

УДК 53.03

# Формирование периодических наноструктур на поверхности алюминия под действием фемтосекундных лазерных импульсов

Е.В. Голосов<sup>1</sup>, А.А. Ионин<sup>2</sup>, Ю.Р. Колобов<sup>1</sup>, С.И. Кудряшов<sup>2</sup>, А.Е. Лигачев<sup>3</sup>,  
С.В. Макаров<sup>2,4</sup>, Ю.Н. Новоселов<sup>2</sup>, Л.В. Селезнев<sup>2</sup>, Д.В. Сеницын<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Белгородский государственный университет, 308015, Белгород, ул. Победы, 85

<sup>2</sup>Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, ГСП-1 Москва, Ленинский просп., 53

<sup>3</sup>Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

<sup>4</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409, Москва, Каширское ш., 31

E-mail: makser19@list.ru

Поступила в редакцию: 21.10.2010

Принята в печать: 09.12.2010

Под действием ИК (744 нм) и УФ (248 нм) фемтосекундных лазерных импульсов получены одномерные периодические нанорешетки на поверхности алюминия. Наноструктурирование образца проводилось в воде и на воздухе в доабляционном режиме. Исследована зависимость топологии поверхности от параметров лазерного излучения – длины волны, плотности энергии и числа импульсов, а также от среды, контактирующей с поверхностью. Выполнен расчет оптических характеристик алюминия в зависимости от электронной температуры, хорошо описывающий зависимость отражения р-поляризованных ИК фемтосекундных импульсов накачки от плотности энергии. С помощью рассчитанных оптических характеристик фотовозбужденного алюминия в рамках интерференционной модели оценены периоды поверхностных наноструктур алюминия при различной плотности энергии фемтосекундного лазерного излучения, хорошо согласующиеся с экспериментально измеренными периодами.

## PERIODICAL SURFACE NANOSTRUCTURES FORMATION ON BULK AL BY FEMTOSECOND LASER PULSES

One-dimensional periodical nanostructures were produced on an aluminum surface by femtosecond laser pulses with two different wavelengths (744 and 248 nm) in two different ambient environments (air and water). Laser fluence was less than the ablation threshold of the material. Surface topology dependence on the laser wavelength, fluence, numbers of incident pulses and type of environment were investigated. Modeling of the optical properties of the photo-excited aluminum allowed us to estimate periods of one-dimensional surface nanogratings on its surface for different laser fluences, which are in good agreement with the experimentally measured ones.

### ВВЕДЕНИЕ

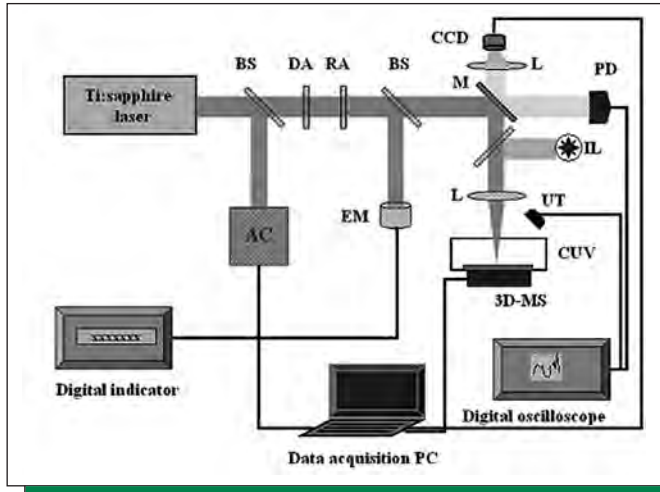
Как известно, свойства наноструктурированных поверхностей металлов существенно отличаются от их объемных свойств, что является основой для таких нелинейно-оптических эффектов, как усиленное поверхностью рамановское рассеяние и генерация второй гармоники [1, 2]. Впервые периодические структуры микронных размеров, полученные обыкновенной фокусировкой мощного лазерного излучения на поверхности металла, были экспериментально продемонстрированы более 40 лет назад [3]. С тех пор такие структуры, а также структуры с периодом много меньше длины волны, были неоднократно получены на поверхностях металлов [4, 5] и полупроводников [6, 7]. Однако для алюминия – одного из основополагающих материалов современной микроэлектроники и перспективного материала для нанопотоники и наноплазмоники – полученные ранее результаты весьма противоречивы – в работах [8] и [9] при похожих условиях эксперимента на поверхности были сформированы совершенно разные типы наноструктур.

