

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО**Влияние лазерного пробоя на фрагментацию наночастиц золота в воде**

А.А.Серков, П.Г.Кузьмин, И.И.Раков, Г.А.Шафеев

Изучен процесс фрагментации наночастиц золота в воде под действием наносекундного лазерного ИК излучения (1060–1070 нм). Исследовано поведение функции распределения наночастиц по размерам и спектра экстинкции при различных параметрах эксперимента. Изучены зависимости положения максимума распределения по размерам и его ширины от длительности импульса лазерного излучения и соответствующих характеристик лазерной плазмы, возникающей на наночастицах. Результаты объяснены через влияние плазмы на поглощение лазерного излучения коллоидным раствором.

Ключевые слова: лазерный пробой, фрагментация наночастиц в жидкости.

1. Введение

Взаимодействие импульсного лазерного излучения с коллоидными растворами наночастиц является объектом как теоретических, так и экспериментальных исследований на протяжении последних двух десятков лет. Как правило, такое взаимодействие приводит к уменьшению размеров наночастиц, называемому также фрагментацией [1–4]. Размер наночастиц уменьшается с увеличением числа лазерных импульсов, поглощенных наночастицей. Максимум функции распределения наночастиц по размерам при этом смещается в сторону меньших размеров.

Точного описания процесса фрагментации наночастиц под действием лазерного излучения в жидкостях на данный момент нет. Тем не менее существует множество работ, посвященных изучению возможных механизмов, совокупность которых определяет взаимодействие лазерного излучения с коллоидными растворами наночастиц. Все эти механизмы предполагают нагрев наночастицы до температуры плавления. Фрагментация при этом может происходить под действием гидродинамических неустойчивостей, возникающих на границе расплавленного металла с парами окружающей жидкости [5, 6], фототермических процессов [7] или кулоновского взрыва. В последнем случае из наночастиц эмитируется большое число

электронов, что приводит к их ионизации и к последующему спонтанному делению за счет кулоновского отталкивания. Авторы [8] использовали эту модель для интерпретации деления наночастиц серебра под действием пикосекундного лазерного излучения с длиной волны 355 нм, поскольку в процессе облучения частиц в рабочей жидкости наблюдались сольватированные электроны. В работах [9, 10] при воздействии наносекундного лазерного излучения на наночастицы золота в водном растворе лаурилсульфата натрия также наблюдались сольватированные электроны. Согласно результатам этих работ, при воздействии излучения с длиной волны 355 нм эффективность фрагментации выше, чем при воздействии, сопровождающемся возбуждением плазмонного резонанса наночастиц золота. Наблюдаемый эффект объясняется тем, что при внутризонном возбуждении происходит «выцветание» плазмонного резонанса, что ведет к уменьшению эффективного показателя поглощения. В случае возбуждения межзонного перехода время релаксации электронов меньше и снижения поглощения практически не происходит. В [11, 12] методами масс-спектрометрии были обнаружены положительные ионы золота. В качестве механизма образования была предложена термоэлектронная эмиссия, происходящая вследствие возбуждения межзонного перехода.

Стоит отметить, что во всех упомянутых работах немаловажную роль играет эмиссия электронов из наночастиц (вне зависимости от конкретных механизмов). Известно, что при определенных экспериментальных параметрах возможно образование плазмы с критической концентрацией свободных электронов, причем эта плазма может играть ключевую роль в процессе фрагментации. Отметим, что максимум поглощения большинства наночастиц находится в видимой и УФ областях спектра [13]. Таким образом, при использовании лазерных ИК источников поглощение излучения определяется главным образом поглощением плазмы, образующейся вокруг наночастиц. Также следует подчеркнуть, что на возникновение плазменного факела, как правило, требуется от десятков до сотен пикосекунд [14, 15]. Следовательно, при использовании лазерных источников с длительностью

А.А. Серков. Научный центр волновых исследований Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141701 Долгопрудный, Институтский пер., 9; e-mail: antonserkov@gmail.com
П.Г. Кузьмин, И.И. Раков. Научный центр волновых исследований Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: qzzzma@gmail.com, ignat.rakov@gmail.com

Г.А. Шафеев. Научный центр волновых исследований Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; e-mail: shafeev@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 31 марта 2016 г., после доработки – 6 июня 2016 г.

импульсов десятки-сотни наносекунд определенная часть лазерного импульса поглощается непосредственно плазменным факелом [16].

