

## ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО

# Разрушение поглощающих металлических плёнок при лазерной печати гелевыми микрокаплями

В.С.Жигарьков, Н.В.Минаев, В.И.Юсупов

*Проведена оценка степени разрушения и испарения металлических плёнок (Au и Ti, толщина ~50 нм) с гелевым слоем при лазерном переносе малых объёмов гелевого субстрата в зависимости от величины лазерного флюенса. С помощью пробного пучка He-Ne-лазера исследована динамика этих процессов для сухих плёнок и плёнок с гелевым слоем при флюенсах, близких к пороговым значениям. Показано, что наличие геля приводит к повышению порога абляции, однако время, в течение которого завершается процесс структурных изменений материала плёнки, существенно не меняется. Полученные результаты могут быть использованы для совершенствования технологии лазерной биопечати.*

**Ключевые слова:** лазерная печать, гелевые микрокапли, металлические плёнки Au и Ti, абляция.

### 1. Введение

Технология лазерно-индуцированного прямого переноса вещества, или лазерной печати [1–10], находит самое широкое применение в биомедицине. Одним из успешно развиваемых направлений является метод лазерной инженерии микробных систем (ЛИМС) [3, 11] для выделения некультивируемых и трудно культивируемых микроорганизмов [12, 13]. Метод основан на переносе малых объёмов гелевого субстрата с живыми клетками и микроорганизмами за счёт термокавитации, обусловленной поглощением лазерного импульса наносекундной длительности тонким металлическим слоем.

При осуществлении лазерной печати на донорную пластину (стеклянная пластина с тонким поглощающим металлическим слоем на основе золота, титана, хрома и т.п.) наносится слой гелевого субстрата, который может содержать биомолекулы [2, 3], живые клетки [1], микроорганизмы [4, 11–13]. Воздействие сфокусированного импульсного лазерного излучения приводит к локальному нагреву металлического слоя и возникновению быстро расширяющегося кавитационного пузыря [11], в результате на приёмные среды переносится малый объём геля, содержащий в себе небольшое число живых клеток или микроорганизмов. Однако из-за сильного нагрева воздействие сфокусированного излучения приводит к разрушению и испарению металлической плёнки, а также к выбросу образовавшихся металлических частиц вместе с гелевым субстратом [11, 14]. Эти факторы могут оказывать влияние на переносимые живые системы, поэтому для совершенствования технологии лазерной печати необходимо подобрать оптимальные режимы лазерного воздействия. Для этого следует рассмотреть процессы, протекающие в результате поглощения лазерного им-

пульса наносекундной длительности, с таким же временным разрешением, уделив особое внимание динамике изменения морфологии, плавления и разрушения поглощающей плёнки при лазерных флюенсах (поверхностная плотность энергии) как выше, так и ниже порога абляции. Исследования необходимо проводить как со слоем геля на металлической плёнке (условия лазерной печати гелевыми микрокаплями), так и без него.

Поставленная задача может быть эффективно решена путём изучения динамики отражательной способности тонкого поглощающего металлического слоя с помощью зондирующего лазерного излучения [15–19] и сопоставления полученных результатов с оптическими и электронными микроснимками разрушенных и модифицированных областей.

Цель настоящей работы – изучение динамики изменения морфологии и разрушения поглощающих плёнок Au и Ti донорной подложки при лазерном наносекундном воздействии с флюенсами как выше, так и ниже порога абляции в условиях переноса гелевых микрокапель.

### 2. Описание эксперимента

Схема эксперимента приведена на рис.1. Источником излучения с  $\lambda = 1064$  нм служил иттербиевый импульсный волоконный лазер YLPM-1-1x120-50-M (НТО «ИРЭ-Полос», Россия) с перестраиваемой длительностью импульсов ( $\tau = 1-120$  нс) и энергией в импульсе  $E_p = 2-900$  мкДж (параметр качества пучка  $M^2 < 1.34$ ). Калибровка энергии лазерных импульсов проводилась при помощи термосенсора S310C (Thorlabs, USA). Для управления излучением использовалась двухзеркальная гальваносканирующая головка LscanH-10-1064 (Атеко-ТМ, Россия) с объективом SL-1064-110-160 (Ronar-Smith, Сингапур) с фокусным расстоянием 160 мм (диаметр пятна в фокусе ~30 мкм). Настройка положения фокуса относительно исследуемого объекта выполнялась посредством моторизованного вертикального транслятора. Импульсное излучение воздействовало на металлические плёнки Ti и Au на стеклянных подложках. Толщина плёнок составляла ~50 нм. В ряде экспериментов на метал-

В.С.Жигарьков, Н.В.Минаев, В.И.Юсупов. Институт фотонных технологий ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Россия, 108840 Троицк, Москва, ул. Пионерская, 2; e-mail: vzhigarkov@gmail.com

Поступила в редакцию 27 августа 2020 г.

