Письма в ЖЭТФ, том 108, вып. 7, с. 470 – 477 © 2018 г. 10 октября

Формирование уединенной микроструктуры и абляция в прозрачный диэлектрик при субнаносекундном лазерном воздействии[1)]

Н. А. Иногамов[+*2)], *В. А. Хохлов*[+], *В. В. Жаховский*[+*]

[+]*Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

[*]*Всероссийский НИИ автоматики им. Н.Л. Духова Росатом, 127055 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 16 августа 2018 г.

После переработки 6 сентября 2018 г.

Выполнено численное моделирование, объясняющее образование струи и замороженной микроструктуры после субнаносекундного лазерного воздействия на толстую пленку. Ранее такого рода расчеты имелись только для случая ультракороткого импульса и тонкой пленки. Облучение ведется со стороны прозрачной подложки. Полученные результаты позволяют также описать физические эффекты, имеющие место при абляции металла в жидкость, причем в неисследованном теоретически случае субнаносекундного импульса, представляющем большой практический интерес.

DOI: 10.1134/S0370274X18190037

1. Введение. Успехи современных технологий в существенной степени связаны с применением лазеров. В данной работе рассматривается воздействие оптического субнаносекундного импульса (длительность $\tau_L = 50$ пс, $I \propto \exp(-t^2/\tau_L^2)$) на контакт металл–диэлектрик на примере золото–стекло в важном для технологий диапазоне падающих интенсивностей до значений I порядка десятков ГВт/см^2. Нас интересует сфокусированное лазерное воздействие на поверхность металла через прозрачный твердый или жидкий диэлектрик. Верхние значения потоков определяются желанием избежать оптического пробоя прозрачного диэлектрика или находиться вблизи такого порога. Это необходимо для того, чтобы лучевая энергия поглощалась не по пути к мишени, а в скин-слое металла.

Задача о субнаносекундном воздействии через прозрачную среду имеет два важных приложения, которым посвящена работа. Во-первых, такие импульсы широко применяются в технологиях при создании коллоидных растворов наночастиц (НЧ) с помощью абляции в жидкость [1, 2]. Данная работа представляет первые результаты соответствующего численного моделирования. Предыдущие теоретические работы [3–6] относились к случаю фемтосекундных лазеров с длительностью импульса $\tau_L \sim 100$ фс на 2–3 порядка меньшей.

Ниже для объяснения экспериментов [7, 8] рассмотрена пара золото–стекло. Результаты расчетов применяются также для получения новых сведений в случае пары золото–вода. Действительно, твердый или жидкий диэлектрик нужен для того, чтобы провести лазерный пучок через него, во-первых, и для торможения разлета сильно нагретого золота, вовторых. Разлетающееся вещество уходит на бесконечность при замене плотной тормозящей среды газом или вакуумом [3]. Динамика торможения определяется отношением акустических импедансов $Z = \rho c_s$ тормозящей среды и золота; c_s – скорость звука. Важно, что это отношение мало, гораздо меньше единицы и для стекла, и для воды. И стекло, и вода [6] описываются адиабатами $p(\rho)$. Течения с твердым и жидким диэлектриками близки на ранней и средней стадиях до формирования пузырька в воде.

Второе рассмотренное здесь важное приложение относится к микро-нано-структурированию остросфокусированным (т.е. на дифракционном пределе) пучком. Ранее была построена теория структурирования такого рода для случая тонких пленок (толщина пленки d_f меньше толщины слоя прогрева d_T) и ультракоротких лазерных импульсов (УКЛИ) [9, 10]. Оставался неисследованным теоретически трудный случай с толстыми пленками $d_f > d_T$ и субнаносекундным воздействием; в настоящей работе восполнен этот пробел. Недавно

[1)]См. дополнительные материалы к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru

[1)]e-mail: nailinogamov@gmail.com

выполнены опыты [7, 8], относящиеся к этому случаю. Структуры получаются другие, ср. [9, 10] и [7, 8]. В толстых пленках вылетающая капля намного больше по массе, чем в тонких пленках [7, 8, 11, 12]. В тонких пленках объем капли ограничен пределом $\pi R_L^2 d_f$ [12, 13], где $R_L \sim \lambda \sim 1$ мкм – радиус лазерного пучка, λ – длина волны лазера, $d_f \sim 50$ нм. Увеличение объема капли существенно для применений в лазерной печати [7, 8, 12].

2. Ранние стадии абляции в воду. Динамика. На рисунке 1 показана эволюция мишени на начальной и средней стадиях. До начала действия лазерного импульса пленка золота (Au) занимала интервал $0 < x < 370$ нм, а прозрачный диэлектрик (стекло, уравнение состояния по [14–18]) находился слева от контакта $x = 0$. Пленка Au была расплавлена до начала действия субнаносекундного импульса, как в [7, 8]; температура расплава 1.5 кК, давление в нем близко к нулю, плотность 17.2 г/см^3, согласно [14–18] (состояние на бинодали). В расчете на рис. 1 поглощенная энергия $F_{abs} = 559$ мДж/см^2. Коэффициент поглощения Au на длине волны 355 нм, использованный в [7, 8], велик (равен 0.65). Принято, что толщина скин-слоя 15 нм; вариация толщины в пределах 10–40 нм не сказывается на результатах.

