемости другой среды отрицательна ($\text{Re}\epsilon_2 < 0$). При этом должно выполняться условие $|\text{Re}\epsilon_2| > \epsilon_1$. В металле отрицательная диэлектрическая проницаемость определяется высокой концентрацией свободных электронов.

В случае воздействия на полупроводник лазерного импульса сравнительно большой длительности (десятки и более пикосекунд) возникновение оптического отклика, как в металле, связано со свойствами расплава, образующегося на поверхности в результате лазерного разогрева.

При воздействии фемтосекундного излучения процессы фотовозбуждения и тепловые процессы разделены во времени. Переход в металлоподобное состояние поверхности кремния может быть связан с интенсивным фотовозбуждением. При этом, так как плотность потока фотонов чрезвычайно высока, резко возрастает вклад многофотонного поглощения, что особенно важно для рассматриваемого в нашей работе случая, когда энергия фотона меньше ширины запрещенной зоны. Концентрация неравновесных носителей может стать столь высокой, что произойдет изменение знака ϵ и создадутся условия для возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов.

Теоретические оценки, выполненные в приближении модели Друде, подтверждают возможность создания в течение длительности фемтосекундного импульса концентрации неравновесных электронов в кремнии, превышающей $5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ [14].

Возникновение ППС на металлах, ориентированных параллельно вектору поляризации, обычно связывают с возбуждением волноводных мод в диэлектрическом слое на поверхности металла (в качестве такого слоя, например, может выступать слой окисла). Волноводные моды — это поверхностные электромагнитные волны ТЕ-типа, и для их возбуждения диэлектрические проницаемости двух сред могут быть одного знака, но необходимо наличие слоистой структуры определенного типа. Возбуждение волноводных мод в полупроводниках и диэлектриках в каждом конкретном случае требует специального анализа.

Строгий анализ динамики распределения неравновесных носителей в течение действия фемтосекундного

импульса требует решения соответствующих кинетических уравнений для переменной во времени функции распределения неравновесных носителей по энергиям. В то же время для модельного представления можно использовать диффузионное приближение, когда неравновесные носители независимо от их энергии описываются общей интегральной концентрацией $N(z, t)$ (в дальнейшем будем рассматривать изменение концентрации неравновесных электронов).

По аналогии с подходом, предложенным в работе [15] при анализе неравновесного нагрева металла под воздействием сверхкороткого лазерного импульса, предполагаем, что в полупроводнике концентрация неравновесных электронов изменяется во времени и в пространстве (вдоль оси z , направленной в глубину материала) за счет линейного и двухфотонного поглощения, диффузии и постепенной термализации в результате межэлектронных столкновений:

$$\frac{\partial N}{\partial t} - D \frac{\partial^2 N}{\partial z^2} = \frac{(1-R)\alpha_1 I(z, t)}{\hbar\omega} + \frac{(1-R)^2 \alpha_2 I^2(z, t)}{2\hbar\omega} - \frac{N}{\langle \tau_{ee} \rangle}, \quad (1)$$

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha_1 I - \alpha_2 I^2 - \alpha_e N I, \quad (2)$$

$$-D \frac{\partial N}{\partial z}(0, t) = \frac{I_0}{\hbar\omega} A_s - j_e, \quad (3)$$

где D — коэффициент амбиполярной диффузии; $\langle \tau_{ee} \rangle$ — время межэлектронных столкновений, усредненное по энергии; α_1 — коэффициент линейного межзонного поглощения; α_2 — коэффициент двухфотонного межзонного поглощения; α_e — коэффициент поглощения света свободными носителями; R — коэффициент отражения материала на данной длине волны; $(1-R)I_0$ — плотность поглощенного светового потока.

Вклад дополнительного поверхностного поглощения учитывается в граничном условии (3), где A_s — поглощательная способность, связанная с поверхностным поглощением; I_0 — плотность падающего потока лазерного излучения.

В граничном условии (3) также учитываются потери электронов, обусловленные внешней электронной эмиссией

$$j_e = \gamma N,$$

где γ — коэффициент внешней эмиссии.

Добавляя к (3) нулевое начальное условие и условие ограниченности решения при удалении от поверхности в глубину материала, можно найти распределение $N(z, t)$.