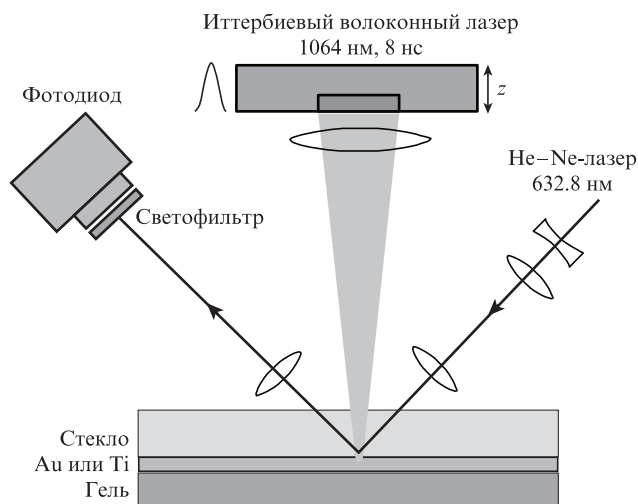


Рис.1. Схема эксперимента.

лическую плёнку наносился слой геля толщиной  $\sim 200$  мкм, представляющий собой 2%-ный водный раствор гиалуроновой кислоты.

Пучок одночастотного He-Ne-лазера L02/2 (SIOS, Германия) с высокой частотной стабильностью ( $\lambda = 632.8$  нм, выходная мощность 3 мВт) направлялся (под углом  $\sim 40^\circ$  к нормали к поверхности стеклянной подложки) в область импульсного лазерного воздействия с помощью системы зеркал, линз и микровинтов, а также расширителя пучка. Лазерное излучение фокусировалось на металлическом слое в пятно диаметром  $\sim 30$  мкм. Контроль фокусировки осуществлялся посредством цифровой камеры XCAM1080PHV/PHD/PHE (TourTek Photonics, Китай) с длиннофокусным объективом и рабочим полем  $4 \times 6$  мм. Излучение данного лазера состоит из двух взаимно перпендикулярных линейно поляризованных мод. В эксперименте использовалось излучение р-поляризации, которое было получено с помощью системы, включающей поляризатор, анализатор и полуволновую пластинку.

Отражённый пучок He-Ne-лазера фокусировался на поверхность активной области фотоприёмника ODA-04A (Авеста, Россия), снабжённого усилителем. Диаметр активной области фотоприёмника был равен 0.4 мм, его спектральный диапазон составлял 320–1000 нм, полоса пропускания – от 0 до 500 МГц, постоянная времени – около 2 нс. Перед фотоприёмником размещался узкополосный интерференционный светофильтр с полосой пропускания 625–640 нм. Регистрация сигнала He-Ne-лазера осуществлялась посредством цифрового четырёхканального осциллографа GDS-72304 (GW Instek, Тайвань) с полосой частот 0–300 МГц, синхронизация записи сигнала с импульсом, воздействующим на металлическую плёнку, – с помощью второго фотоприёмника OD-007B (Авеста, Россия) со спектральным диапазоном 900–1700 нм, полосой пропускания до 1700 МГц и постоянной времени 500 пс. Этот фотоприёмник размещался под исследуемым образцом, на оси источника импульсного лазерного излучения.

Образцы после лазерного воздействия исследовались с помощью сканирующего электронного микроскопа PHENOM ProX (Phenom World, Нидерланды), а также оптического 3D микроскопа HRM-300 Series, (Huvitz, Корея). Структура титановой плёнки на стеклянной под-

ложке анализировалась с использованием рентгеновского дифрактометра MiniFlex 600 (Rigaku, Япония).

### 3. Результаты измерений и их обсуждение

Известно, что при воздействии на металлическую поверхность короткого лазерного импульса с достаточно большой интенсивностью происходит интенсивный нагрев облучаемой области за счёт поглощения части излучения [14, 20]. В результате такого воздействия при превышении порога абляции происходит испарение материала в центре и оплавление по краям облучаемой области, а сопровождаемые гидродинамические эффекты способствуют частичному или полному удалению материала из зоны лазерного воздействия [21, 22].

По полученным зависимостям диаметров отверстий в металлических плёнках Ti и Au от энергии в импульсе, в предположении, что распределение интенсивности лазерного излучения в сечении пучка описывается функцией Гаусса, можно связать измеренные диаметры отверстий  $2r_d$  в плёнках Au и Ti с пороговым значением лазерного флюенса  $F_{th}$  [23]:

$$F_{th} = F \exp\left(-\frac{r_d^2}{2r_f^2}\right),$$

где  $F$  – флюенс лазерного импульса;  $r_d$  – измеренный радиус отверстия в плёнке;  $r_f$  – радиус пятна в фокусе. После преобразования исходного выражения получим

$$r_d^2 = 2r_f^2 \ln\left(\frac{F}{F_{th}}\right).$$

На рис.2 показаны зависимости квадрата диаметров полученных отверстий в плёнках Au и Ti от величины логарифма лазерного флюенса. Здесь же приведены соответствующие оптические микрофотографии. По полученным зависимостям оценены пороговые значения флюенсов  $F_{th}$  в случае сухих (без геля) плёнок: для золота  $F_{th} \approx 180$  мДж/см<sup>2</sup>, для титана  $F_{th} \approx 60$  мДж/см<sup>2</sup>.