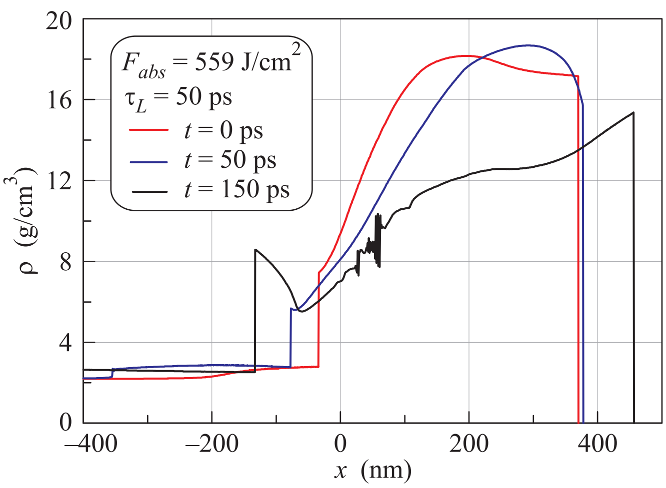

Рис. 1. (Цветной онлайн) Нагрев золота (Au) в приконтактном скин-слое во время действия импульса $I = I_0 \exp(-t^2/\tau_L^2)$, повышение давления в области контактной границы (КГ), распространение волн сжатия от КГ в стекло и пленку, распространение тепла в пленку за счет теплопроводности Au; теплопроводностью стекла пренебрегаем. Вследствие разности давлений золото расширяется в сторону стекла и в сторону вакуума, скачок плотности имеет место на КГ. При $t = -\infty$ КГ находилась в точке $x = 0$. К моменту $t = 150$ пс тыльная сторона пленки набирает существенную скорость 720 м/с в сторону вакуума

К моменту $t = 0$ (когда Au поглотило половину энергии импульса) основные характеристики волны сжатия в пленке еще не дошли до тыльной границы, а волна сжатия в стекле еще не опрокинулась (см. рис. 1). Моделирование начинается в момент –150 пс. Характеристики, испущенные из скин-слоя на интервале времени до $t = -120$ пс, к моменту $t = 0$ достигли и отразились от тыльной границы; скорость звука в конденсированном Au $c_s \approx 3$ км/с, толщина пленки 370 нм. Основными являются характеристики, которые покинули скин-слой, на временах $-\tau_L < t < \tau_L$.

К моменту $t = 50$ пс (когда импульс практически закончился, см. рис. 1) волна сжатия в пленке дошла до тыльной границы, соответственно, эта граница приходит в движение. К $t = 50$ пс волна сжатия в стекле опрокинулась и превратилась в ударную волну (УВ) (см. рис. 1). Скорость стекла за УВ около 600 м/с, давление p на УВ в стекле 5.6 ГПа, мгновенное ($t = 50$ пс) максимальное значение p в ударно-сжатом стекле равно 8.4 ГПа. К моменту $t = 150$ пс тыльная граница набирает существенную скорость, на что указывает значительное смещение этой границы на рис. 1.

Кинематика контактной границы представлена на рис. 2 и 3. На рисунках 2, 3 сравниваются ультракороткий и субнаносекундные варианты. Сплошными кривыми на рис. 2 показаны смещение и скорость контакта при воздействии субнаносекундного

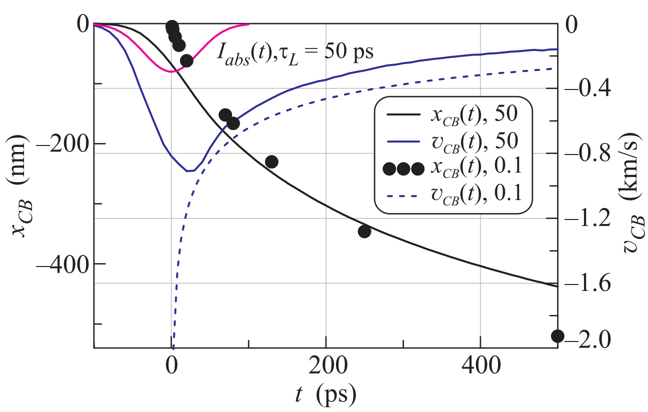

Рис. 2.(Цветной онлайн) Показаны смещение $x_{CB}(t)$ и скорость смещения $v_{CB}(t)$ контактной границы (CB) в двух случаях: $F_{abs} = 559$ мДж/см^2, $\tau_L = 50$ пс (на вставке "50") и $F_{abs} = 400$ мДж/см^2, $\tau_L = 0.1$ пс (на вставке "0.1"). Данные для 2-го случая (УКЛИ) взяты из [5, 6]. Как видим, после $t \approx 50$ пс движения в 1-м и 2-м случаях являются сходными, хотя до этого момента отличаются качественно