В данной модели мы пренебрегаем процессами разогрева решетки и рекомбинацией неравновесных носителей, так как соответствующие характерные времена этих процессов существенно превышают длительность импульса. В общем случае система уравнений (1)–(3) должна быть дополнена уравнением теплопроводности, описывающим разогрев электронов за счет передачи

энергии в процессе термализации неравновесных носителей. Также необходимо учитывать температурную зависимость постоянных, входящих в рассматриваемую систему уравнений.

Основное внимание в рассматриваемой модели уделено влиянию на распределение концентрации неравновесных электронов эмиссии „горячих“ электронов с поверхности полупроводника.

Если принять $I_0 = \text{const}$, то $N(z, t)$ оказывается монотонно возрастающей во времени функцией вплоть до стабилизации на предельном уровне $N(z, t) = N(z)$, который достигается уже при $t > 3$ с при $\langle \tau_{ee} \rangle \approx 10^{-14} - 10^{-13}$ с (см. [15]).

Для получения сугубо качественных оценок вида стационарного распределения $N(z)$ предполагаем, что интенсивность поглощенного излучения экспоненциально убывает с глубиной: $I = (1 - R)I_0 \exp(-z/\delta)$, где δ — глубина проникновения света. Также будем учитывать только линейное поглощение света с коэффициентом поглощения $10^{-5} - 10^{-4} \text{ см}^{-1}$. Столь грубое приближение оправдано стремительным ростом концентрации неравновесных носителей в полупроводниках и широкозонных диэлектриках при фемтосекундных воздействиях. Концентрация неравновесных носителей достигает величины концентрации свободных электронов в металле и поле электромагнитного излучения вытесняется в тонкий приповерхностный слой.

Если эмиссия неравновесных электронов пренебрежимо мала, то зависимость $N(z)$ будет монотонно убывать по мере удаления от поверхности в глубь материала, а максимальное значение концентрации неравновесных электронов будет достигаться на поверхности полупроводника. При $I_0 \approx 10^{13} \text{ Вт/см}^2$, $\lambda = 1250 \text{ нм}$, $\langle \tau_{ee} \rangle = 10^{-14}$ с, $D = 10^{-2} \text{ м}^2/\text{с}$, $1 - R = 0.05$, $\delta \approx 10^{-7}$ м, $N_{\text{max}}(0) \approx 6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$.

Подобная металлизация оказывается достаточной для изменения знака диэлектрической проницаемости на поверхности полупроводника и создания условий для возбуждения поверхностной электромагнитной волны (поверхностных поляритонов). В эксперименте в этом случае мы наблюдаем образование ППС, перпендикулярных вектору поляризации лазерного излучения, под действием фемтосекундных импульсов на поверхность кремния.

Учет эмиссии горячих электронов резко изменяет вид стационарного распределения концентрации неравновесных электронов: появляется максимум, положение которого смещается в глубь полупроводника по мере роста величины эмиссионного тока (рис. 2). Возникает оптически слоистая структура, в которой непосредственно на поверхности величина диэлектрической проницаемости остается положительной, а ниже образуется металлизированный слой с отрицательной диэлектрической проницаемостью (на рис. 2 соответствует распределениям $j_e^{(1)}$ и $j_e^{(2)}$ при $\gamma = 9 \cdot 10^5 \text{ м/с}$ и $\gamma = 10^6 \text{ м/с}$ соответственно). В этом случае создаются предпосылки для возбуждения

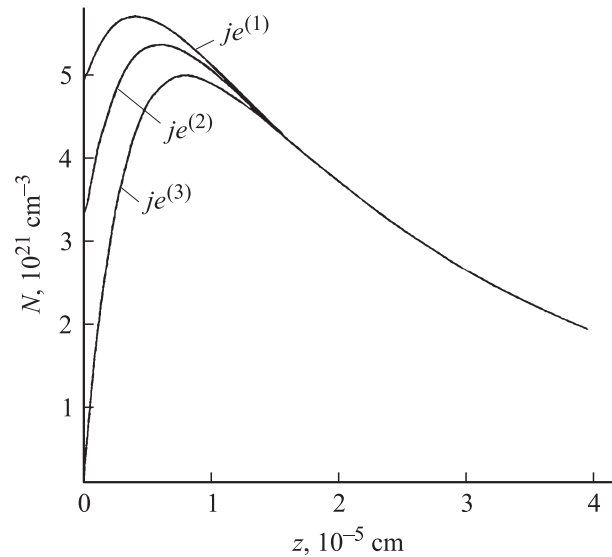


Рис. 2. Распределение концентрации неравновесных носителей $N(z)$ для различных величин электронной эмиссии $j_e^{(1)} < j_e^{(2)} < j_e^{(3)}$.

