

О формировании и кристаллизации жидкой струи, возникающей при воздействии на пленку остророфокусированным лазерным пучком*

С.И.Анисимов, В.В.Жаховский, Н.А.Иногамов, С.А.Мурзов, В.А.Хохлов

Рассмотрено воздействие ультракороткого лазерного импульса на тонкую пленку золота, нанесенную на стеклянную подложку, при фокусировке излучения в пятно размером около 1 мкм. Проанализированы движение и тепловая история пленки, отслоившейся в пятне нагрева вследствие ее расплава. Показано, что отслоившийся участок образует куполообразное вздутие, движение которого тормозится поверхностным натяжением. После остановки и поворота купола назад, в сторону подложки, в его вершине начинает расти струя. Одновременно из-за теплоотвода по пленке начинается процесс рекристаллизации расплава, который охватывает сначала купол, а затем струю. Жидкая часть струи растягивается и распадается на капли из-за развития неустойчивости Плато–Рэлея. Формирование сужения шейки и отрыв последней капли происходят в зоне затвердевания между кристаллической и жидкой частями струи, причем распространение зоны кристаллизации по струе опережает процесс сужения, поэтому разрыв шейки имеет место уже в твердотельной фазе в условиях неравновесной кристаллизации (температура расплава на сотни градусов ниже температуры плавления), предельных механических напряжений и высоких темпов деформации. В результате струя превращается в высокую иглу с ультрамалым радиусом заострения (единицы нанометров).

Ключевые слова: ультракороткое лазерное воздействие, абляция тонких пленок, одиночные наноструктуры.

1. Введение

Широкое использование лазеров для создания структур на поверхности мишени привело к появлению отдельной подобласти физики взаимодействия лазерного излучения с веществом, посвященной структурированию поверхности. В свою очередь данная подобласть состоит из ряда направлений. Разделим их по морфологии и размерам структур на поверхности. В настоящей работе изучаются структуры минимального размера, определяемого дифракционным пределом фокусировки оптического (УФ) излучения. Это компактные округлые формирования в виде купола или конуса [1–11] или в виде длинной полосы на поверхности, возникающие при облучении через цилиндрическую линзу [3, 7, 8, 10, 11].

Иное направление связано со структурами внутри больших пятен нагрева с размером пятна в десятки и сотни микрометров. В зависимости от режима облучения (длительность лазерного импульса, поглощенная плот-

ность энергии, число лазерных импульсов, длина волны излучения) создаются хаотические [12–28] или периодические [29–34] структуры. Периодические структуры обычно возникают после нескольких или многих выстрелов в результате интерференции между падающей электромагнитной волной и поверхностными плазмонами, которые возбуждаются вследствие взаимодействия падающей волны с неровностями поверхности. Хаотические рельефы – это, во-первых, результат отрыва откольной пластины и/или верхней части расплавленного и вспененного металла и, во-вторых, замораживания нижней части пены. Модель с образованием пены, ее разрывом и затвердеванием остатков пены в форме случайных наноструктур была предложена в работах [18, 35].

С помощью интерференционных методик на поверхности создают двумерные массивы из изолированных друг от друга куполов, размеры которых и расстояния между ними составляют ~ 1 мкм [4–6]. Изучают также образование наночастиц. Это могут быть одиночные частицы или частицы, которые последовательно выбрасываются из отдельно стоящих куполов в результате распада струи, формирующейся в вершине купола. Возможно также образование облака из случайного набора летящих частиц при абляции (при широком пятне нагрева) в газовую или жидкую среду. Кроме того, исследуются процессы образования внутренних структур (каверн, каналов) внутри прозрачных диэлектриков [36].

Настоящая работа посвящена анализу минимальных по размеру одиночных структур, которые имеют вид купола, конуса или конуса с заострением на вершине. Такие структуры используются в наноплазмонике [37] и лазерной печати [1–3], а также для усиления рамановского и фотолуминесцентного сигналов [37]. Нас интересуют мишени в виде тонкой пленки на подложке. Исследования механизмов лазерного отслоения пленок от подложек начались с работ Вейко с соавторами [38, 39]. Ниже рассма-

* Доложена на международном симпозиуме «Фундаментальные основы лазерных микро- и нанотехнологий (FLAMN-16) (Ленинградская обл., Пушкин, 27 июня – 1 июля 2016 г.)