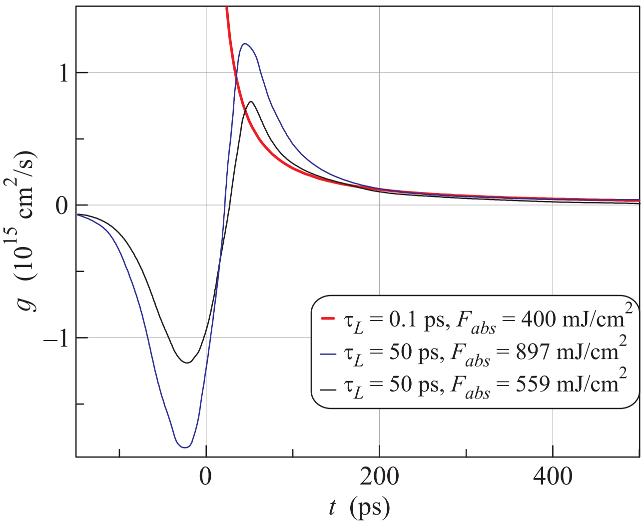

Рис. 3. (Цветной онлайн) Графики ускорения и замедления контакта

импульса с $F_{abs} = 559$ мДж/см^2. Отметим, что максимальная скорость при этом субнаносекундном воздействии достигается в момент времени $t_{\max} = 23$ пс, смещенный относительно максимума греющего импульса $t = 0$. Момент $t_{\max}$ находится между максимумом интенсивности $I(t)$ и точкой перегиба графика интенсивности $t_{infl} = \tau_L/\sqrt{2} = 35$ пс. Левое крыло и часть правого крыла временной зависимости $v_{CB}(t;\tau_L = 50, F_{abs} = 559)$ до момента 60 пс хорошо аппроксимируются сдвинутой (относительно $I(t)$) функцией Гаусса $-0.91\exp(-(t-25)^2/67^2)$ км/с; время в пс. Уменьшение скорости на правом крыле при $t > 60$ пс аппроксимируется степенной функцией $v \approx -24/(t+20)^{0.8}$ км/с; время в пс.

На рисунке 3 показано, как происходит ускорение и замедление контактной границы (КГ) при субнаносекундном воздействии и замедление КГ в случае УКЛИ. Субнаносекундные импульсы имеют отчетливое крыло разгона КГ и крыло торможения. Переход с крыла на крыло происходит в момент времени, в который набор скорости сменяется убыванием скорости (см. рис. 2). Крылья не являются симметричными. Длительность крыла ускорения определяется временем τ_L. Крыло замедления связано с торможением КГ во внешней среде, например, в случае вода–золото (wt–Au) с инерцией вытесняемой воды. В случае УКЛИ стадия ускорения становится чрезвычайно короткой, поскольку длительность импульса очень мала. При ускорении КГ давление растет от КГ в толщу Au. На стадии замедления КГ градиент давления на контакте меняет знак – на рис. 1 профили $t = 50$ пс и $t = 150$ пс представляют стадию замедления, причем момент $t = 50$ пс относится к началу стадии замедления (см. рис. 2 и 3).

3. Перегрев золота в приконтактном слое. Из рисунка 4 следует, что золото (Au) дольше остается в надкритическом состоянии при субнаносекундном воздействии.

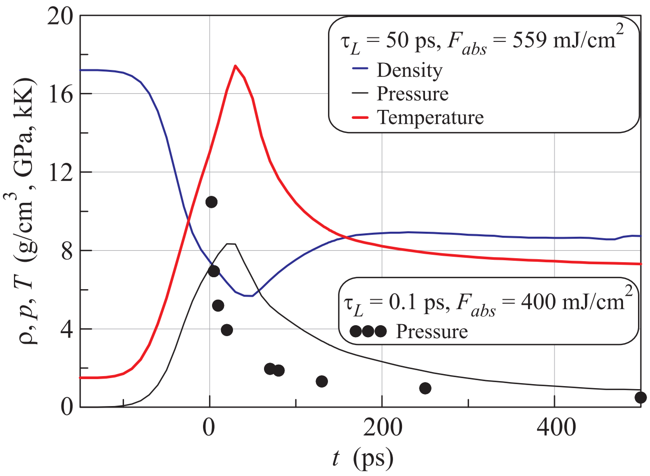

Рис. 4. (Цветной онлайн) Эволюция термодинамических параметров Au на КГ при УКЛИ [6] и при субнаносекундном воздействии. Критические параметры Au равны: 5.3 г/см^3, 0.53 ГПа, 7.8 кК [14–18], см. рис. 4 в [6]

На конце показанного на рис. 4 интервала времен имеем: $p_{559} = 0.9$, $p_{400} = 0.5$, $p_c = 0.53$ ГПа; индексы относятся к F_{abs}, p_c – давление в критической точке. Переход в надкритическое состояние имеет исключительное значение для резкого усиления процесса взаимопроникновения веществ через КГ (размывание контакта). В докритических состояниях Au испаряется в воду [4, 6]. Далее испаренные атомы диффундируют в воде, постепенно удаляясь от КГ. В надкритических состояниях становится малосущественной ямка потенциала, в которой долго осциллирует атом до диффузионного скачка в место следующей локации. Соответственно, во-первых, резко возрастает коэффициент диффузии. Во-вторых, обращается в нуль коэффициент поверхностного натяжения.