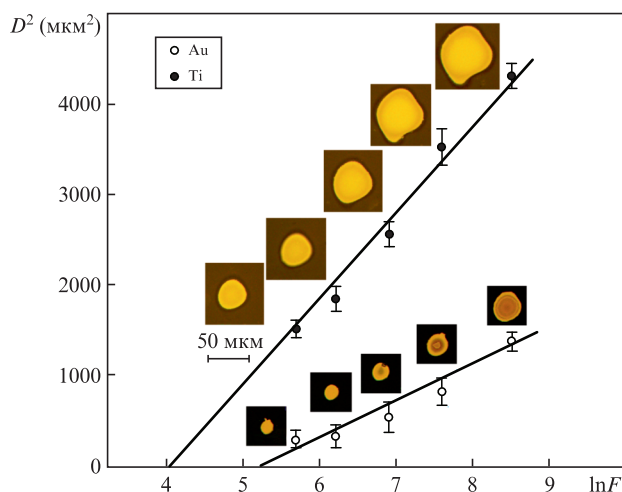


Рис.2. Зависимости квадрата диаметров полученных отверстий в плёнках Au и Ti без слоя геля от натурального логарифма лазерного флюенса (в мДж/см<sup>2</sup>) и их линейные аппроксимации. На вставках показаны соответствующие оптические микрофотографии с подсветкой через плёнку. Цветные варианты рис.2, 5 и 7 помещены на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

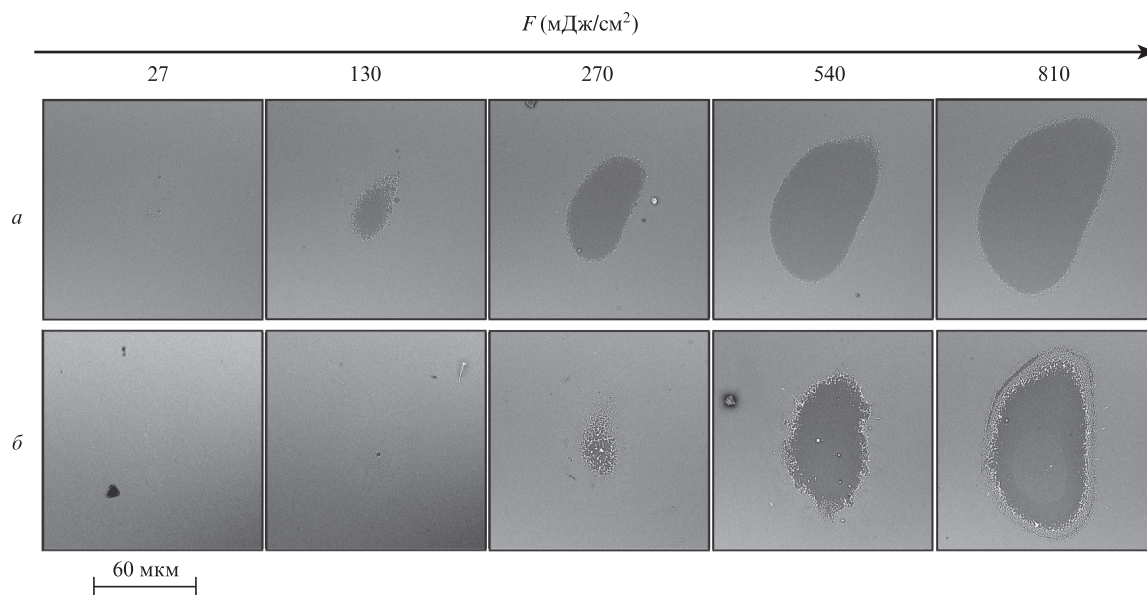


Рис.3. СЭМ-изображения поверхности титановой плёнки без геля (*a*) и при его наличии (*б*) при различных значениях флюенса.

Наличие слоя геля на поглощающем металлическом слое донорной подложки приводит к увеличению порога абляции. Как видно на примере титановой плёнки (рис.3), образование отверстия в ней происходит при больших значениях флюенса по сравнению с сухим образцом. Такой результат вполне ожидаем, поскольку присутствие геля приводит к дополнительному оттоку тепла от металлической плёнки и уменьшению её нагрева. Отметим, что видимое разрушение плёнки в области лазерного воздействия отсутствует при минимальном значении флюенса ( $27 \text{ мДж/см}^2$ ) и наличии геля (рис.3,*б*). В случае сухой

плёнки при таком же флюенсе в пятне воздействия можно разглядеть присутствие трещин и микронных отверстий. Подобные трещины наблюдаются и в периферийной области пятна при больших значениях флюенса.