С.И.Анисимов, Н.А.Иногамов, В.А.Хохлов. Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау РАН, Россия, Московская обл., 1424326 Черноголовка, просп. Академика Семенова, 1-А; e-mail: office@itp.ac.ru, nailinogamov@gmail.com

В.В.Жаховский. Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л.Духова, Росатом, Россия, 127055 Москва, Сушевская ул., 22; e-mail: vniiia@vniiia.ru

С.А.Мурзов. Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л.Духова, Росатом, Россия, 127055 Москва, Сушевская ул., 22; Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9

Поступила в редакцию 24 марта 2017 г.

триваются ситуации с ультракороткими импульсами и пленками, толщина которых меньше толщины d_T слоя лазерного прогрева в объемной металлической мишени [1–11, 34, 40].

Статья имеет следующую структуру. Вначале приводятся краткие сведения о процессах, протекающих при воздействии лазерного излучения на тонкую пленку. Рассмотрены следующие вопросы: п.2.1 – о перераспределении поглощенной энергии из скин-слоя по толщине пленки на двухтемпературной стадии; п.п.2.2, 2.3 – о переходе от быстрой тепловой стадии к динамике отделения (сепарации) пленки от подложки; п.2.4 – о пространственном распределении света по пятну с максимумом в центре пятна и росте купола; в п.2.5 проанализирован процесс капиллярного торможения летящего по инерции купола и формирования струи в его вершине вследствие этого торможения; в п.п. 2.6, 2.7 рассмотрена кристаллизация сначала купола, а затем струи, а также конкуренция процессов кристаллизации струи и распада струи на капли. Именно в силу данной конкуренции формируется высокая и очень острая игла. В разделах, следующих за разд.2, перечисленные вопросы рассматриваются более подробно.

2. Общая картина

2.1. Прогрев за счет теплопроводности

На рис.1 показана пленка на подложке; толщина пленки d_f , радиус пятна нагрева R_{las} . Для определенности будем рассматривать пленку золота на стекле. Пренебрежем теплопроводностью стекла внутри пятна нагрева на масштабах времени $\sim t_s$, в течение которого пленка остается в тепловом и динамическом контакте с подложкой; здесь и далее $t_s = d_f/c_s$ (c_s – скорость звука в золоте).

Рассматриваются субпикосекундные лазерные импульсы и пленки толщиной $d_f \sim 40–100$ нм. Для интересующего нас диапазона длин волн света поглощение излучения в металле происходит в скин-слое толщиной $\delta_{sk} \sim 10–20$ нм. Таким образом, толщина пленки значительно превышает толщину скин-слоя. Вывод поглощаемого тепла из скин-слоя в объем пленки начинается уже во время действия импульса длительностью $\tau_{las} \sim 10$ фс – 1 пс.

За время $t_{ehc} \sim 1–2$ пс электронная температура T_e выравнивается по толщине пленки вдоль координаты z (рис.1). При этом температура T_e остается функцией радиуса r : $T_e(r, z, t) \rightarrow T_e(r, t)$ при $t > t_{ehc}$, поскольку $R_{las} \gg d_f$. Быстрое выравнивание температуры T_e по толщине обусловлено исключительно большими значениями [41] коэффициента температуропроводности χ_{2T} на двухтемпературной (2Т) стадии, на которой температура T_e превы-

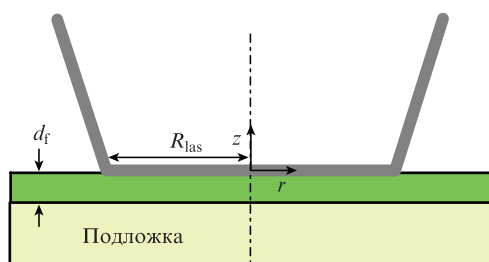


Рис.1. Геометрия мишени золото–стекло и фокальное пятно на поверхности; z, r – цилиндрические координаты. Пленка из золота находится сверху, стеклянная подложка располагается под пленкой.

шает температуру T_i ионной подсистемы. У твердых и жидких металлов с высокой проводимостью (Au, Ag, Cu, Al) коэффициент χ_{1T} составляет ~ 1 см²/с в одностепенных (1Т), $T_e = T_i$, условиях. Тогда время выравнивания температуры по теплоизолированному отрезку толщиной d_f есть $t_\chi = d_f^2/\chi_{1T} \sim 100(d_f/100)^2$ (где t_χ измеряется в пс, а d_f – в нм), что на 1.5–2 порядка больше t_{ehc} .