поверхностной электромагнитной волны ТЕ-типа (волноводной моды), что в свою очередь может проявиться в формировании поверхностного периодического рельефа, ориентированного параллельно вектору поляризации.

С увеличением тока эмиссии максимальное значение концентрации неравновесных электронов не только смещается вглубь, но и уменьшается по величине. При этом происходит частичная металлизация полупроводника, однако значение максимальной концентрации неравновесных электронов может оказаться недостаточным для изменения знака диэлектрической проницаемости. При этом также образуется слоистая оптическая структура, в которой показатели преломления могут отвечать условиям возбуждения и распространения волноводной моды $n_2 > n_3$, $n_2 > n_1$ и $n_3 > n_1$ (на рис. 2 соответствует распределению $j_e^{(3)}$ при $\gamma = 3 \cdot 10^6 \text{ м/с}$). Здесь n_1 , n_2 и n_3 — эффективные показатели преломления слоев волноводной структуры по мере их чередования по координате z . Глубина залегания максимального значения при данных параметрах составляет сотые доли микрометра.

Таким образом, качественное рассмотрение стационарного распределения неравновесных носителей в предположении металлизации приповерхностного слоя полупроводника в процессе облучения ультракоротким импульсом позволяет сделать вывод о необходимости учета эмиссии „горячих“ электронов с поверхности твердого тела при фемтосекундном облучении. Это модельное представление позволяет объяснить как возбуждение поверхностных поляритонов, участвующих в образовании поляризационно-зависимых структур, ортогональных вектору поляризации, так и волноводных мод, ответственных за образование поверхностных периодических структур, параллельных волновому вектору

поляризации. В последнем случае диффузия неравно-весных электронов в глубь среды и эмиссия „горячих“ электронов с поверхности твердого тела способствуют образованию оптически слоистой структуры в приповерхностной области; при больших эмиссионных токах глубина залегания максимума концентрации неравновесных носителей может превысить толщину слоя, необходимого для эффективного возбуждения и распространения волновых мод.

Помимо структур, период которых оказывается порядка длины волны лазерного излучения, при облучении кремния фемтосекундными импульсами обнаружены структуры с параллельной вектору поляризации ориентацией, период которых более чем в 2 раза превышает длину волны падающего излучения. Согласно основным положениям теории поляритонного механизма, период ППС, связанных с интерференционным полем поверхностной и падающей волн, и период ППС, обусловленных взаимодействием прошедшего в приповерхностный слой излучения и волноводной моды, могут быть либо $\sim \lambda$, либо $\sim \lambda/n$, где n — эффективный показатель преломления.

Ранее крупномасштабные структуры, ориентированные вдоль вектора поляризации с периодом, в 4–7 раз превышающим λ , наблюдались при облучении полированных пластин германия наносекундными импульсами в работах [16,17]. С помощью динамической рефлексометрии было установлено, что на поверхности формируется не одна ППС, а их квазинепрерывный спектр, группирующийся вокруг преимущественных направлений $\beta = 0$ и $\beta = \pi$ в пределах некоторого угла $2\Delta\beta$, где β — угол между проекцией волнового вектора падающей волны и волновым вектором поверхностной волны. По мере увеличения числа воздействующих импульсов ППС с периодом порядка длины волны, ориентированные перпендикулярно вектору поляризации, исчезали и одновременно возникали крупномасштабные структуры, ориентированные параллельно вектору поляризации. Подобная динамика ППС в работе была объяснена на основе учета эффекта взаимной интерференции ПЭВ различных направлений. Период решеток, образующихся при интерференции ПЭВ между собой, распространяющихся под углами $(\beta \pm \Delta\beta)$ к направлению $\beta = 0$, был определен как

$$d \approx \frac{\lambda}{2 \sin \Delta\beta}$$

и при $\Delta\beta < 30^\circ$ мог значительно превышать длину волны. Варьирование плотностью светового потока показало, что период решеток уменьшался с ростом плотности потока, так как увеличивался диапазон углов $\Delta\beta$, в котором эффективно возбуждались ПЭВ.