Несмотря на приведенные факты, роль лазерной плазмы в процессе фрагментации наночастиц в жидкости практически не исследована. Считается, что плазменный факел может быть источником зародышевых кластеров, из которых при агрегации на границе факел–жидкость образуются наночастицы [17]. Однако влияние плазмы на уже существующие в коллоиде наночастицы остается неизученным. Как отмечено выше, образование плазмы может существенно влиять на поглощение лазерного излучения. Последующая передача энергии плазмы наночастицам может происходить несколькими способами: путем непосредственного поглощения излучения плазмы, теплообмена и др. Фрагментация наночастиц при этом ускоряется за счет более эффективной передачи им энергии лазерного излучения.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование влияния лазерного пробоя на процесс фрагментации наночастиц золота в воде. Изучается зависимость поведения функции распределения наночастиц от различных экспериментальных параметров, а также от свойств плазменного факела.

2. Схема эксперимента

Исходный коллоидный раствор наночастиц золота был получен методом лазерной абляции в жидкости [18]. Источником излучения на длине волны 1060–1070 нм служил иттербиевый волоконный лазер с длительностью импульсов 70 нс, частотой их следования 20 кГц и энергией 1 мДж. Лазерное излучение фокусировалось на поверхности золотой мишени с помощью объектива F-Theta (фокусное расстояние 207 мм). В качестве рабочей жидкости использовалась вода, очищенная методом обратного осмоса. Плотность энергии лазерного излучения на поверхности мишени составляла приблизительно 13 Дж/см² (по оценке, основанной на размере проплавленной области на мишени). Сканирование лазерного пучка осуществлялось посредством гальванооптической системы. Концентрация наночастиц золота в полученном коллоиде составляла $\sim 10^{13}$ см⁻³. Оценка этой величины основана на функции распределения частиц по размерам и на дефекте масс мишени [5]. Типичная скорость генерации наночастиц (0.5 мг/мин) уменьшалась со временем по причине увеличивающегося поглощения и рассеяния излучения частицами в коллоидном растворе. Для стабилизации наночастиц после их получения в коллоидный раствор было добавлено некоторое количество поливинилпирролидона (PVP) (0.5 мг/мл).

Последующее облучение коллоидного раствора наночастиц золота в отсутствие мишени осуществлялось излучением иттербиевого волоконного лазера (длина волны 1060–1070 нм, средняя мощность 20 Вт) с перестраиваемой длительностью импульса (4–200 нс, частота следования 500–20 кГц, энергия 0.04–1 мДж). Для изучения временных зависимостей характеристик плазмы использовались фотодиоды Thorlabs DET10A (время нарастания 1 нс), сигнал с которых подавался на осциллограф GW Instek GDS 72204E (полоса пропускания 200 МГц). Схема экспериментальной установки для фрагментации наночастиц представлена на рис.1. Рассеянное лазерное излуче-

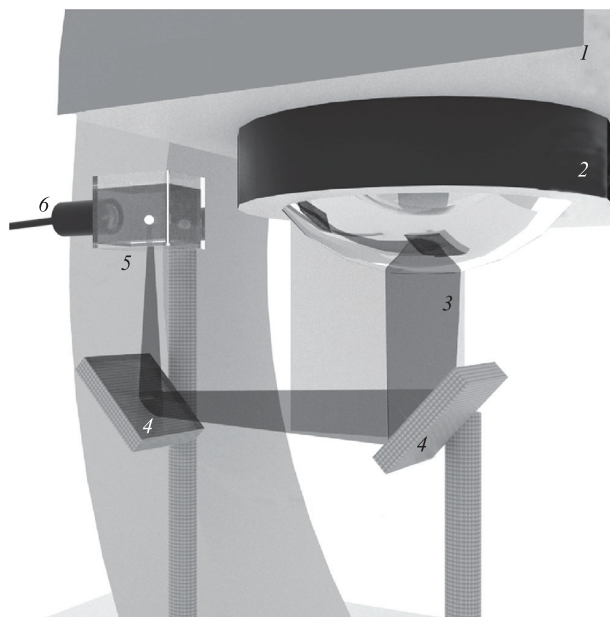


Рис.1. Схема экспериментальной установки для фрагментации наночастиц золота в воде:
1 – сканаторная головка; 2 – фокусирующий объектив; 3 – пучок лазерного излучения; 4 – диэлектрические зеркала; 5 – кварцевая ювета с коллоидным раствором; 6 – оптическое волокно с коллиматором.