На рис.4 приведены СЭМ-изображения и топографическая картина поверхностей плёнок Ti и Au при пороговых значениях лазерного флюенса. В случае золотой плёнки в центре лазерного пятна наблюдаются её сильная деформация в области  $\sim 15 \text{ мкм}$  и небольшое разрушение с образованием разрыва  $\sim 1 \text{ мкм}$ . Вероятно, в центре пятна была достигнута температура плавления золота, а де-

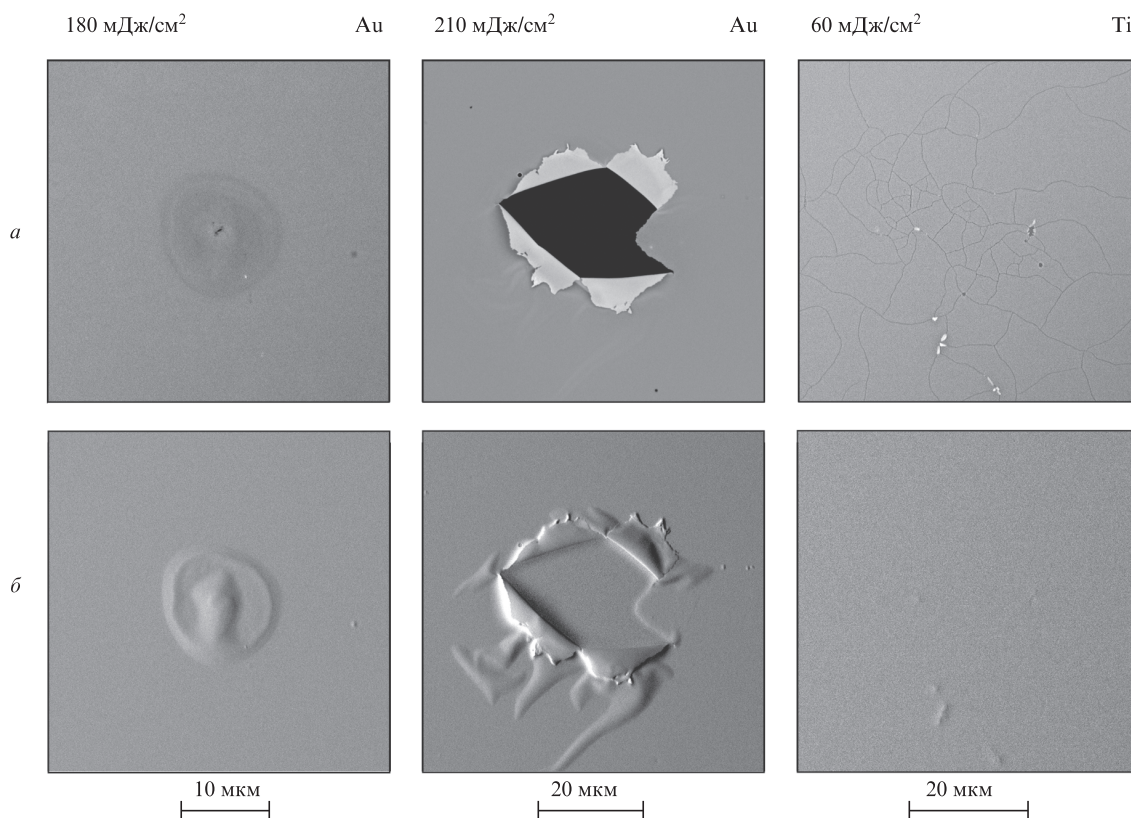


Рис.4. Изображения поверхностей золотой и титановой плёнок в области импульсного лазерного воздействия при близких к пороговым значениям флюенса: *a* – СЭМ-изображения металлической плёнки; *б* – топографическая картина поверхности.

формация плёнки произошла в результате её ударного отслоения от подложки. Стоит также отметить, что увеличение флюенса до  $210 \text{ мДж/см}^2$  приводит к образованию отверстия в золотой плёнке, связанного с возникновением нескольких радиальных разрывов (из-за крайне слабой адгезии плёнки Au к стеклянной подложке) и отслоением лепестков.

На СЭМ-изображениях поверхности титановой плёнки (рис.4) видно, что в процессе термического лазерного воздействия произошло изменение морфологии плёнки, характеризующееся образованием многочисленных трещин нерегулярной структуры. При этом топографическая картина поверхности не выявила значительных перепадов высоты. Адгезия титановой плёнки к стеклянной подложке очень высокая, поэтому импульсного давления в данном случае оказалось недостаточно для отслоения плёнки от подложки. Мы полагаем, что наблюдаемый эффект образования трещин возникает за счёт различных значений коэффициентов температурного расширения стекла и металла.