В нашем случае при действии фемтосекундных импульсов на кремний динамика развития структур по мере возрастания числа облучающих импульсов иная. Вид получаемых структур в первую очередь определяется плотностью светового потока (рис. 1). Вблизи порога абляции кремния формируются перпендикулярные

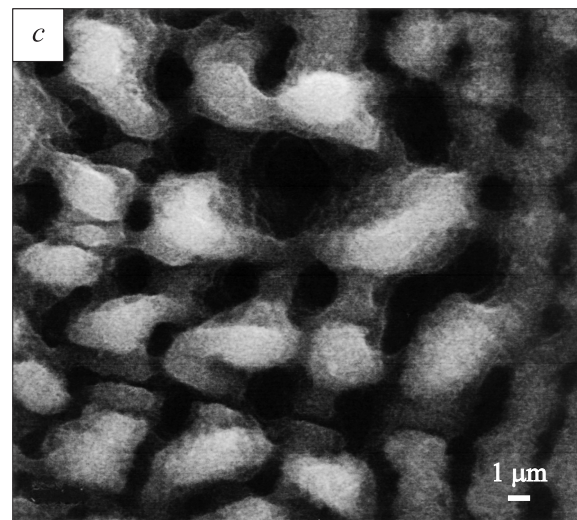
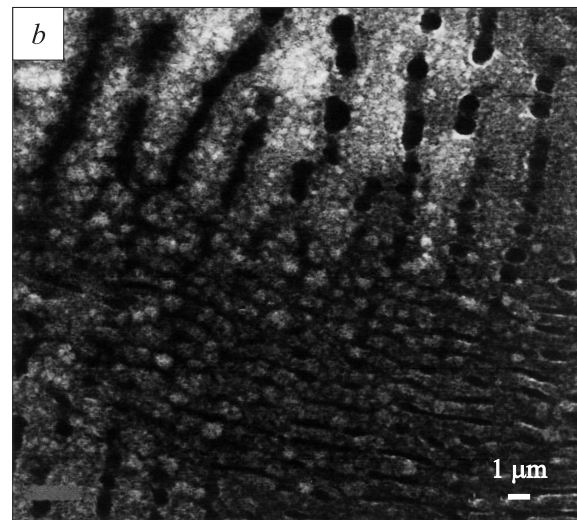
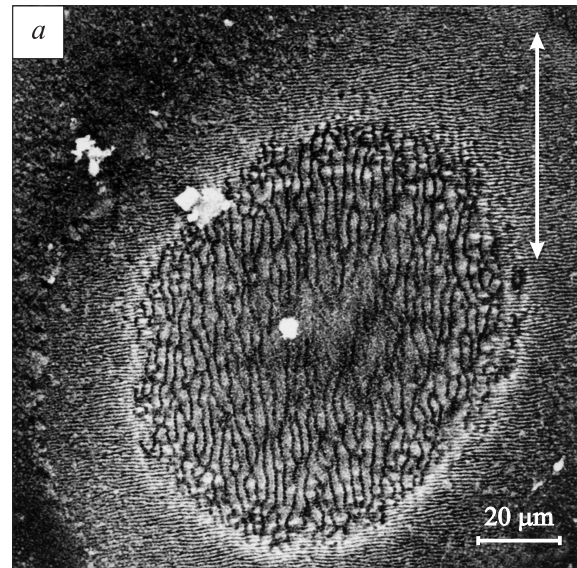


Рис. 3. Изображения, полученные методом растровой электронной микроскопии, поверхности кремния, облученной серией фемтосекундных импульсов ниже порога абляции, при различном увеличении. Увеличение возрастает от (а) к (с). Стрелкой указано направление поляризации лазерного излучения.