ние отсекалось от излучения самой плазмы светофильтром СЗС-25, установленным в коллиматоре 6.

Спектры экстинкции коллоидных растворов наночастиц до и после фрагментации измерялись с помощью волоконного спектрометра Ocean Optics. Поведение функции распределения наночастиц по размерам изучалось с использованием измерительной дисковой центрифуги CPS Instruments 24000.

3. Результаты экспериментов

Известно, что фокусировка лазерного излучения достаточной интенсивности в жидкость приводит к ее пробоя – формированию плазмы, окруженной парогазовым пузырем. Пороговая интенсивность при этом определяется такими параметрами лазерного излучения, как длина волны, энергия импульса, а также его длительность [14]. Помимо перечисленных свойств источника излучения, возникновение пробоя определяется также свойствами самой жидкости. В частности, наличие примесей может существенно снизить пороговую интенсивность пробоя. Было показано, что если роль примесей играют наночастицы, то свойства плазмы определяются как их размером, так и материалом [19, 20].

В настоящей работе во всех экспериментах использовались наночастицы золота среднего поперечного размера около 20 нм. Продольный размер варьировался от 20 до 100 нм аналогично наночастицам, использованным в работе [21]. Следует отметить, что в наших экспериментальных условиях пробой в отсутствие наночастиц не наблюдался. Типичные осциллограммы лазерного импульса и свечения плазмы представлены на рис.2.

Согласно рис.2 в обоих случаях временной профиль плазмы примерно соответствует профилю импульса. Задержка между началом лазерного импульса и возник-

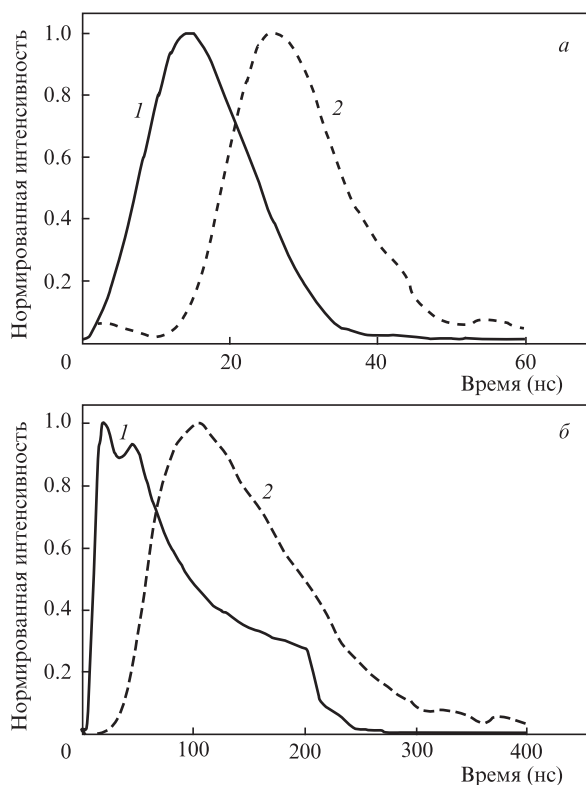


Рис.2. Типичные осциллограммы лазерного импульса (1) и свечения плазмы (2). Длительность импульса 14 (а) и 200 нс (б), энергия импульса 0.16 и 1 мДж соответственно.

новением сигнала плазмы такова, что плазменный факел появляется в максимуме лазерного импульса и затухает через несколько наносекунд после его завершения. Это говорит о том, что плазма поддерживается лазерным импульсом благодаря поглощению излучения. Время свечения плазмы во всех случаях примерно равно длительности лазерного импульса. Отметим, что под длительностью во всех случаях подразумевается ширина сигнала на полувысоте.

Следует подчеркнуть, что при длительностях импульса 14–100 нс возникновение пробоя носит спорадический характер. Для сравнения этих режимов с воздействием импульсного излучения длительностью 200 нс, когда наблюдается постоянное свечение плазмы, были измерены распределения сигнала свечения, полученного с фотодиода, по амплитуде (рис.3). Для краткости приведены только данные для 100 и 200 нс.

При длительности импульса 100 нс реализуются лишь неяркие пробоя с малой амплитудой свечения. Распределение сигнала свечения плазмы для режима с длительностью импульса 200 нс имеет четко выраженный максимум, соответствующий более ярким пробоям. В то же время для 100 нс подобного максимума не наблюдается, – количество отсчетов в этом случае монотонно убывает с увеличением амплитуды.