Описанные выше изменения морфологии металлических плёнок, а также их импульсный нагрев приводят к временным изменениям отражательной способности плёнок. Динамика этих изменений определяет временные зависимости коэффициентов отражения и рассеяния пробного пучка He–Ne-лазера от металлической поверхности и, соответственно, сигнала на выходе фотодиода (см. рис.1).

На рис.5 приведены зависимости от времени коэффициентов отражения пробного пучка He–Ne-лазера в результате импульсного лазерного воздействия на золотую плёнку без геля (рис.5,а) и с гелевым слоем (рис.5,б).

Изменения отражательной способности плёнки Au, связанные с импульсным нагревом, можно описать исходя из классической теории Друде. Согласно этой теории поглощённую энергию свободные электроны передают в результате столкновений кристаллической решётке [24]. На длине волны  $632.8 \text{ нм}$  отражательная способность уменьшается с увеличением температуры вплоть до температуры плавления плёнки [19]. Поэтому измерение коэффициента отражения с наносекундным разрешением может быть использовано для определения начала плавления металлической поверхности и для оценки температуры в области импульсного воздействия. Характер изменения при нагреве коэффициента отражения золотой плёнки на длине волны  $632.8 \text{ нм}$ , рассчитанного по данным работ [25,26], представлен на рис.6. Из приведённой зависимости следует, что при нагреве золотой плёнки до точки плавления её коэффициент отражения должен уменьшиться на  $6.3\%$ .

Как следует из рис.5, при флюенсе  $180 \text{ мДж/см}^2$  в случае сухой плёнки и при флюенсе  $350 \text{ мДж/см}^2$  при наличии геля отражённый сигнал He–Ne-лазера после импульсного лазерного воздействия уменьшается примерно на  $6\%$ , а затем вновь выходит на начальный уровень. Согласно приведённому расчёту (см. рис.6) температура золотой плёнки достигает значения  $T_m$ . Однако времена, за которые коэффициент отражения  $R(t)$  возвращается к первоначальному значению, различаются мало: для плёнки без геля это время составляет  $\sim 40 \text{ нс}$ , а при наличии гелевого слоя – около  $60 \text{ нс}$ .

При большем значении флюенса ( $340 \text{ мДж/см}^2$ ) в случае сухой плёнки (рис.5,а) за время  $\sim 20 \text{ нс}$  происходит уменьшение коэффициента отражения до  $55\%$ , при этом

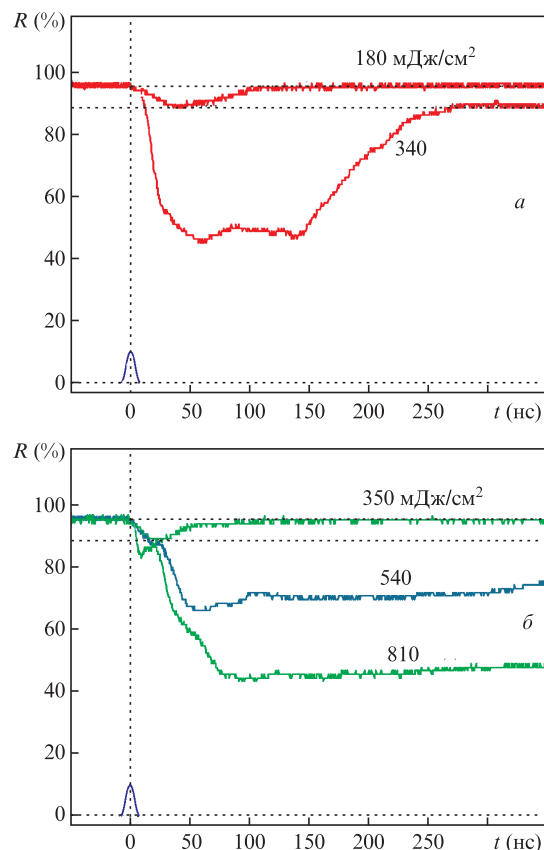


Рис.5. Динамика отражательной способности поверхности золотой плёнки на стеклянной подложке для р-поляризованного излучения He–Ne-лазера в результате воздействия лазерного импульса длительностью  $8 \text{ нс}$  на сухую металлическую плёнку (а) и плёнку с гелевым слоем (б) при различных значениях флюенса. Пунктирные горизонтальные линии соответствуют первоначальному уровню отражённого сигнала и снижению этого уровня на  $6\%$ , вертикальные линии – времени достижения максимума лазерного импульса (показан на рисунке).