вектору поляризации структуры с периодом порядка длины волны. С увеличением числа импульсов возрастает контраст, но ориентация структур не изменяется. Формирование параллельных вектору поляризации структур происходит при сравнительно больших интенсивностях лазерного излучения. Этот факт еще раз подтверждает участие в их формировании волноводных мод. Действительно, ТЕ-ПЭВ могут существовать лишь при превышении некоторой пороговой интенсивности света, поскольку для возникновения волноводной моды на данной частоте нужна определенная интенсивность света, чтобы в нелинейной среде образовался некий слой с наведенными изменениями диэлектрической проницаемости.

И если при малом числе импульсов эти структуры нечетки и их образование нестабильно, то с ростом числа импульсов формируются четкие крупномасштабные структуры, по-прежнему ориентированные вдоль вектора поляризации.

При фемтосекундном воздействии к образованию крупномасштабных структур на кремнии, по-видимому, приводит предложенный в работе [17] механизм взаимной интерференции, но в отличие от наносекундного воздействия интерферируют не поверхностные плазмон-поляритоны, а волноводные моды.

На рис. 3, *a* видно, что при гауссовом распределении интенсивности лазерного излучения в результате многократного фемтосекундного облучения на кремнии одновременно образуются крупномасштабные структуры в центральной части области воздействия, а на периферии — структуры порядка длины волны.

Палитра формирования структур при фемтосекундном воздействии значительно богаче. На крупномасштабные структуры накладываются мелкомасштабные ортогональные структуры, образуя двумерную прямоугольную решетку (рис. 3, *b* и *c*), что свидетельствует о возможности одновременного возбуждения на некой глубине ТЕ-ПЭВ и ТМ-ПЭВ на поверхности.

Развитое выше модельное представление позволяет следующим образом объяснить формирование рельефа с периодом, превышающим длину волны излучения: диффузия неравновесных электронов в глубь среды и эмиссия „горячих“ электронов с поверхности твердого тела способствуют образованию оптически слоистой структуры в приповерхностной области; при больших эмиссионных токах глубина залегания максимума концентрации неравновесных носителей может превысить толщину слоя, необходимого для эффективного возбуждения и распространения волноводных мод; взаимная интерференция волноводных мод способствует пространственной модуляции процессов рекомбинации неравновесных электронов и разогреву кристаллической решетки твердого тела после окончания импульса; в результате тепловых физико-химических процессов на поверхности происходит изменение высоты резонансного рельефа.

4. Заключение

Результаты проведенного анализа показывают, что интенсивное фотовозбуждение полупроводниковой поверхности под действием фемтосекундного лазерного импульса существенным образом влияет на возбуждение и распространение ПЭВ различных типов. Плотность потока фотонов оказывается столь высокой, что при энергии фотона меньше ширины запрещенной зоны реализуется многофотонное поглощение. Концентрация неравновесных носителей достигает значения концентрации свободных электронов в металлах, при этом поле электромагнитного излучения вытесняется в тонкий приповерхностный слой. В результате действительная часть эффективной диэлектрической проницаемости локально становится отрицательной и тем самым создаются условия для возбуждения поверхностных поляритонов (ТМ-ПЭВ).

Этот вывод подтверждается наблюдаемым в эксперименте образованием поляризационно-зависимых структур, ортогональных вектору поляризации, с периодом порядка длины волны.

Качественные оценки, выполненные в рамках диффузионного приближения, показали, что учет эмиссии горячих электронов резко изменяет пространственное распределение концентрации неравновесных электронов. В приповерхностной области образуется слоистая оптическая структура, в которой показатели преломления могут отвечать условиям возбуждения и распространения волноводных мод (ТЕ-ПЭВ). Взаимная интерференция волноводных мод способствует образованию крупномасштабных ППС, направленных вдоль вектора поляризации лазерного излучения. Это еще раз подчеркивает важную роль учета электрофизических явлений в процессах взаимодействия фемтосекундного лазерного излучения с веществом.

Авторы благодарны В.Ю. Тимошенко за плодотворные дискуссии.

Работа поддержана грантами РФФИ № 09-02-00932-а и 08-02-90024-Бел_а. Экспериментальные образцы изготовлены на оборудовании Центра коллективного пользования физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова.