Для изучения влияния лазерного пробоя на процесс фрагментации наночастиц в каждом из описанных режимов (14–200 нс) была проведена серия экспозиций, в которой время воздействия лазерного излучения варьировалось от 0.5 до 4 мин. Для каждой экспозиции использовалась новая порция (2 мл) исходного коллоидного раствора.

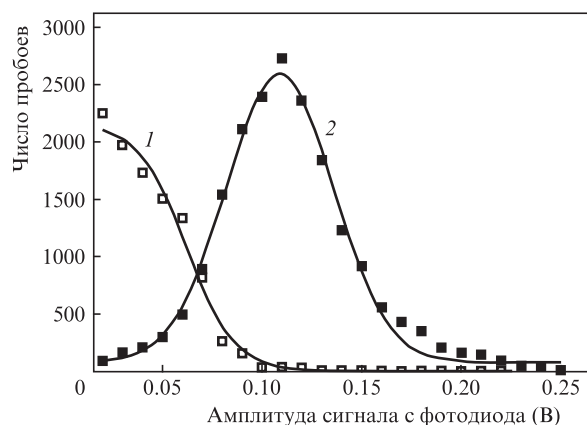


Рис.3. Распределения сигнала с фотодиода по амплитуде при длительностях импульса 100 (1) и 200 нс (2). Время накопления 20 с, энергия импульса 0.5 и 1 мДж, частота следования 40 и 20 кГц соответственно.

Типичная эволюция функции распределения наночастиц по размерам представлена на рис.4,а, соответствующая ей эволюция спектра экстинкции коллоида – на рис.4,б.

Согласно рис.4 при воздействии излучения с длительностью импульса 200 нс происходит смещение исходного максимума с 21.7 до 13.5 нм при одновременном уменьшении его ширины. Уменьшение экстинкции коллоидного раствора в красной части спектра (около 650 нм) соот-

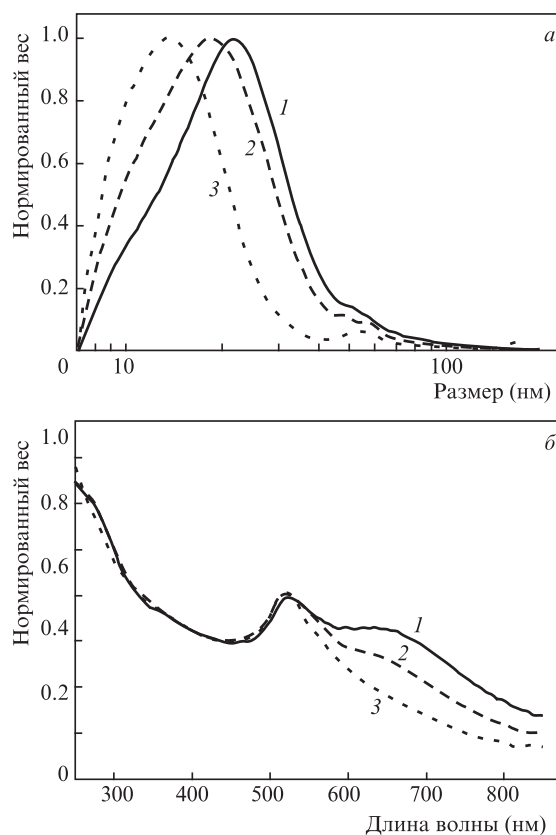


Рис.4. Эволюция функции распределения наночастиц золота по размерам (а) и спектра экстинкции (б): исходный коллоид (1) после облучения в течение 0.5 (2) и 4 мин (3). Длина волны лазерного излучения 1060–1070 нм, длительность импульса 200 нс, энергия импульса 1 мДж, частота следования 20 кГц.

ветствует фрагментации удлинённых частиц с отношением длины к ширине 1:2 и более [22]. Наблюдаемое изменение функции распределения наночастиц по размерам под действием лазерного излучения типично для таких экспериментальных условий и неоднократно описывалось ранее в литературе [23, 24]. Основной интерес в данном случае представляет сравнение подобной эволюции для различных длительностей импульса лазерного излучения (рис.5).

Согласно представленным данным, при длительности импульса 200 нс фрагментация происходит существенно эффективнее – средний размер наночастиц достигает

13.5 нм при ширине максимума 13 нм. Это может быть связано с большей вероятностью образования плазмы для лазерных импульсов большей длительности, наблюдавшейся экспериментально (см. рис.3).