В докритической области темп проникновения атомов Au в воду определяется давлением насыщенного пара Au $p_{\rm sat}(T)$ и коэффициентом диффузии D Au в воде. От давления $p_{\rm sat}(T)$ зависит суммарная концентрация атомов (отдельные атомы и кластеры) Au $n_{\rm sat} \geq p_{\rm sat}/k_B T$ в кнудсеновском слое возле границы; из этого слоя начинается диффузия атомов Au в воду. В окрестности критической точки концентрация $n_{\rm sat}$ выше значения, даваемого формулой для идеального газа, на фактор сжимаемости ≈ 4. Величина этого фактора в значительной степени определяется той долей, которую составляют метастабильные (постоянно и конденсируются, и испаряются) кластеры в паре. Давление $p_{\rm sat}(T)$ экспоненциально резко падает при снижении температуры на несколько процентов от критической температуры T_c.

В надкритической области ситуация меняется принципиально, поскольку в цепочке испарение–диффузия–охлаждение–конденсация пропадает звено, связанное с испарением. Теперь концентрация атомов Au в слое, из которого начинается диффузия Au, равна просто концентрации атомов Au в жидкой фазе. Разумеется, эта величина намного больше концентрации испаренных атомов в кнудсеновском слое. Процессы испарения (или его отсутствия) весьма важны в картине производства наночастиц (НЧ). Картина включает в себя, во-первых, взаимопроникновение контактирующих веществ, во-вторых, гидродинамическое расширение и остывание Au совместно с нагревом воды за счет теплопроводности и, в-третьих, процессы конденсации пересыщенного пара Au и формирования НЧ. Пар золота становится пересыщенным по мере расширения и охлаждения.

Критическое давление воды 220 бар на два порядка ниже давлений ~ 1 ГПа на рассматриваемом интервале времен ~ 1 нс. Давление на контакте падает как $\propto 1/t^\beta$ с показателем $\beta \approx 1$, см. выше рассуждение о аналитической аппроксимации правого крыла зависимости скорости контакта от времени и рис. 2 и 4. Поэтому формирование пузырька водяного пара начинается на гораздо более поздних временах порядка долей микросекунды [6]. Первичные наночастицы (НЧ), анализируемые здесь, образуются на наносекундных стадиях диффузии–охлаждения–конденсации, связанных с прохождением критических параметров Au. Дополнительные процессы с уже созданными НЧ могут иметь место позже на пузырьковых этапах (расширения и коллапсы [1, 2]) особенно в химически активных средах.

4. О зачатке плазменной короны. Качественные изменения в пространственной структуре потока Au наступают при повышении поглощенного флюенса F_{abs} (см. рис. 5). Если при флюенсе 559 мДж/см^2 поток структурно аналогичен потоку при ультракоротком воздействии (формирование слоя нагребания *1–2* на рис. 5), то при повышенном флюенсе 897 мДж/см^2 происходит качественная перестройка – появление сильно перегретого слоя *3–4* на рис. 5. Слой нагребания или оболочка *1–2* из крайних (наиболее близких к контакту) частиц разлетающегося Au называется атмосферой по причинам, разъясненным в [6]: это снижение скорости звука c_s при по-

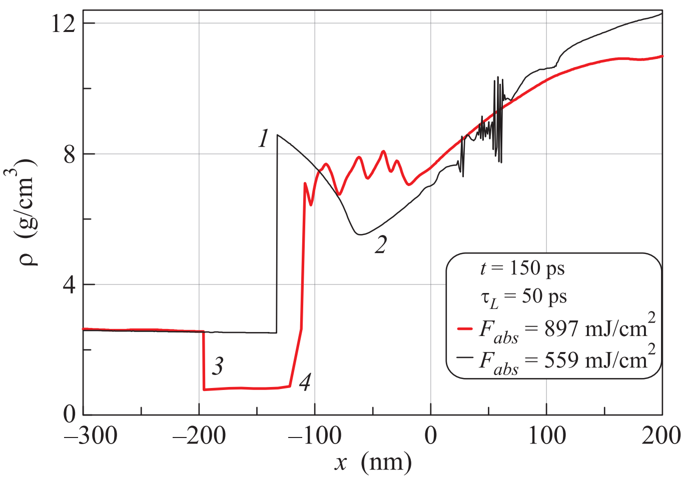

Рис. 5. (Цветной онлайн) Резкая качественная перестройка абляционного течения при увеличении поглощенной энергии: от атмосферы *1–2* к зачатку плазменной короны *3–4*. Точка *3* является контактом Au-стекло, а в зоне возле точки *4* в данное мгновение располагается фронт тепловой волны, которая сильно нагревает Au. Фронт *4* отделяет сильно нагретое Au (температура 10^5 K) от умеренно нагретого Au. Мгновенные профили температуры с зоной *3–4* представлены в дополнительных материалах