Список литературы

- [1] J.E. Carey, C.H. Crouch, E. Mazur. *Optics and Photonics News*, **14** (2), 32 (2003).
- [2] E. Guilermain, V. Lysenko, R. Orobtcouk, T. Benyattou, S. Roux, A. Pilonnet, P. Perriat. *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 241 116 (2007).
- [3] *Surface Plasmon Nanophotonics*. Springer Ser. Optical Sci., **131**, ed. by M.L. Brongersma, P.G. Kik (Berlin, Springer, 2007).
- [4] C. Momma, B.N. Chichkov, S. Nolte, F. von Alvensleben, A. Tünnermann, H. Welling, B. Wellegehausen. *Optics Commun.*, **129**, 134 (1996).

- [5] F. Korte, J. Serbin, J. Koch, A. Egbert, C. Fallinich, A. Ostendorf, B.N. Chichkov. *Appl. Phys. A*, **77**, 229 (2003).
- [6] F. Costache, S. Kouteva-Arguirova, J. Reif. *Appl. Phys. A*, **79**, 1429 (2004).
- [7] T.H.R. Crawford, A. Borowiec, H.K. Haugen. *Appl. Phys. A*, **80**, 1717 (2005).
- [8] J. Bonse, K.-W. Brzezinka, A.J. Meixner. *Appl. Surf. Sci.*, **221**, 215 (2004).
- [9] P.M. Fauchet, A.E. Siegman. *Appl. Phys. Lett.*, **40**, 824 (1982).
- [10] H.M. van Driel, J.E. Sipe, H.F. Young. *Phys. Res. Lett.*, **49**, 1955 (1982).
- [11] S.V. Zobotnov, I.A. Ostapenko, L.A. Golovan, V.Yu. Timoshenko, P.K. Kashkarov, G.D. Shandybina. *Quant. Electron.*, **35**, 943 (2005).
- [12] I.A. Ostapenko, S.V. Zobotnov, G.D. Shandybina, L.A. Golovan, A.V. Chervyakov, Yu.V. Ryabchikov, V.V. Yakovlev, V.Yu. Timoshenko, P.K. Kashkarov. *Bull. RAS: Physics*, **70**, 1315 (2006).
- [13] М.Н. Либенсон. *Лазерно-индуцированные оптические и термические процессы в конденсированных средах и их взаимное влияние* (СПб., Наука, 2007).
- [14] G.A. Martsinovsky, G.D. Shandybina, D.S. Smirnov, S.V. Zobotnov, L.A. Golovan, V.Yu. Timoshenko, P.K. Kashkarov. *Proc. SPIE*, **6985**, 698 502 (2008).
- [15] M.N. Libenson. *Bull. RAS: Physics*, **65**, 515 (2001).
- [16] В.В. Баженов, А.М. Бонч-Бруевич, М.Н. Либенсон, В.С. Макин, С.Д. Пудков, В.В. Трубаев. *Письма ЖТФ*, **9** (15), 932 (1983).
- [17] В.В. Баженов, А.М. Бонч-Бруевич, М.Н. Либенсон, В.С. Макин. *Письма ЖТФ*, **10** (20), 1520 (1984).

Редактор Т.А. Полянская

Surface electromagnetic wave excitation in semiconductors at femtosecond laser action

G.A. Martsinovsky, G.D. Shandybina, Yu.S. Dementeva, R.V. Dukin, S.V. Zobotnov[†], L.A. Golovan[†], P.K. Kashkarov*

St. Petersburg State University of Information Technologies, Mechanics and Optics, 197101 St. Petersburg, Russia

[†] Lomonosov Moscow State University (Physics Department), 119991 Moscow, Russia

* Russian Research Center „Kurchatov Institute“, 123182 Moscow, Russia

Abstract The intense optical excitation of a semiconductor surface has been shown to be possible at the femtosecond laser pulse action. Such excitation changes the surface optical response fundamentally and provides the circumstances for the generation of the surface electromagnetic waves of different types. The relation between the near-surface photoinduced electronic processes and the formation of surface periodic microstructures observing in the experiments by the silicon targets irradiation was considered. Contribution of photo-emission proved to be determining factor during ultrashort laser action.