В настоящей работе на механически полированной поверхности алюминия под действием фемтосекундных лазерных импульсов с различной поверхностной плотностью энергии записаны одномерные периодические наноструктуры, исследованные затем с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) с увеличением до 100000 раз. Экспериментально измеренные периоды наноструктур обнаруживают хорошее согласие с периодами, рассчитанными в рамках интерференционной модели [10] для разных значений плотности энергии падающего лазерного излучения с использованием рассчитанных оптических характеристик фотовозбужденного материала.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

В наших экспериментах использовалось линейно поляризованное излучение основной (центральная длина волны  $\lambda \approx 744$  нм, ширина полосы генерации на полувысоте 12 нм) и третьей гармоники (центральная длина волны  $\lambda \approx 248$  нм, ширина полосы генерации на полувысоте 1.5 нм) фемтосекундной Ti:Sa-лазерной установки (рис. 1) с длительностью ИК и УФ импульсов около 100 фс (в области взаимодействия), энергией до 8 мДж [4] (для третьей гармоники – до 0.5 мДж) и частотой следования 10 Гц; поперечное пространственное распределение лазерного поля соответствовало TEM<sub>00</sub> моде. Энергия лазерных импульсов регулировалась и контролировалась соответственно с помощью отражательных поляризационных ослабителей на соответствующий спектральный диапазон (Авеста Проект) и калибровочного фотодиода DET-210 (Thorlab), засвечиваемого слабым лазерным бликом через поворотное диэлектрическое зеркало. Значение энергии лазерного излучения (< 0.8 мДж) подобрано таким образом, чтобы избежать заметной деградации распределения плотности энергии на поверхности мишени, связанной с самофокусировкой в воздухе и сопутствующими ей эффектами хроматической эмиссии, филаментации и рассеяния на плазме.

Запись наноструктурированных участков – отдельных точек и дорожек – производилась путем фокусировки лазерного излучения в пятно диаметром 1 мм (на уровне  $1/e^2$ ) при нормальном падении на стационарную алюминиевую мишень или перемещавшуюся со скоростью 60 мкм/с. Мишень размещалась в пластиковой ванне, куда в ряде экспериментов наливался тонкий 1–1.5 мм слой воды. Исследование поверхности образцов проводилось с использованием растрового



**РИСУНОК 1** | На рисунке показана экспериментальная установка для нано- и микроструктурирования поверхностей. BS – полупрозрачное зеркало; DA, RA – дифракционный и отражательный ослабители; AC – автокоррелятор; PD – фотодиод; EM – термоэлектрический измеритель энергии, M – зеркало; L – кварцевая линза; CCD – видеокамера; IL – лампа подсветки; UT – ультразвуковой приемник; CUV – стеклянная кювета с образцом; 3D-MS – моторизированная трехмерно-подвижная подставка

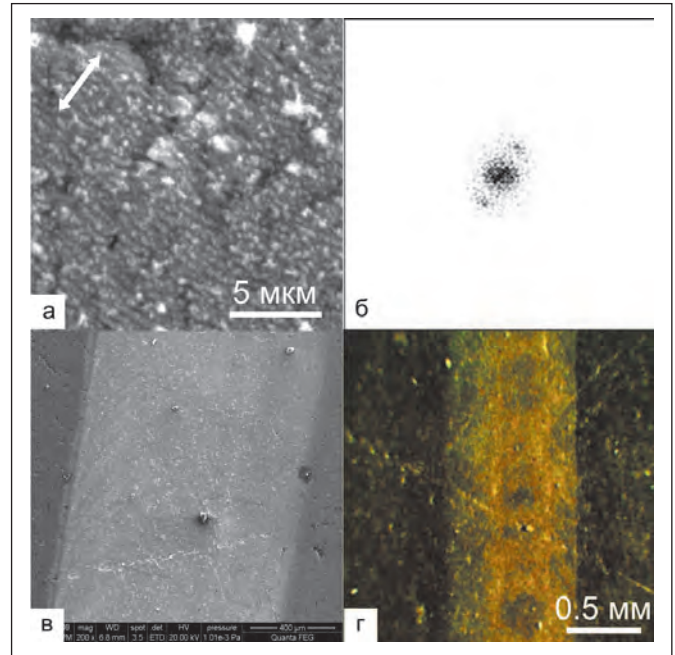
электронного микроскопа Quanta 600 F с полевой эмиссией при ускоряющем напряжении 20 кВ.