нижении плотности разлетающегося Au, переход в полет, близкий к полету по инерции, и торможение водой. В конденсированной фазе имеем $c_s = \sqrt{B/\rho} \approx$ ≈ 3 км/с, где $B = 180$ ГПа – объемный модуль Au. В Au правее точки *2* на рис. 5 плотность около 6 г/см^3, давление ≈ 1 ГПа; оценка $c_s = \sqrt{p/\rho} \approx 0.5$ км/с. За примерно 100 пс замедления контакта (см. рис. 3) к моменту времени, показанному на рис. 5, характеристика, двигающаяся со скоростью $c_s \approx 0.5$ км/с, пройдет расстояние 50 нм. Это объясняет существование довольно резкого излома в точке *2* на рис. 5 – Au правее точки *2* не знает о торможении разлета внешней средой.

Формирование горячего слоя *3–4* (рис. 5) во времени отслежено на рисунках, приведенных в дополнительных материалах. Имеет место поглощение большого количества энергии, в этой ситуации теплопроводность не успевает отвести в объем Au порции тепла, поступившие на заключительных этапах действия греющего импульса, поэтому происходит перегрев Au. Это ясно видно при наблюдении за эволюцией во времени мгновенных профилей температуры. Перегрев приконтактного слоя Au происходит под значительным давлением (3–14 ГПа) – слой зажат между расширяющимися внутренними слоями Au и внешней средой. Поэтому нет падения плотности до нуля на краю расширяющегося Au (как это было бы в случае разлета в вакуум) – плотность в приконтактном слое понижена, но остается конечной (см. рис. 5).

Насколько далеко заходит приконтактный слой в надкритическую область при достаточно сильном нагреве показано на рис. 6, 7. Границы фазовых переходов взяты согласно [14–18]. Профили на рис. 6 и 7 стартуют с границы с вакуумом, на которой давление и температуры низкие. Это правая граница пленки Au на рис. 1. На рисунке 6 стартовые точки располагаются слева внизу. На рисунке 7 эти точки принадлежат бинодали. Температура в этих точках постепенно возрастает из-за теплопроводности. Соответственно, они смещаются вправо на рис. 6 и вдоль бинодали вверх на рис. 7.

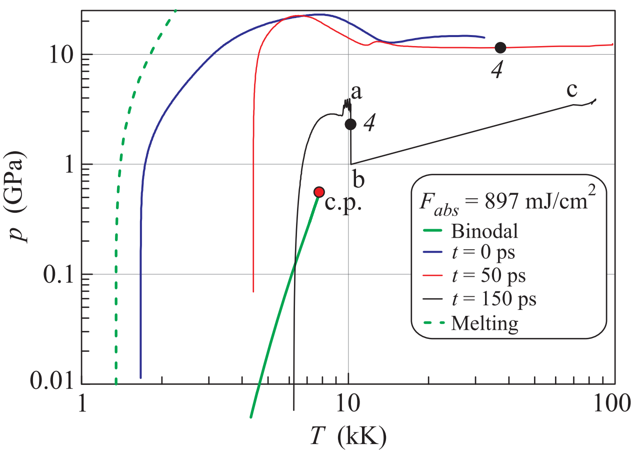

Рис. 6. (Цветной онлайн) Граница сосуществования газовой и конденсированных фаз показана кривой – Binodal. Давление на ней равно давлению насыщенного пара Au $p_{\rm sat}(T)$. Концом кривой сосуществования является критическая точка. Показано положение мгновенных профилей относительно кривой сосуществования. Зубец a-b-c связан с флуктуацией давления на фронте тепловой волны (см. рис. S2 и S3 в дополнительных материалах). Флуктуация формируется к моменту 150 пс. Точки *4* соответствуют этому фронту. Они находятся в точке перегиба мгновенного профиля температуры (см. рис. S1 в дополнительных материалах). Левые части профилей относятся к части пленки, примыкающей к вакууму. Правее точек *4* находится зачаток плазменной короны, т.е. слой *3*–*4*, показанный на рис. 5