4. Обсуждение

Как отмечалось ранее, в существующих моделях фрагментации наночастиц не учитывается влияние пробы жидкости, возникающего при использовании лазерного излучения достаточно большой интенсивности (свыше 10^8 Вт/см²). Следует подчеркнуть, что в экспериментальных условиях, использованных в настоящей работе, пренебречь влиянием плазмы на процесс фрагментации невозможно. В частности, согласно приведенной далее оценке, основанной на двухтемпературной модели [25], существенного изменения температуры наночастицы при воздействии на нее лазерного излучения не происходит. Температуры решетки T_{lat} и T_e электронов можно представить следующим образом:

$$T_{lat}(t) \approx T_0 + \frac{a^2 S(t)}{3\kappa}, \tag{1}$$

$$T_e(t) \approx T_{lat}(t) + \frac{S(t)}{G}, \tag{2}$$

где T_0 – начальная температура (300 К); a – радиус частицы; κ – теплопроводность воды (Вт·м⁻¹·К⁻¹); G – константа электрон-фононного взаимодействия (2.5×10^{16} Вт·К·м⁻³) [26]. Поглощение лазерного излучения частицей

$$S(t) = \frac{\sigma_{abs}}{4/3 \pi a^3} I_0(t),$$

где $I_0(t)$ – интенсивность излучения;

$$\sigma_{abs} = 12\pi a^3 \frac{\omega}{c} \frac{n_0^3 \epsilon''}{(\epsilon' + 2n_0^2)^2 + \epsilon''^2}$$

– сечение поглощения наночастицы [27]; ω – круговая частота излучения; c – скорость света; n_0 – показатель преломления среды (равный 1.33 для воды); $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$ – диэлектрическая проницаемость золота (для длины волны 1065 нм она составляет $-43.926 + 4.185i$). Используя выражения (1) и (2), можно показать, что при интенсивности излучения 1.6×10^{11} Вт/м² изменение температуры золотой наночастицы диаметром 20 нм составляет менее 5 К. Таким образом, видно, что описание процесса на основе двухтемпературной модели не дает должного соответствия экспериментальным данным, а именно наблюдавшейся фрагментации наночастиц.

При оценке температур, приведенной выше, учитывается так называемое усиление поля на наночастицах. Оно возникает за счет взаимодействия фотонов падающего излучения и коллективных колебаний электронов на поверхности частицы. Выражение для коэффициента усиления выглядит следующим образом [28]:

$$\eta \equiv \left| \frac{E_2}{E_0} \right|^2 \approx \left| 1 + 2 \frac{\epsilon - n_0^2}{\epsilon + 2n_0^2} \right|,$$