Для изучения оптических характеристик фотовозбужденного алюминия на свежих участках поверхности материала были проведены измерения коэффициента самоотражения под углом  $45^\circ$  единичных фокусированных линейно поляризованных фемтосекундных лазерных импульсов на длине волны  $\lambda \approx 800$  нм в зависимости от плотности поглощенной энергии. Энергия зеркально отраженного излучения измерялась с помощью пирозлектрического детектора при различных значениях падающей энергии одиночных импульсов.

**РЕЗУЛЬТАТЫ**

При воздействии ИК фемтосекундного лазерного излучения с длиной волны  $\lambda \approx 744$  нм на образец алюминия, находящийся в воздухе, при плотности энергии  $F = 0.22$  Дж/см<sup>2</sup> и числе импульсов  $N = 60$  наблюдается формирование одномерной поверхностной периодической субволновой решетки (рис. 2) со средним периодом  $\Lambda \approx 0.53$  мкм. Полученные структуры имеют относительно четко выделенную направленность поперек вектора поляризации падающего электромагнитного излучения, что является одним из основных доказательств интерференционной природы возникновения таких структур [10]. При уменьшении плотности энергии от 0.17 Дж/см<sup>2</sup> до 0.09 Дж/см<sup>2</sup> в диапазоне значений числа падающих лазерных импульсов от  $N = 1000$  до  $N = 3000$  выраженных одномерных периодических структур не обнаружено, хотя в некоторых областях заметны деградировавшие квазипериодические структуры с периодом около  $\Lambda \approx 0.5$  мкм. Следует отметить, что все поверхностные структуры в воздухе получены при плотностях энергии, существенно меньших порога абляции объемного алюминия  $F_{abl} = 0.74$  Дж/см<sup>2</sup> [11].

Несколько иная ситуация возникает в том случае, когда образец при ИК фемтосекундном лазерном структурировании находится под миллиметровым слоем воды. В этом случае периодическая модуляция рельефа в многоимпульсном режиме записи ( $N = 300...3000$ ) наблюдалась уже при плотности энергии немногим выше 0.06 Дж/см<sup>2</sup>. На рис. 3 представлена эволюция топологии поверхности с ростом  $N$ , и,

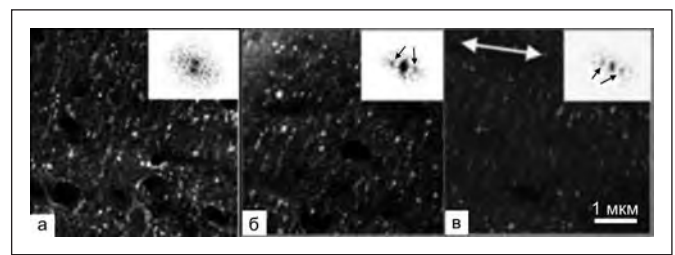


**РИСУНОК 2** | На рисунке показаны: а) изображение СЭМ структурированной поверхности алюминия при плотности энергии  $F = 0.22$  Дж/см<sup>2</sup> и числе взаимодействовавших импульсов  $N = 60$ ; б) двумерное Фурье преобразование поверхности; общий вид структурированной области, полученный с помощью СЭМ (в) и оптического микроскопа (г). Стрелка показывает расположение поляризации падающего излучения

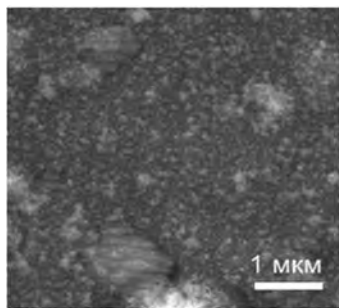
как видно, чем больше число упавших на поверхность лазерных импульсов, тем более выраженной становится Фурье-компонента пространственного спектра поверхности, соответствующая среднему периоду поверхностной решетки  $\Lambda \approx 0.43$  мкм. Ширина самих нановыступов составила около 60 нм.

Использование УФ фемтосекундного лазерного излучения с длиной волны  $\lambda = 248$  нм, плотностью энергии до 0.06 Дж/см<sup>2</sup> и числом импульсов  $N = 60$  не привело к созданию поверхностных одномерных нанорешеток. Как видно на рис. 4, в этом случае периодическая модуляция поверхности со средним периодом  $\Lambda \approx 0.18$  мкм происходит только локально в областях площадью менее 1 мкм<sup>2</sup>. Такая картина схожа со случаем структурирования сухой поверхности алюминия ИК импульсами при плотностях энергии ниже порога образования периодического нанорельефа.