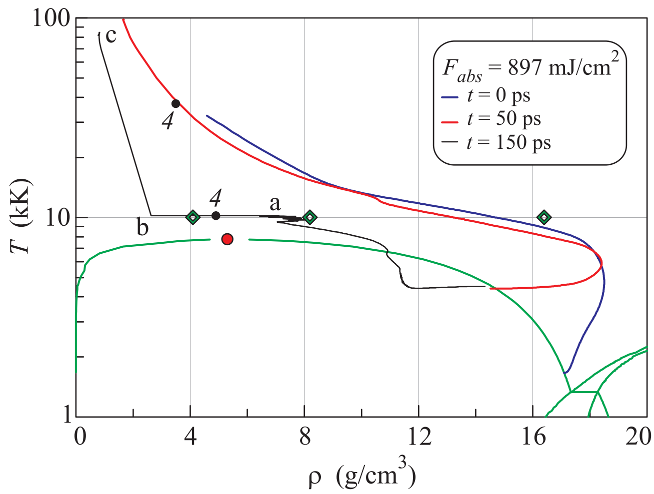

Рис. 7. (Цветной онлайн) Фазовая диаграмма на плоскости ρ, T. Зеленые кривые внизу относятся к кривым сосуществования фаз, согласно [14–18]. Представлены мгновенные профили. Они начинаются с вакуумной границы, в которой давление равно нулю. Вакуумной границе соответствуют точки, лежащие на бинодали. Профили заканчиваются в горячих точках *3* на рис. 5 контакта Au с тормозящей средой. С помощью молекулярной динамики (МД) вычислены коэффициенты самодиффузии $D_{\text{Au-Au}}$ атомов Au $D_{\text{Au-Au}} = 1.47 \cdot 10^{-3}$, $1 \cdot 10^{-3}$, $0.41 \cdot 10^{-3}$ см^2/с в состояниях, отмеченных зелеными пустыми ромбами слева-направо. С ростом плотности на изотерме коэффициент D_{Au-Au} уменьшается. Коэффициент диффузии атома Au в смеси Au–вода 50 : 50 по числу частиц в левом зеленом ромбе равен $1.13 \cdot 10^{-3}$ см^2/с при парциальных плотностях Au и воды 4.1 и 0.4 г/см^3 соответственно. Как видим, в смеси коэффициент D меньше

На средней стадии отражение волны сжатия от тыльной границы (границы Au–вакуум на рис. 1) и связанное с этим растяжение расплава приводят к возникновению отрицательных давлений. Соответствующая область показана в дополнительном материале (рис. S3). На рисунке 7 к ней относится участок профиля для $t = 150$ пс, который заходит под бинодаль, т.е. в область метастабильных состояний. Позднее по времени соответствующее растяжение приводит к разрушению пленки Au (см. следующий раздел).

Наиболее интересными представляются участки профилей, относящиеся к приконтактному слою. Здесь температура Au поднимается до 10^5 K. Выше этой границы используемые в расчете сетки уравнений состояния по ρ и T становятся редкими, и расчет теряет точность. При разлете в вакуум нагретого приконтактного слоя плотность упала бы до нуля, поглощение происходило бы на критической плотности и ситуация зависела бы от степени ионизации газа Au. Наличие достаточно плотной внешней среды кардинально меняет эту картину. В результате приконтактная плотность оказывается конечной и не такой уж малой. При этом приконтактный слой на рассмотренном наносекундном интервале времен остается под давлением, которое существенно превышает критическое давление (см. рис. 6 и 7).

Температуры 10^5 К являются высокими, подавляющими эффекты конденсированной фазы. Но плазма с $T \sim 10$ эВ и $\rho \sim 1$ г/см^3 относится к промежуточному случаю, ее параметры еще далеки от параметров разреженной горячей плазмы. Вопросы поглощения излучения, теплопроводности и диффузии Au в окружающую среду в случае с $F_{abs} = 897$ мДж/см^3 требуют отдельного исследования. Ясно, что диффузия будет усилена до пределов, даваемых молекулярно-кинетической теорией (нет осцилляций в потенциальных ямках): коэффициент самодиффузии атома золота в горячем плотном надкритическом состоянии $D \sim (1/3) l_{mfp} v = 4 \cdot 10^{-4}$ см^2/с (ср. с МД расчетом на рис. 7 – зеленые ромбы); принято $l_{mfp} = 10^{-8}$ см – длина свободного пробега, $v = \sqrt{3k_B T/M_{Au}} = 1$ км/с, $T = 10^4$ К. Коэффициент диффузии молекул воды и продуктов частичной диссоциации воды в золоте еще больше. Поверхностного натяжения, разделяющего вещества, нет. Контакт превращается в зону смешения шириной $L_{\rm mix} = 2\sqrt{Dt} \sim 10\sqrt{t/(1\,{\rm ns})}$ нм по коэффициенту самодиффузии. С учетом (i) диффузии воды, (ii) нагрева до десятков тысяч градусов, (iii) снижения плотности золота до величины ~ 1 г/см^3 и соответствующего роста $l_{mfp} = (ns)^{-1}$, а также (iv) гидродинамических процессов, величина $L_{\rm mix}$ может возрасти до ~ 100 нм при $t \sim 1$ нс; здесь s – сечение. Под гидропроцессами понимается неустойчивость Релея–Тейлора на границе без поверхностного натяжения, стартующая с тепловых флуктуаций на межатомных расстояниях, а не с капиллярного масштаба, который на порядок больше.

Последующее охлаждение и конденсация приводят к формированию наночастиц.