На начальной двухтемпературной стадии коэффициент χ_{2T} на те же 1.5–2 порядка превышает χ_{1T} [41]. Это связано с тем, что уравнение теплопроводности расщепляется в 2Т условиях на два уравнения [41–43]: одно – для электронной подсистемы, другое – для ионной. Соответственно в отношении $\chi_e = \kappa_e/c_e$, определяющее темп распространения тепла вследствие электронной теплопроводности, входит только электронная теплоемкость c_e , а не полная теплоемкость $c = c_e + c_i$, как в 1Т случае. Причем при рассматриваемых нами температурах T_e до ~ 2 эВ и T_i до ~ 3 кК электронная теплоемкость мала по сравнению с полной теплоемкостью: $c_e \approx (\pi^2/2)k_B(T_e/T_F) \ll c = c_e + c_i \approx c_i \approx 3k_B$. Здесь k_B – постоянная Больцмана; $k_B T_F = E_F$ – энергия Ферми. Согласно нашим вычислениям методом функционала плотности [43], для золота $E_F \approx 9$ эВ. В металлах доминирует электронная теплопроводность κ_e , поэтому $\chi_{2T} = \chi_e$. Кроме того, в 2Т условиях существенно повышается электронная теплопроводность κ_e [43–46], поскольку с ростом температуры T_e от комнатной до ~ 2 эВ сильно увеличивается теплоемкость c_e , тогда как частота столкновений электрона $\nu_e = \nu_{ei} + \nu_{ee} \approx \nu_{ei}(T_i) + \nu_{ee}(T_e)$ возрастает не так сильно.

2.2. «Водораздел» между тепловой и динамической стадиями

Вследствие относительно резкого увеличения коэффициента температуропроводности χ_{2T} на 2Т стадии время прогрева пленки по толщине t_{ehc} оказывается малым по сравнению с акустическим масштабом времени $t_s = d_f/c_s$. Это обстоятельство имеет важнейшее значение при определении механизма отрыва пленки от подложки. Получается, что тепловая стадия опережает гидродинамическую стадию. Соответственно давление на границе между золотом и стеклом (см. рис.1) резко повышается задолго до того, как волна разрежения, бегущая от границы с вакуумом, достигнет границы контакта.

Условие $t_{ehc} \ll t_s$ отделяет случай тонких пленок от случая толстых пленок, который требует отдельного анализа. В объемной мишени ультракороткий лазерный импульс за время порядка времени электрон-ионной релаксации t_{eq} создает слой прогрева толщиной d_T . Толстыми являются пленки толщиной $d_f > d_T$. Для рассматриваемых здесь тонких пленок выполняется обратное условие, $d_f < d_T$. Эти два случая качественно различаются с точки зрения характера растяжения вещества в окрестности контакта; подчеркнем, что именно это растяжение приводит к разрыву контакта и отслоению пленки. В случае тонкой пленки давление на контакте пленка–подложка повышается практически мгновенно, $t_{ehc} \ll t_s$, и происходит распад разрыва давления в неподвижной среде. В случае толстой пленки давление на этом контакте повышается позже, на временах $\sim t_s$. И это связано не с распадом разрыва по давлению в неподвижной среде, а с приходом волны сжатия. В волне сжатия есть и подъем давления, и движение частиц вещества в направлении распространения волны сжатия.

Толщина слоя прогрева $d_T \sim \sqrt{\chi_{2T} t_{eq}}$, где t_{eq} – продолжительность стадии выравнивания температур T_e и T_i . Так, для золота $d_T \sim 100\text{--}200$ нм. Это связано с медленной ($t_{eq} \sim 5\text{--}7$ пс) электрон-ионной температурной релаксацией в золоте из-за большой массы атома золота. Перечислим определяющие временные масштабы: длительность лазерного импульса $\tau_{las} < 1$ пс; продолжительность стадии распространения сверхзвуковой электронной тепловой волны по тонкой пленке $t_{ehc} \sim d_f^2/\chi_{2T} \sim 1\text{--}2$ пс; длительность электрон-ионной релаксации t_{eq} ; гидродинамический масштаб $t_s = d_f/c_s$.