Важно также отметить, что все участки поверхности, обработанные ИК и УФ фемтосекундными лазерными импульсами, приобрели желтоватую окраску, а размер наноструктури-



**РИСУНОК 3** | На рисунке показаны СЭМ снимки поверхностей алюминия, структурированных под слоем воды при плотности энергии лазерных импульсов  $F = 0.13$  Дж/см<sup>2</sup> и при разном числе импульсов: а) 300, б) 1000, в) 3000. В углу каждого снимка изображен пространственный двумерный Фурье-спектр соответствующей поверхности. Стрелка показывает направление поляризации падающего излучения



**РИСУНОК 4** | На рисунке показан СЭМ снимок полученной нанощероховатости поверхности с локальным возникновением периодических структур. Плотность энергии  $F = 0.12$  Дж/см<sup>2</sup>, число импульсов  $N = 30$ , длина волны воздействующего излучения  $\lambda = 248$  нм

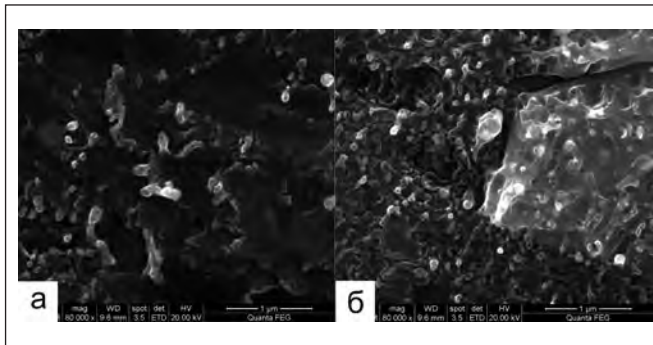
рованной области, наблюдаемой в СЭМ, в точности совпадает с областью изменения окраски поверхности материала (рис. 2); причем как с увеличением числа структурирующих лазерных импульсов, так и с увеличением плотности энергии окраска поверхности становилась все более выраженной, что связано с ростом плотности наноструктур на единицу площади поверхности (рис. 5). Причина изменения окраски поверхности алюминия, предположительно, связана со сдвигом плазмонного резонанса в область ближнего УФ так, что часть пика поглощения располагается в синей области видимого диапазона [9].

#### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

Анализ полученных снимков СЭМ показал, что на образцах, полученных на сухой поверхности при небольших плотностях энергии  $F_{col} < F < 0.17$  Дж/см<sup>2</sup> и длине волны лазерного излучения  $\lambda = 744$  нм, преимущественно образуются хлопьевидные субмикро- и нанообразования, где  $F_{col} = 0.045$  Дж/см<sup>2</sup> – значение порога модифицирования (окрашивания) сухой поверхности для одиночного импульса (рис. 6). Периодические наноструктуры на сухой поверхности записывались только при плотностях энергии, больших  $F_{nano} = 0.19 \pm 0.02$  Дж/см<sup>2</sup>, причем чем выше была плотность энергии, тем меньше требовалось импульсов для периодизации рельефа поверхности.

Наноструктуры, записанные под слоем воды, качественно отличаются от структур, полученных на сухой поверхности. Во-первых, для экспериментов под слоем жидкости наблюдается полное отсутствие хлопьевидных образований, что также наблюдалось в работе [9], где структурирование проводилось в этаноле. Во-вторых, отличаются пороговые значения  $F_{col}$  формирования нерегулярных поверхностных наноструктур – в воде порог ( $F_{col} = 0.03$  Дж/см<sup>2</sup>) в 1.5 раза ниже, чем на воздухе (рис. 6), а для формирования периодического нанорельефа в воздухе требуется примерно втрое большие значения плотности энергии  $F_{nano}$ , чем в воде.

Похожие структуры были получены и в других работах [8, 9], однако одномерной периодической модуляции поверхности в работе [9] не было обнаружено, а в [8] периодизация была получена при существенно меньших плотностях энергии, что может быть связано с различием в использованной длине волны лазерного излучения, так как вблизи 800 нм (энергия фотона – 1.5 эВ) имеет место существенный вклад межзонных переходов в диэлектрическую проницаемость алюминия [12].