$T_m$  достигается примерно за  $10 \text{ нс}$ . Во временном промежутке  $20–150 \text{ нс}$  наблюдаются флуктуации  $R(t)$ . Далее  $R(t)$  монотонно возрастает и выходит на постоянный уровень, который ниже первоначального значения примерно на  $6\%$ . Поскольку за время  $\sim 300 \text{ нс}$  золотая плёнка остыла,

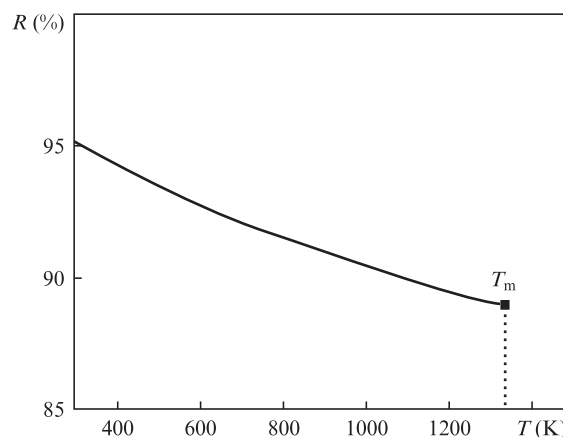


Рис.6. Зависимость коэффициента отражения золотой плёнки (рассчитанного по данным работ [25,26]) для р-поляризованного излучения He–Ne-лазера при угле падения  $40^\circ$  от температуры нагрева. Пунктирной линией отмечена температура плавления золота ( $T_m$ ).

то это уменьшение  $R(t)$  можно объяснить необратимыми изменениями структуры золотой плёнки [15].

В случае плёнки со слоем геля (рис.5,б) при флюенсе 540 мДж/см<sup>2</sup> наклон начального участка зависимости  $R(t)$  соответствует наклону при флюенсе 350 мДж/см<sup>2</sup>. При этом температура плавления достигается за то же время  $\sim 20$  нс. Однако в этом случае  $R(t)$  продолжает уменьшаться (с небольшими флуктуациями) и достигает минимума при  $t = 50$  нс. Далее наблюдается небольшое увеличение  $R(t)$  и выход на плато со значением  $\sim 70\%$  примерно через 100 нс. Произошедшие разрушение и модификация плёнки, вероятно, вызваны образованием отверстия малого диаметра с раскрытием лепестков и отслоением части плёнки от поверхности стеклянной подложки (см. рис.4).

Дальнейшее увеличение флюенса до 810 мДж/см<sup>2</sup> приводит к тому, что на начальном этапе скорость изменения  $R(t)$  увеличивается. Температура плавления достигается уже за время  $\sim 7$  нс. Затем  $R(t)$  постепенно уменьшается и примерно через 80 нс достигает своего минимума, фактически выходя на плато с  $R(t) \approx 45\%$ . По сравнению с плато при флюенсе 540 мДж/см<sup>2</sup> это плато находится гораздо ниже, что может быть объяснено большим диаметром образованного отверстия, а также более значительными разрушениями и морфологическими изменениями в области лазерного воздействия.

При импульсном лазерном воздействии на поверхность титановой плёнки коэффициент отражения необратимо уменьшается независимо от величины флюенса (рис.7). Увеличение флюенса в этом случае приводит к уменьшению отражённого сигнала, которое вызвано, вероятно, увеличением рассеяния на поверхности титана в связи с образованием трещин (см. рис.4). Деструкция сухой плёнки Ti (рис.7,а) по сравнению с деструкцией плёнки с нанесённым гелевым слоем (рис.7,б) происходит при меньшем флюенсе. Этот результат согласуется с результатами, полученными при анализе СЭМ-изображений (см. рис.3). Отметим, что во всех случаях время, за которое величина отражённого сигнала выходит на постоянный уровень, составляет  $\sim 50$  нс. При этом полученные экспериментальные кривые для сухой поверхности и поверхности с гелевым слоем не выявили существенных различий во временном характере сигнала. Из приведённых примеров видно, что все эти изменения в структуре и морфологии титановой плёнки носят необратимый характер.

В отличие от благородных металлов, титан является химически активным элементом, поэтому плёнку титана также характеризует постоянный оксидный слой на его поверхности [27, 28]. Так, данные рентгеновской дифрактометрии интактной плёнки титана продемонстрировали наличие оксидных форм титана в плёнке. Кроме того, при лазерном воздействии на титановую плёнку в водном растворе 2%-ной гиалуроновой кислоты также происходит химическая реакция с парами воды, что может приводить к образованию наночастиц нестехиометрического оксида титана [29] и других оксидных форм [30–32]. Всё это свидетельствует о необратимых изменениях, происходящих в металлической плёнке на основе титана и вызванных термическим воздействием лазерного импульса.