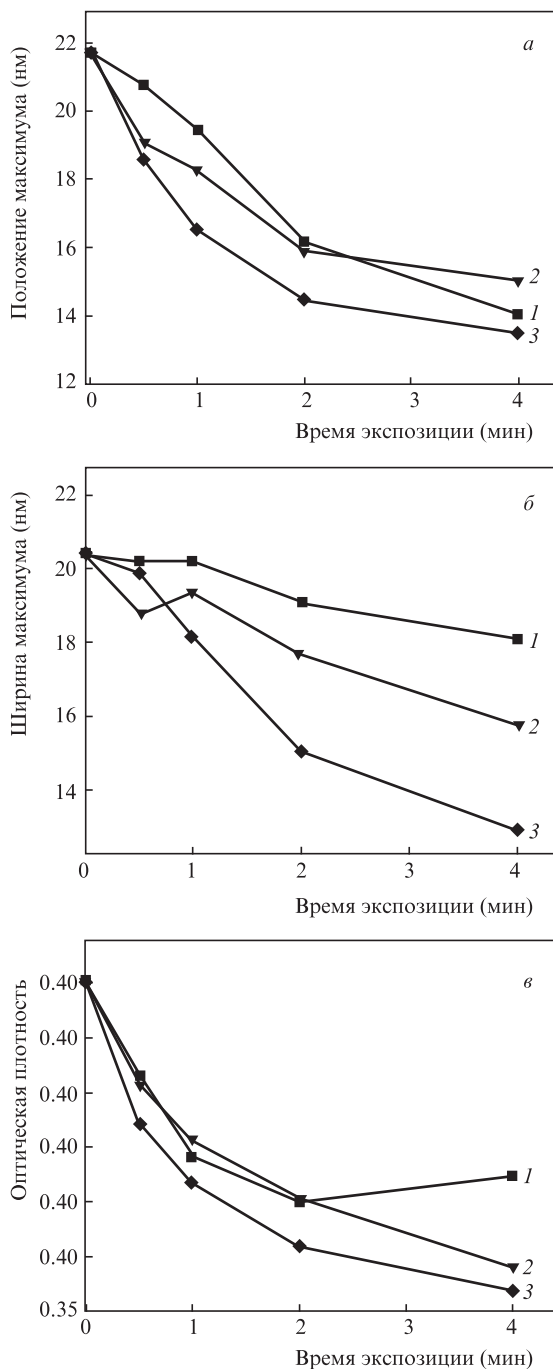


Рис.5. Эволюция положения максимума распределения наночастиц по размерам (а), ширины максимума (б) и экстинкции на длине волны 650 нм (в) для длительностей лазерных импульсов 14 (1), 100 (2), 200 нс (3) при энергиях импульсов 0.16, 0.5 и 1 мДж соответственно.

где $|E_2|^2$ и $|E_0|^2$ – квадраты модуля напряженности поля внутри и снаружи частицы соответственно. Для наночастицы золота в воде коэффициент усиления поля достигает 12 на длине волны 1065 нм. Однако, как следует из приведенных выше оценок, при интенсивности падающего излучения 1.6×10^{11} Вт/м² этой величины недостаточно для нагрева наночастицы.

Следует отметить, что все выполненные ранее оценки оправданны для отдельно взятой золотой наночастицы в воде. В эксперименте используется коллоидный раствор с концентрацией 10^{13} см⁻³, что приводит к необходимости учета возможного взаимодействия между частицами. Частота их соударений как броуновских частиц [23] есть

$$\vartheta \approx 6D\sigma^2 n^3,$$

где $D \approx 10^{-7}$ см²/с – коэффициент диффузии; $\sigma = 4\pi R^2$ – геометрическое сечение частиц радиусом R ; n – их концентрация. Таким образом, частота соударений составляет примерно 1.2×10^{21} м⁻³/с. Если представить область перетяжки лазерного пучка в виде цилиндра высотой $h = 100$ мкм и диаметром $d = 100$ мкм, можно оценить число соударений частиц N , происходящих в ней в течение лазерного импульса:

$$N = \vartheta V\tau = \frac{\pi}{4} \vartheta h d^2 \tau,$$

где $V = \pi h d^2 / 4$ – объем области перетяжки; τ – длительность лазерного импульса. Отсюда получим $N \approx 2 \times 10^5$ для $\tau = 200$ нс.

Согласно приведенной оценке, в течение лазерного импульса в области перетяжки действительно происходят столкновения наночастиц. В определенный момент времени пару сталкивающихся частиц или частиц, расстояние между которыми мало, можно рассматривать как димер наночастиц, находящийся в поле лазерного излучения. Следует отметить, что взаимодействие электронов наночастиц с внешним полем происходит на временных масштабах порядка единиц-десятков фемтосекунд [29], а частицы двигаются в коллоиде с тепловыми скоростями. Таким образом, для процессов, связанных с поглощением излучения электронами, движением наночастиц в коллоиде можно пренебречь. Димеры, подобные временно образующимся при столкновении наночастиц, в последние годы являются объектом многочисленных исследований благодаря возникающему на них усилению поля, многократно превышающему то, что наблюдается на отдельных частицах [30]. Согласно различным данным, коэффициент усиления на димерах может составлять от нескольких десятков до нескольких тысяч [29, 31–33]. Подобные свойства димеров позволяют использовать их для детектирования сигнала с отдельных молекул в ГКР спектроскопии [34, 35].

В настоящей работе образование димеров из наночастиц золота предположительно приводит к усилению поля лазерного излучения, достаточному для эмиссии электронов с поверхности частиц. Стоит отметить, что конкретный механизм эмиссии неизвестен. В случае достижения частицами температуры в несколько тысяч кельвинов основным процессом является термоэлектронная эмиссия [25]. В противном случае происходит полевая эмиссия [36] или же многофотонная ионизация атомов золота [25]. Эмитированные электроны поглощают лазер-

ное излучение вследствие обратнотормозного излучения [37]. При достижении ими критической энергии $E_c \approx 1.5\Delta$, где Δ – потенциал ионизации молекул воды (6.5 эВ [38]), происходит образование электронной лавины за счет ударной ионизации [39, 40]. Таким образом, в коллоидном растворе возможно возникновение плазмы на наночастицах золота при интенсивностях излучения существенно более низких, чем пороговое значение для лазерного пробоя [14]. Подобная плазма называется наноплазмой вследствие своей локализации вокруг наночастиц [15] и часто используется в медицине для точечного воздействия на ткани лазерным излучением [41].