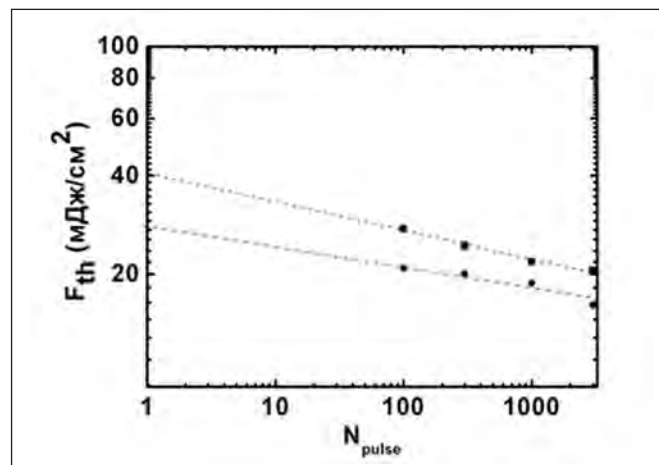
**РИСУНОК 5** | На рисунке показаны поверхностные структуры алюминия, полученные под слоем воды при одинаковом числе импульсов  $N = 300$ , но при различной плотности энергии: а)  $F = 45$  мДж/см<sup>2</sup> и б)  $F = 130$  мДж/см<sup>2</sup>. Число наноструктур на единицу площади поверхности растет с увеличением плотности энергии

#### РАСЧЕТ ПЕРИОДОВ ПОВЕРХНОСТНЫХ НАНОРЕШЕТОК

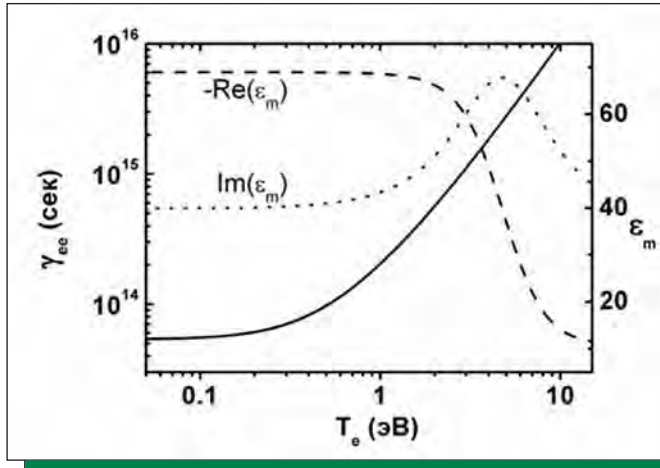
Значения периодов поверхностных нанорешеток для  $\lambda = 744$  нм можно оценить, используя интерференционную модель и оптические характеристики фотовозбужденного алюминия, а именно, зависимость диэлектрической проницаемости электронного газа, описываемой моделью Друде, от электронной температуры. Из интерференционной модели следует, что появление лазерно-индуцированной поверхностной периодической структуры связано с интерференцией падающей электромагнитной волны с возбуждаемым ею поверхностным плазмоном, а период такой структуры ( $\Lambda$ ) равен длине волны последнего. Дисперсионное соотношение для поверхностных плазмонов, распространяющихся вдоль плоской поверхности металла, граничащего с диэлектриком, выглядит следующим образом [13]

$$k_{sp} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}}, \quad (1)$$

где  $k_{sp}$  – волновой вектор (комплексный) поверхностного плазмона,  $\omega$  – частота возбуждающей электромагнитной волны,  $c$  – скорость света в вакууме,  $\epsilon_m = \epsilon_1 + i\epsilon_2$  и  $\epsilon_d$  – комплексные диэлектрические проницаемости металла и прилегающего к поверхности диэлектрика. Затуханием в диэлек-



**РИСУНОК 6** | На рисунке представлены экспериментальные зависимости порогов окрашивания поверхности алюминия от числа лазерных импульсов. Квадраты – структурирование сухой поверхности  $F_{col}(1) = 0.045$  Дж/см<sup>2</sup>; круги – структурирование под слоем воды  $F_{col}(1) = 0.03$  Дж/см<sup>2</sup>