С ростом интенсивности до 100–1000 ГВт/см^2 и далее зачаток короны при расширении в вакуум превращается в стандартную плазменную корону. Начинают работать скейлинги [19] наподобие скейлинга, следующего из оценки энергобаланса выносимой тепловой энергии плазмы $\epsilon c_s \approx I$, где ϵ – плотность энергии на единицу объема в зоне поглощения. Полагая, что зона поглощения сосредоточена около критической плотности и что $\epsilon \sim p \approx n k_B T$, находим оценку абляционного давления $p \propto n_{pl}^{1/3} I^{2/3}$, где n_{pl} – критическая плотность, на которой частота плазменных колебаний совпадает с частотой лазера. Но в случае проводки лазерного луча через прозрачную среду такие высокие интенсивности невозможны, поскольку они инициируют оптический пробой среды. Поэтому режимы с зачатком короны, видимо, ограничивают допустимые потоки сверху. Следует отметить, что при температурах $T \sim 10$ эВ радиационные потери становятся существенными: $\sigma_{SB} T^4 t = 0.6$ Дж/см^2, здесь σ_{SB} – постоянная Стефана–Больцмана, $T = 10^5$ К, время t взято 1 нс. Возникает комплекс вопросов, связанных с оптической толщей приконтактного слоя и радиационными потерями, которые выходят за рамки данного сообщения.

5. Ступенчатая кавитация в толстой пленке. В работах [7, 8] разработана оригинальная методика создания капель для лазерной печати. Здесь представлена соответствующая теоретическая модель. Модель опирается на разработки [9, 10] для тонких пленок. Согласно этим разработкам, описание делится на два этапа.

Сначала (этап 1) проводится 1D гидродинамический расчет скоростей и температур пленки. Этот расчет справедлив, пока смещения малы по сравнению с диаметром $2R_L$ пятна освещения. Даже в рассматриваемом здесь случае толстой пленки $d_f = 370$ нм, ее толщина мала в сравнении с диаметром 3–4 мкм [7, 8]. Распад пленки на отдельные конденсированные слои (откол) происходит при смещениях, меньших, чем толщина d_f. Таким образом 1D расчет правильно описывает распад. После распада вещество пленки переходит в режим полета по инерции, на котором скорости сохраняются. Сохранение скоростей продолжается до второго этапа, на котором смещения становятся порядка диаметра $2R_L$. Тогда становится важным капиллярное торможение [9, 10] и перетекание вещества вдоль пленки; до этого скорости были направлены по нормали к начальной плоскости пленки.

На втором этапе включается 3D молекулярная динамика [9, 10]. Она подхватывает поле скоростей и температур из 1D гидродинамики. Таким образом, детально изучены процессы формирования и распада струй вместе с рекристаллизацией в финальные микроструктуры.

Как показывают проведенные нами 1D расчеты, в слабом $F_{abs} = 338$ и среднем 559 мДж/см^2 случаях толстая пленка распадается на несколько конденсированных слоев, разделенных двухфазной смесью (см. рис. 8). При сильном воздействии такой слой один. Это внешний (граничит с вакуумом) слой, летящий со скоростью 900 м/с и с температурой 5 кК. Скорость слоев различна, поэтому их 3D эволюция в полете по инерции протекает независимо. Это позволяет использовать опыт статей [9, 10] для уверенного предсказания судьбы жидких слоев – улетит этот слой, формируя струю и распадаясь на капли, или останется на поверхности пленки, образуя застыв-

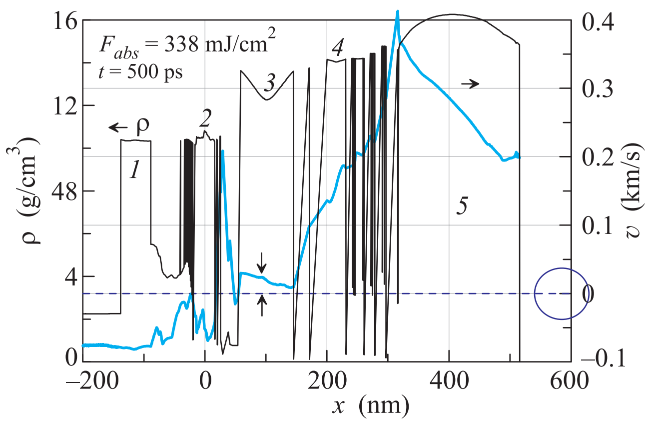

Рис. 8. (Цветной онлайн) Распад на слои *1*, *2*, *3*, *4* и *5*. Слои *4* и *5* формируют струю, наблюдаемую в [7, 8], а слой *3* имеет невысокую скорость (см. двойная стрелка) и замораживается в купол на поверхности [7, 8]

шую микроструктуру (купол или купол с замороженной струей). Во всех трех случаях F_{abs} = 338, 559, 897 мДж/см^2 имеется внешний слой, летящий со скоростью, соответственно, 280 (130), 600 (250) и 900 (350) м/с; в скобках указаны оценки скорости струй, взятые из рис. 10 статьи [8] для тех же энергий F_{abs}. Согласно [9, 10], эти скорости велики – купол внешний слой сформировать не может, с ним связано образование струи, наблюдаемой в [7, 8]. Купол образует внутренний слой, летящий с малой скоростью (десятки м/с [9, 10]); на рис. 8 он отмечен цифрой *3*. Таким образом, если в случае тонкой пленки на поверхности остается либо купол, либо (при увеличении F_{abs}) вылетает струя и остается дыра, то здесь слоев несколько, поэтому есть и струя от внешнего слоя, и купол от внутреннего. При сильном воздействии остается сквозное отверстие до стекла.