После возникновения плазмы жидкость вокруг наночастицы нагревается, что, в свою очередь, приводит к образованию парогазового пузырька. Его максимальный радиус R_m и время жизни t_r можно оценить, воспользовавшись приведенной в [42] моделью:

$$R_m \approx r_0 (P_{g0}/P_\infty)^{1/3\gamma}, \quad (3)$$

$$t_r \approx 1.83 R_m (\rho_\infty/P_\infty)^{1/2}, \quad (4)$$

где r_0 – исходный радиус (в данном случае – области, в которой локализована плазма); P_∞ – атмосферное давление; γ – показатель адиабаты (равный в данном случае 5/3 [43]); ρ_∞ – плотность воды при нормальных условиях;

$$P_{g0} = P_\infty + C_\infty \left(\frac{\rho_c E_b}{8\pi r_0^3} \right)^{1/2}$$

– начальное давление газа в пузырьке; C_∞ – скорость звука в воде при нормальных условиях; ρ_c – критическая плотность воды (322 кг/м³); E_b – энергия пузырька (около 3% от энергии плазмы [42]). Полагая начальный размер пузырька сопоставимым с размером наночастицы (20 нм), получим $R_m \approx 500$ нм, $t_r \approx 100$ нс. При воздействии лазерного излучения на коллоидный раствор увеличение длительности импульса приводит к увеличению числа столкновений наночастиц в области перетяжки, к образованию наноразмерной плазмы на них и к последующему возникновению парогазовых пузырьков. Рост их числа вследствие увеличения числа столкновений приводит к росту вероятности их объединения. Можно показать, что при $N = 2 \times 10^5$ суммарный объем пузырьков радиусом $R_m \approx 500$ нм составляет существенную часть объема области перетяжки (цилиндр диаметром 100 мкм и высотой 100 мкм).

Таким образом, увеличение длительности импульса приводит к увеличению вероятности объединения пузырьков, содержащих наноплазму, и последующего возникновения лазерного пробоя. Поглощение излучения коллоидным раствором при этом увеличивается до 90% [44]. В результате часть энергии переходит в излучение плазмы, которое, как известно, в видимой области спектра аппроксимируется континуумом [14]. Следовательно, эффективный коэффициент поглощения наночастицами такого излучения гораздо больше, чем на длине волны лазерного излучения. Отсюда можно сделать вывод, что одним из способов передачи энергии плазмы наночастицам является излучение. С другой стороны, поскольку плазма изначально возникает вокруг наночастиц, таким механизмом может быть и теплоперенос. Для точного описания процесса передачи энергии от плазмы наноча-

стицам необходимы дальнейшие как экспериментальные, так и теоретические исследования.

5. Заключение

В работе был изучен процесс фрагментации наночастиц золота в воде под действием наносекундного ИК лазерного излучения. Было показано, что при достаточно низкой (1.6×10^{11} Вт/м²) интенсивности лазерного излучения происходит смещение максимума функции распределения в сторону меньших размеров, которое не объясняется обычной двухтемпературной моделью, дающей недостаточно высокую для плавления температуру наночастиц. Помимо этого была изучена зависимость поведения функции распределения от длительности импульса лазерного излучения. Показано, что увеличение длительности импульса приводит к росту скорости фрагментации. Результаты объяснены на основе предположения о том, что при столкновении частиц на них происходит усиление поля лазерного излучения, приводящее к возникновению плазмы при интенсивности существенно более низкой, чем порог пробоя чистой жидкости. При длительности импульса 200 нс число столкновений частиц в области перетяжки достигает критического значения, достаточного для объединения возникающей на наночастицах плазмы в плазменный факел, соответствующий пробоя жидкости. Скорость фрагментации наночастиц при этом увеличивается в результате более эффективного поглощения лазерного излучения коллоидным раствором.

Работа частично поддержана стипендией президента РФ СП-753.2015.2, грантом президента РФ МК-1494.2015.2, а также РФФИ (гранты №15-02-04510, 15-32-20926, 16-02-01054).