**РИСУНОК 7** | На рисунке представлены зависимости частоты электронных столкновений, реальной и мнимой частей диэлектрической проницаемости алюминия для  $\lambda = 744$  нм от электронной температуры. Сплошная линия – частота электронных столкновений (левая ось); штриховая линия (правая ось) – реальная часть диэлектрической проницаемости алюминия с обратным знаком; пунктирная линия (правая ось) – мнимая часть диэлектрической проницаемости алюминия

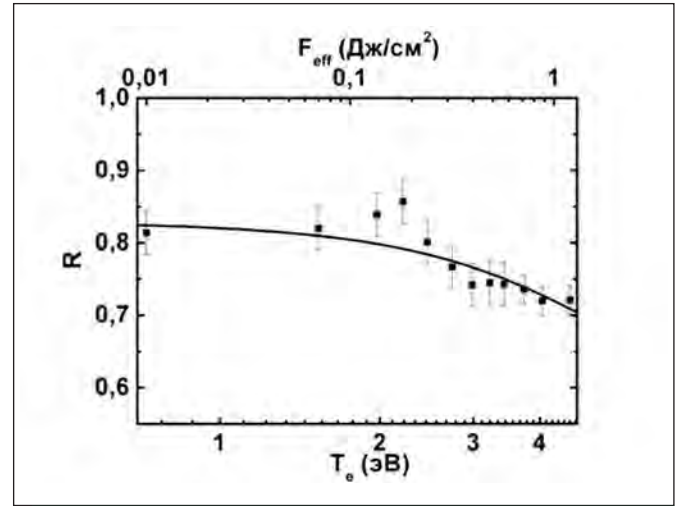
трике с высокой точностью можно пренебречь, а для алюминия в области частот ближнего ИК ( $\hbar\omega \sim 1.6$  эВ) учет мнимой части диэлектрической проницаемости крайне необходим. Тогда из уравнения (1) с учетом мнимой части диэлектрической проницаемости алюминия и связи действительной части волнового вектора поверхностного плазмона с его периодом можно получить

$$\text{Re}(k_{sp}) = \frac{2\pi}{\Lambda} \approx \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_d [\epsilon_1(\epsilon_d + \epsilon_1) + \epsilon_2^2]}{(\epsilon_d + \epsilon_1)^2 + \epsilon_2^2}} \quad (2)$$

В выборе диэлектрической проницаемости диэлектрика есть некоторая трудность, связанная с наличием естественного оксидного слоя алюминия. Учесть его можно двумя способами: либо рассматривать слоистую структуру «металл-оксид-атмосфера», либо, с целью лишь оценить период поверхностных структур, полностью пренебречь атмосферой и рассматривать распространение поверхностного плазмона только вдоль границы металл-оксид. Для интерпретации экспериментальных данных мы для простоты использовали второе, более грубое, предположение ( $\epsilon_d(744\text{нм}) = 3.17$ ), которое тем не менее с учетом дополнительного лазерно-индуцированного окисления поверхности алюминия при многоимпульсном лазерном воздействии дало значения периодов нанорешеток, близкие к экспериментальным, и позволило объяснить причину столь малого отличия в значениях периодов для записи поверхностных нанорешеток в различных средах.

Для случая взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с металлами необходимо рассматривать процесс нагрева поверхности как мгновенный нагрев электронов проводимости до температур порядка нескольких эВ, в то время как температура решетки остается близкой к начальной. На временах порядка длительности импульса время релаксации электронов определяется, главным образом, электрон-электронными столкновениями, тогда из модели Друде с учетом вклада решетки  $\epsilon_b(\omega)$  [14] имеем

$$\epsilon_m(\omega) = \epsilon_b(\omega) - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma_{ee}^2} \left( 1 - i \frac{\gamma_{ee}}{\omega} \right), \quad (3)$$



**РИСУНОК 8** | На рисунке дано сопоставление экспериментальных (от плотности энергии) и теоретических (от электронной температуры) данных коэффициента самоотражения для угла падения  $\theta = 45^\circ$  р-поляризованного фемтосекундного лазерного импульса ( $\lambda = 800$  нм). Сплошная линия – теоретическая зависимость; черные квадраты – экспериментальные значения