Заключение. Выполнены новые расчеты абляции поглощающего металла в прозрачную среду под действием субнаносекундного импульса. Предыдущие расчеты относились либо к ультракоротким импульсам, либо к абляции в вакуум. Подчеркнута важная роль надкритических состояний металла в последующем формировании НЧ. В таких состояниях металл пребывает достаточно продолжительное время (наносекунды). При этом пропадают такие мощные ограничители перемешивания, как поверхностное натяжение и продолжительные колебания атомов в ямке потенциала до перескока. Это приводит к интенсификации взаимопроникновения и, следовательно, к повышению выхода числа НЧ за импульс. Известно, что стоимость лазерных НЧ оказывается высокой [1, 2]. В этих условиях создание теоретической модели, оптимизирующей параметры воздействия, представляет интерес.

Показано, что структура потока с приконтактной атмосферой, ранее зафиксированная в случае УКЛИ [4–6], имеет место и при субнаносекундном воздействии. Атмосферой называется внешняя оболочка абляционного факела. Она находится в квазигидростатическом равновесии. Видимо, впервые обнаружено ограничение режимов, в которых имеется приконтактная атмосфера, режимом, в котором вместо атмосферы присутствует зачаток плазменной короны. Переход ко второму режиму происходит при существенном возрастании поглощенной энергии.

Дано теоретическое объяснение процессам образования струи и микроструктуры при субнаносекундном воздействии, ранее наблюдавшимся в опытах [7, 8]. Согласие расчетов и опыта [7, 8], особенно при сильном воздействии с F_{abs} = 897 мДж/см^2, указывает на то, что разработанная модель в целом является адекватной, несмотря на имеющиеся на сегодня неопределенности, касающиеся коэффициента поглощения и теплопроводности в состояниях с зачатком короны и роли радиационных потерь.

Исследование выполнено в рамках гранта Российского научного фонда (проект # 14-19-01599).

1. J. Xiao, P. Liu, C. X. Wang, and G. W. Yang, Progr. Mater. Science, **87**, 140 (2017).
2. D. Zhang, B. Gökce, and S. Barcikowski, Chem. Rev. **117**(5), 3990 (2017).
3. M. E. Povarnitsyn and T. E. Itina, Appl. Phys. A **117**(1), 175 (2014).
4. C.-Yu Shih, R. Streubel, J. Heberle, A. Letzel, M. V. Shugaev, C. Wu, M. Schmidt, B. Gökce, S. Barcikowski, and L. V. Zhigilei, Nanoscale **10**, 6900 (2018).
5. N. Inogamov, V. Zhakhovsky, and V. Khokhlov, arXiv:1803.07343v1 [physics.comp-ph] 2018.
6. N. Inogamov, V. Zhakhovsky, and V. Khokhlov, Zhurn. Eksper. Teor. Fiziki (in Russian) **154**, 92 (2018).
7. Q. Li, A. P. Alloncle, D. Grojo, and P. Delaporte, Opt. Express **25**(20), 24164 (2017).
8. Q. Li, A. P. Alloncle, D. Grojo, and P. Delaporte, Appl. Phys. A **123**(11), 718 (2017).
9. N. Inogamov, V. Zhakhovskii, and V. Khokhlov, J. Exper. Theor. Phys. **120**(1), 15 (2015).
10. X. Wang, A. Kuchmizhak, X. Li, S. Juodkazis, O. Vitrik, Yu. Kulchin, V. Zhakhovsky, P. Danilov, A. Ionin, S. Kudryashov, A. Rudenko, and N. Inogamov, Phys. Rev. Appl. **8**, 044016 (2017).
11. U. Zywietz, C. Reinhardt, A. B. Evlyukhin, T. Birr, and B. N. Chichkov, Appl. Phys. A **114**, 45 (2014).

12. U. Zywietz, A.B. Evlyukhin, C. Reinhardt, and B.N. Chichkov, Nature Comm. **5**(3402) (2014).
13. C. Unger, J. Koch, L. Overmeyer, and B.N. Chichkov, Opt. Express **20**(22), 24864 (2012).
14. A.V. Bushman, V.E. Fortov, G.I. Kanel, and A.L. Ni, *Intense Dynamic Loading of Condensed Matter*, Taylor & Francis Translation, London (1993).
15. K.V. Khishchenko, S.I. Tkachenko, P.R. Levashov, I.V. Lomonosov, and V.S. Vorob'ev, Intern. J. Thermophys. **23**(5), 1359 (2002).
16. I.V. Lomonosov, Laser and Particle Beams **25**(4), 567 (2007).
17. http://teos.ficp.ac.ru/rusbank/.
18. http://www.ihed.ras.ru/rusbank/.
19. I. Krasyuk, P. Pashinin, A. Semenov, K. Khishchenko, and V. Fortov, Laser Phys. **26**(9), 094001 (2016).