- Sibbald M., Chumanov G., Cotton T. *J. Phys. Chem.*, **100** (11), 4672 (1996).
- Mafune F. et al. *J. Phys. Chem. B*, **105**, 9050 (2001).
- Mafune F. et al. *J. Phys. Chem. B*, **105**, 5114 (2001).
- Procházka M. et al. *Anal. Chem.*, **69** (24), 5103 (1997).
- Бозон-Вердюра F. et al. *Квантовая электроника*, **33**(8), 714 (2003).
- Kawasaki M., Nishimura N. *Appl. Surf. Sci.*, **253**, 2208 (2006).
- Inasawa S., Sugiyama M., Yamaguchi Y. *J. Phys. Chem. B*, **109**, 3104 (2005).
- Kamat P., Flumiani M., Hartland G. *J. Phys. Chem. B*, **102**, 3123 (1998).
- Yamada K. et al. *J. Phys. Chem. B*, **110**, 11751 (2006).
- Yamada K., Miyajima K., Mafune F. *J. Phys. Chem. C*, **111**, 11246 (2007).
- Shoji M., Miyajima K., Mafune F. *J. Phys. Chem. C*, **112**, 1929 (2008).
- Muto H., Miyajima K., Mafune F. *J. Phys. Chem. C*, **112**, 5810 (2008).
- Creighton J.A., Eadon D.G. *J. Chem. Soc. Faraday Trans.*, **87** (24), 3881 (1991).
- Noack J., Vogel A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35** (8), 1156 (1999).
- Boulais E., Lachaine R., Meunier M. *Nano Lett.*, **12** (9), 4763 (2012).
- Verhoff B. et al. *J. Appl. Phys.*, **112** (9), 093303 (2012).
- Itina T.E. *J. Phys. Chem. C*, **115** (12), 5044 (2010).
- Shafeev G.A., in: *Lasers in Chemistry, Vol. 2: Influencing Matter* (Wienheim: Wiley VCH Verlag GmbH&Co, KGaA, 2008, pp. 713–741).
- Jung E.C., Cho H.R. *The Delivery of Nanoparticles* (INTECH Open Access Publisher, 2012).
- Izumida S.Y., Onishi K.Y., Saito M. *Jap. J. Appl. Phys.*, **37** (4R), 2039 (1998).
- Кириченко Н.А. и др. *Квантовая электроника*, **45**(12), 1161 (2015).
- Nikoobakht B., El-Sayed M.A. *Chem. Mater.*, **15**, 1957 (2003).
- Serkov A.A. et al. *Appl. Surf. Sci.*, **336**, 96 (2015).
- Кириченко Н.А. и др. *Квантовая электроника*, **42** (2), 175 (2012).
- Grua P. et al. *Phys Rev B*, **68**, 035424 (2003).
- Voisin C. et al. *J. Phys. Chem. B*, **105**, 2264 (2001).
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1988, с.621).
- Tanabe K. *J. Phys. Chem. C*, **112** (40), 15721 (2008).
- Marinica D. C. et al. *Nano Lett.*, **12** (3), 1333 (2012).
- Hatef A., Meunier M. *Opt. Express*, **23** (3), 1967 (2015).
- McMahon J.M. et al. *Anal. Bioanal. Chem.*, **394** (7), 1819 (2009).
- Halas N.J. et al. *Chem. Rev.*, **111** (6), 3913 (2011).
- Schuller J.A. et al. *Nat. Mater.*, **9** (3), 193 (2010).
- Xu H. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **83** (21), 4357 (1999).
- Talley C. E. et al. *Nano Lett.*, **5** (8), 1569 (2005).
- Schertz F. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **108** (23), 237602 (2012).
- Ready J.F. *Effects of High Power Laser Radiation* (Orlando: Academic, 1971, p. 261).
- Williams F., Varama S.P., Hillenius S. *J. Chem. Phys.*, **64**, 1549 (1976).
- Kaiser A. et al. *Phys. Rev. B*, **61** (11), 437 (2000).
- Rethfeld B. *Phys. Rev. Lett.*, **92** (187), 401 (2004).
- Takeda Y., Kondow T., Mafune F. *J. Phys. Chem. B*, **110**, 2393 (2006).
- Aitken F., McClusky F.M.J., Denat A. *J. Fluid Mech.*, **327**, 373 (1996).
- Prosperetti A. *J. Fluid Mech.*, **222**, 587 (1991).
- Vogel A. et al. *Appl. Phys. B*, **68** (2), 271 (1999).