где  $\omega_p$  – плазменная частота ( $\hbar\omega_p = 12.7$  эВ для алюминия [15]),  $\epsilon_b(744\text{нм}) \approx -10.8 + i38.7$  – вклад решетки в диэлектрическую проницаемость алюминия, полученный путем вычитания из полной диэлектрической проницаемости алюминия [15] вычисленного Друде-вклада электронов проводимости при следующих параметрах:  $\omega = 2.53 \cdot 10^{15} \text{с}^{-1}$ ,  $\omega_p = 1.93 \cdot 10^{16} \text{с}^{-1}$  и из формулы (4)  $\tau_{ee}(300 \text{ K}) = 1.87 \cdot 10^{-14} \text{с}$ ,

$$\gamma_{ee} = \frac{1}{\tau_{ee}(T_e)}$$

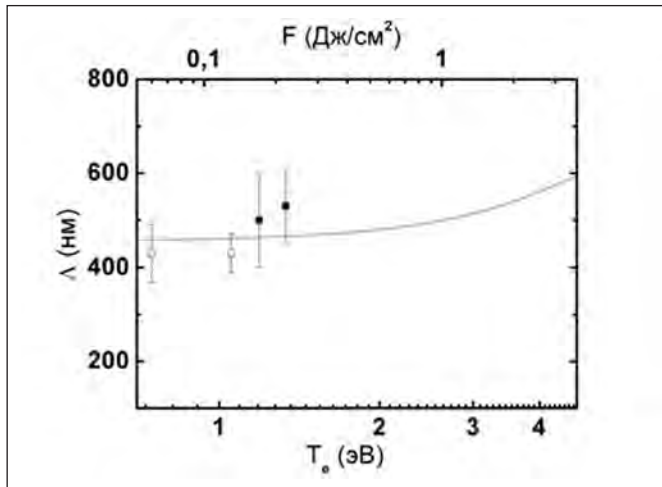
– обратное время столкновения электронов, которое определяется по известному [16] выражению:

$$\tau_{ee}(T_e) = K_{ee}^{-1} \frac{1 + \exp[(E_F - E) / k_B T_e]}{(\pi k_B T_e)^2 + (E_F - E)^2}, \quad (4)$$

$$\text{где } K_{ee} = \frac{\pi^2 \sqrt{3} \omega_p}{128 E_F^2}$$

(для алюминия равная  $0.0192 \text{ фс}^{-1} \text{эВ}^{-2}$ ),  $E_F$  – энергия Ферми (для алюминия  $E_F = 11.7$  эВ),  $k_B$  – константа Больцмана,  $E$  – энергия возбужденных электронов проводимости, которая, по сути, равна  $E_F + \hbar\omega$ . Подставляя полученные значения зависимости  $\gamma_{ee}(T_e)$  в формулу (3), получим зависимости для действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости от электронной температуры. Для фемтосекундных лазерных импульсов на других длинах волн подобный расчет для алюминия проведен в работах [17, 18]. Полученные зависимости  $\gamma_{ee}(T_e)$ ,  $\text{Re}[\epsilon_m(T_e)]$  и  $\text{Im}[\epsilon_m(T_e)]$  для  $\lambda = 744$  нм (рис. 7) показывают, насколько существенно влияние лазерного возбуждения и электронной температуры, в частности, на оптические характеристики алюминия.

Зависимость температуры неравновесного электронного газа ( $T_e$ ) от плотности энергии падающего фемтосекундного лазерного излучения может быть оценена следующим образом. Получив мгновенные оптические характеристики поверхности алюминия, можно вычислить по формулам Френеля самоотражение импульса накачки в зависимости от электронной температуры и сопоставить полученные значения с экспериментальными данными самоотражения импульсов накачки. На рис. 8 представлено сопоставление



**РИСУНОК 9** | На рисунке показано сравнение экспериментальных данных с результатами расчета периода поверхностных нанорешеток для длины волны фемтосекундного лазерного излучения  $\lambda = 744$  нм. Черные квадраты – значения для структурирования в воздухе, белые круги – в воде

расчетной зависимости самоотражения  $R$  ИК фемтосекундного лазерного импульса для угла падения  $\theta = 45^\circ$  и экспериментальных данных для таких же условий.

Сопоставленные таким образом расчетные и экспериментальные значения в логарифмических осях абсцисс дают прямую связь поглощенной плотности энергии лазерного излучения ( $F_{eff}$ ) с электронной температурой. Поглощенная плотность энергии выражается через падающую плотность энергии как

$$F_{eff} = F \cdot [1 - R(T_e)], \quad (5)$$

где  $R(T_e)$  – коэффициент отражения от поверхности, который также является функцией электронной температуры и вычислен по формулам Френеля.