Лазерный перенос гелевых микрокапель на практике осуществляется при флюенсах выше пороговых значений. Проведённые эксперименты показали, что импульсное лазерное воздействие в этом случае приводит к разрушению металлических поглощающих плёнок и, очевидно, к выбросу металлических наночастиц с гелевыми ми-

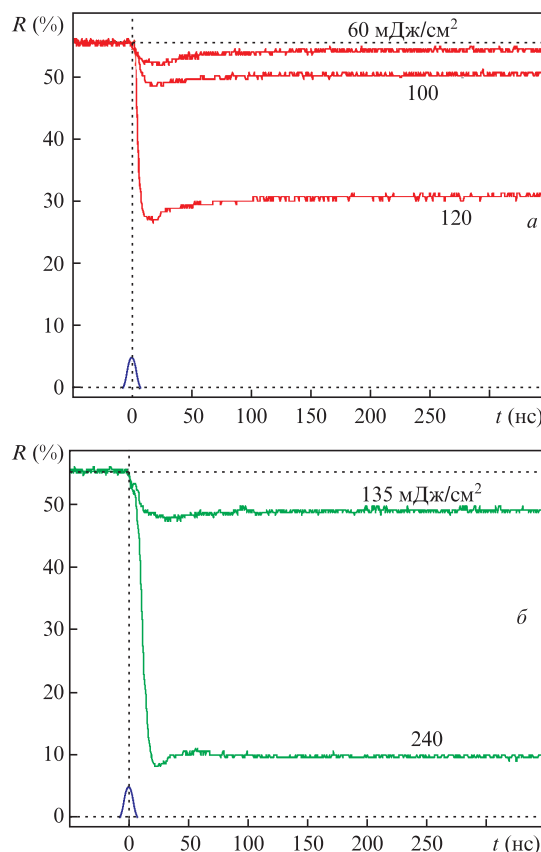


Рис.7. Динамика отражательной способности поверхности титановой плёнки на стеклянной подложке для р-поляризованного излучения He–Ne-лазера в результате воздействия лазерного импульса длительностью 8 нс на сухую металлическую плёнку (а) и на плёнку с гелевым слоем (б) при различных значениях флюенса. Пунктирные горизонтальные линии соответствуют начальному уровню отражённого сигнала, вертикальные – времени достижения максимума лазерного импульса (показан на рисунке).

кроаплями. Наличие наночастиц в гелевом субстрате может негативно сказываться на выживаемости переносимых клеток и микроорганизмов. Токсичность золотых наночастиц была исследована в работе [14]. Токсичности оксидов титана также посвящено значительное число работ. Ряд исследователей указывают на довольно высокое токсическое действие оксида титана на живые клетки [33, 34], другие, наоборот, не выявили токсичности [35, 36]. Вместе с тем полученные экспериментальные результаты на установке ЛИМС [12] показали высокую выживаемость клеток при использовании стеклянных подложек с титановым покрытием. Экспериментальные результаты [37] продемонстрировали, что использование стеклянных подложек с плёнкой Ti оказывает меньшее ингибирующее действие на микроорганизмы по сравнению с подложкой с плёнкой Au. За счёт высокой адгезии титановой плёнки к стеклянной подложке процент частиц на основе титана в гелевых микрокаплях будет заведомо ниже, чем при использовании стеклянных пластин с золотым покрытием. Поэтому использование титановых плёнок в экспериментах по гелевому переносу живых клеток и микроорганизмов является более перспективным.

#### 4. Заключение

В работе исследована динамика изменения морфологии и разрушения поглощающих плёнок Au и Ti донор-

ной подложки при лазерном наносекундном воздействии в условиях переноса гелевых микрокапель в диапазоне лазерных флюенсов как выше, так и ниже порога абляции. Выполнены экспериментальные оценки пороговых флюенсов в случае сухих плёнок и показано, что наличие гелевого слоя на металлической плёнке увеличивает её абляционный порог. Временные характеристики процессов разрушения и модификации плёнок с наносекундным разрешением получены по результатам измерения интенсивности отражённого пучка He–Ne-лазера.

Установлено, что для золотой плёнки лазерный нагрев вплоть до температуры плавления не приводит к её разрушению. При небольшом превышении порогового флюенса в плёнке Au возникает отверстие, связанное с образованием радиальных разрывов и отслоением лепестков. Для плёнки титана, как химически активного металла, термические воздействия вблизи порога абляции носят необратимый характер и ведут к деградации материала плёнки с образованием различных оксидных форм. Даже при допороговых значениях флюенса в плёнке Ti образуются многочисленные трещины и микроотверстия, приводящие к уменьшению отражённого сигнала. Показано, что наличие геля на плёнке приводит к повышению абляционного порога, однако время, в течение которого завершается процесс структурных изменений материала, существенно не меняется. Полученные результаты могут быть использованы для совершенствования технологии лазерной биопечати.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках государственного задания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН в части лазерных воздействий и Российского научного фонда (грант №20-14-00286) в части совершенствования технологии инженерии микробных систем.