Рассчитав период поверхностного плазмона по формуле (2) с учетом зависимости диэлектрической проницаемости от электронной температуры (формулы 3 и 4), получим зависимость периода нанорешеток от температуры электронного газа, так как из интерференционной модели следует, что период поверхностных нанорешеток совпадает с периодом поверхностного плазмона. Далее, из полученной нами зависимости электронной температуры от плотности лазерной энергии, падающей на поверхность алюминия, можно построить зависимость периода поверхностных нанорешеток

от плотности энергии. Сравнение теоретических и экспериментальных значений периода поверхностных нанорешеток на алюминии показано на рис. 9, из которого видно, что экспериментальные и расчетные значения периода поверхностной одномерной нанорешетки увеличиваются с ростом плотности энергии лазерного излучения.

**ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

Таким образом, в данной работе с помощью электронной и оптической микроскопии исследованы периодические и неперидические наноструктуры на поверхности алюминия, полученные на двух длинах волн фемтосекундного лазерного излучения (744 и 248 нм) в широком диапазоне числа импульсов ( $N = 10 \dots 3000$ ) как на сухой поверхности, так и под слоем воды. Установлено, что период одномерной периодической нанорешетки зависит от длины волны – для  $\lambda = 744$  нм  $\Lambda \approx 430-530$  нм, а для  $\lambda = 248$  нм,  $\Lambda \approx 180$  нм, а ориентация штрихов перпендикулярна поляризации падающей электромагнитной волны, что соответствует выводам интерференционной модели.

Наибольший интерес представляют наноструктуры, полученные с помощью ИК фемтосекундного лазерного излучения, так как их период существенно меньше, чем у полученных ранее структур в работе [8], и, в отличие от структурирования излучением УФ диапазона, периодизация поверхностного рельефа наблюдается на значительной площади лазерного пятна, а не локально на небольших участках поверхности.

Сопоставление электронной температуры и поверхностной плотности энергии падающего лазерного излучения позволило теоретически оценить значения периодов поверхностных нанорешеток в зависимости от величины последнего фактора. Полученные из интерференционной модели, с учетом влияния на оптические характеристики времени электрон-электронной релаксации, теоретические значения периодов поверхностных нанорешеток согласуются с нашими экспериментальными данными.

Также оценены пороги модификации оптических свойств поверхности алюминия для воздуха (0.045 Дж/см<sup>2</sup>) и воды (0.03 Дж/см<sup>2</sup>), то есть определены условия для создания так называемого позолоченного алюминия (golden aluminum – в англоязычной литературе), окрас которого перманентен и не зависит от качества полировки поверхности. ■

*Работа поддержана РФФИ  
(гранты № 09-02-12018-офи\_м, 10-08-00941а,  
11-02-01202-а, 11-08-01165-а).*

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

- Garcia-Vidal F.J. and Pendry J.B. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 1163.
- Chen C.K., de Castro A.R.B. and Shen Y.R. // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 46. P. 145.
- Birnbaum M. // J. Appl. Phys. 1965. V. 36. P. 3688.
- Голосов Е.В., Емельянов В.И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. С. 116.
- Wang J. and Guo C. // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 87. P. 251914.
- Ionin A.A., Kudryashov S.I. et al. // Proc. SPIE. 2010. V. 7719. P. 771921.
- Bonse J., Rosenfeld A. and Krüger J. // J. Appl. Phys. 2009. V. 106. P. 104910.
- Vorobyev A.Y. and Guo C. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. P. 041914.
- Stratakis E., Zorba V. et al. // Nanotechnology. 2009. V. 20. P. 105303.
- Sipe J.E., Young J.F. et al. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. P. 2.
- Anisimov S.I., Inogamov N.A. // Appl. Phys. A. 2008. V. 92. P. 939.
- Ehrenreich H. et al. // Phys. Rev. 1963. V. 132. P. 5.
- Климов В.В., Наноплазмоника. М: Физматлит. 2010.
- Del Fatti, Bouffanais R. et al. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 922.
- Palik E.D. (Ed.), Handbook Opt. Const. Solids. NY: Academic Press. 1998.
- Groeneveld R., Sprik R. et al. // Phys. Rev. B. 1995. V. 51. P. 17.
- Агранат М.Б., Андреев Н.Е. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 85. С. 328.
- Inogamov N.A., Zhakhovskii V.V. et al. // Appl. Surf. Sci. 2009. V. 255. P. 9712.