- Koch L., Kuhn S., Sorg H., Gruene M., Schlie S., Gaebel R., et al. *J. Tissue Eng. Part C: Methods*, **16** (5), 847 (2010).
- Dinca V., Ranella A., Farsari M., Kafetzopoulos D., Dinescu M., Popescu A., Fotakis C. *Biomed. Microdevices*, **10** (5), 719 (2008).
- Zergioti I., Karaïskou A., Papazoglou D.G., Fotakis C., Kapsetaki M., Kafetzopoulos D. *Appl. Phys. Lett.*, **86** (16), 163902 (2005).
- Yusupov V.I., Gorlenko M.V., Cheptsov V.S., Minaev N.V., Churbanova E.S., Zhigarkov V.S., et al. *Laser Phys. Lett.*, **15** (6), 065604 (2018).
- Pohl R., Visser C.W., Römer G.W., Lohse D., Sun C., Huis B. *Phys. Rev. Lett.*, **3** (2), 024001 (2015).
- Brasz C.F., Yang J.H., Arnold C.B. *Microfluid Nanofluid*, **18** (2), 185 (2015).
- Delaporte P., Alloncle A.P. *Opt. Laser Technol.*, **78**, 33 (2016).
- Biver E., Rapp L., Alloncle A.P., Delaporte P. *Appl. Surf. Sci.*, **302**, 153 (2014).
- Duocastella M., Fernández-Pradas J.M., Morenza J.L., Serra P. *J. Appl. Phys.*, **106** (8), 084907(2009).
- Antoshin A.A., Churbanov S.N., Minaev N.V., Deying Z., Yuanyuan Z., Shpichka A.I., Timashev P.S. *Bioprinting*, **15**, e00052 (2019). DOI: 10.1016/j.bprint.2019.e00052.
- Юсупов В.И., Жигарьков В.С., Чурбанова Е.С., Чутко Е.А., Елашин С.А., Горленко М.В. и др. *Квантовая электроника*, **47** (12), 1158 (2017) [*Quantum Electron.*, **47** (12), 1158 (2017)].
- Kochetkova T.V., Zayulina K.S., Zhigarkov V.S., Minaev N.V., Chichkov B.N., Novikov A.A., et al. *Int. J. Syst. Evol. Microbiol.*, **70** (2), 1192 (2020).
- Gorlenko M.V., Chutko E.A., Churbanova E.S., Minaev N.V., Kachesov K.I., Lysak L.V., et al. *J. Biol. Eng.*, **12** (1), 27 (2018).
- Зарубин В.П., Жигарьков В.С., Юсупов В.Л., Карабутов А.А. *Квантовая электроника*, **49** (11), 1068 (2019) [*Quantum Electron.*, **49** (11), 1068 (2019)].
- Bischof J., Scherer D., Herminghaus S., Leiderer P. *Phys. Rev. Lett.*, **77** (8), 1536 (1996).
- Kuo C.C., Yeh W.C., Chen J.B., Jeng J.Y. *Thin Solid Films*, **515** (4), 1651 (2006).
- Hatano M., Moon S., Lee M., Suzuki K., Grigoropoulos C.P. *J. Appl. Phys.*, **87** (1), 36 (2000).
- Martan J., Cibulka O., Semmar N. *Appl. Surf. Sci.*, **253** (3), 1170 (2006).
- Boneberg J., Bischof J., Leiderer P. *Opt. Commun.*, **174** (1–4), 145 (2000).
- Kuznetsov A.I., Koch J., Chichkov B.N. *Opt. Express*, **17** (21), 18820 (2009).
- Low D.K.Y., Li L., Byrd P.J. *J. Manuf. Sci. Eng.*, **124** (4), 852 (2002).
- Hirano K., Fabbro R. *Phys. Procedia*, **12**, 555 (2011).
- Jandeleit J. et al. *Appl. Phys. A*, **63** (2), 117 (1996).
- Prokhorov A.M. et al. *Laser Heating of Metals* (Boca Raton: CRC Press, 2018).
- Beach R.T., Christy R.W. *Phys. Rev. B*, **16** (12), 5277 (1977).
- Reddy H. et al. *Opt. Mater. Express*, **6** (9), 2776 (2016).
- Григорьева Т.И., Хасанов Т.Х. *Оптика и спектроскопия*, **108** (4), 629 (2010).
- Meng L.J., dos Santos M.P. *Thin Solid Films*, **226** (1), 22 (1993).
- Симакин А.В., Воронов В.В., Шафеев Г.А. *Труды ИОФАН*, **60**, 83 (2004).
- Camacho-López S. et al. *Appl. Surf. Sci.*, **255** (5), 3028 (2008).
- Ardakani H.K. *Thin Solid Films*, **248** (2), 234 (1994).
- Либенсон М.Н., Шандыбина Г.Д., Шахмин А.Л. *ЖТФ*, **70** (9), 124 (2000).
- Vamanu C.I. et al. *Toxicol. in Vitro*, **22** (7), 1689 (2008).
- Jin C.Y. et al. *Chem. Res. Toxicol.*, **21** (9), 1871 (2008).
- Karlsson H.L. et al. *Chem. Res. Toxicol.*, **21** (9), 1726 (2008).
- Xia T. et al. *ACS Nano*, **2** (10), 2121 (2008).
- Cheptsov V.S. et al. *Lett. Appl. Microbiol.*, **67** (6), 544 (2018).