В случае золота имеется заметный разрыв между временами t_{ehc} (1–2 пс) и t_{eq} (5–7 пс), т. е. быстрая тепловая волна достигает контакта раньше, чем заканчивается 2Т релаксация [7]. Это обстоятельство несколько усложняет профиль волны разрежения, бегущей от границы с вакуумом. Кроме того, усложняется временной ход давления $p_{cb}(t)$ на контакте [7]. Дело в том, что параметры Грюнайзена для электронной (Γ_e) и ионной (Γ_i) подсистем существенно различаются: $\Gamma_e \sim 1$ [47], $\Gamma_i \sim 2\text{--}3$; в золоте $\Gamma_i \approx 3$. Соответственно для рассматриваемых тонких пленок $\delta_{sk} < d_f < d_T$ на интервале времен $\tau_{las} < t < t_{ehc}$ происходит заметное замедление движения границы золота с вакуумом из-за падения электронного давления вследствие вывода электронной внутренней энергии из скин-слоя, а затем некоторой ускорение границы на отрезке времен $\tau_{ehc} < t < t_{eq} < t_s$ из-за перехода электронной энергии в энергию ионной подсистемы. Первый процесс снижает удельную электронную энергию и электронное давление на первой характеристике волны разрежения примерно в d_f/δ_{sk} раз до минимального значения, а второй процесс повышает полное давление $p = p_e + p_i$ примерно в Γ_i/Γ_e раз по сравнению с его минимальным значением. В меди и алюминии 2Т релаксация идет быстрее, чем в золоте: $t_{ehc} \sim t_{eq} \sim 1\text{--}2$ пс, поэтому указанные усложнения отсутствуют. Серебро занимает промежуточное положение между золотом с одной стороны и медью или алюминием с другой.

2.3. Гидродинамика отслоения пленки

На рис.2 показаны силы давления, действующие на контактный слой между золотом и стеклом. Стекло давит на пленку, пока контакт находится под положительным давлением. Соответственно пленка накапливает импульс

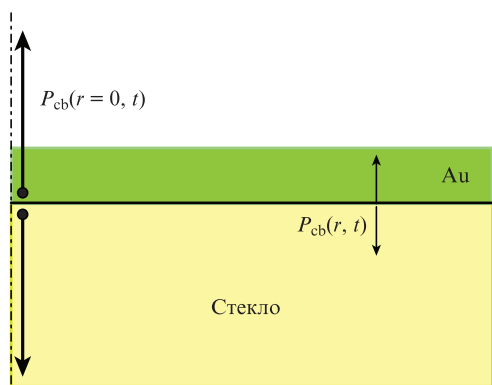


Рис.2. Силы давления на границе пленка–золото. Стрелки, направленные вверх, показывают направления сил реакции опоры со стороны стекла на приконтактную частицу золота в случае, когда давление на контактной границе (cb) между золотом и стеклом является положительным. На оси ($r = 0$) лазерного пучка эта сила максимальна.

$$p_z(r, t) = \int_{-\infty}^t P_{cb}(r, t') dt' = \int_{d_f} \rho w dz$$

по оси z в направлении от стекла; здесь интеграл берется на фиксированном радиусе r вдоль столбика, пронизывающего пленку по оси z ; P_{cb} – давление на контактной границе; w – компонента скорости пленки золота вдоль оси z . До воздействия лазерного излучения пленка покоилась: $p_z(r) \equiv 0$. Скорость центра масс столбика

$$w_{cm}(r, t) = \frac{p_z(r, t)}{\int_{d_f} \rho dz}$$

где

$$\int_{d_f} \rho dz = \rho_0 d_f$$

– поверхностная плотность пленки.

Рост скорости $w_{cm}(r, t)$ со временем t продолжается до тех пор, пока контакта не достигает растягивающая часть волны разрежения. Это волна распространяется по пленке, двигаясь со стороны границы пленки и вакуума. На рис.3 показано, как изменяются профили давления со временем на этапе, когда под действием двух волн растяжения формируется поле растягивающих силовых напряжений внутри пленки. Одна волна разрежения распространяется от границы пленки с вакуумом, другая – от контактной границы между пленкой и стеклом. Расчет выполнен с помощью двухтемпературного гидродинамического кода, соответствующая система уравнений приведена в [47]. В этом коде законы сохранения массы и импульса дополнены двумя (а не одним, как в одностепенном аналоге) уравнениями теплового баланса; уравнения энергии записаны отдельно для электронной и ионной подсистем [42, 47]. Термодинамические уравнения состояния, используемые в расчетах, следуют из выражения для свободной энергии, которое в случае золота представляет собой сумму свободных энергий ионной и электронной подсистем. Малой теплопроводностью стекла на наших временных интервалах пренебрегаем. Стекло в наших расчетах описывается одностепенным уравнением состояния.

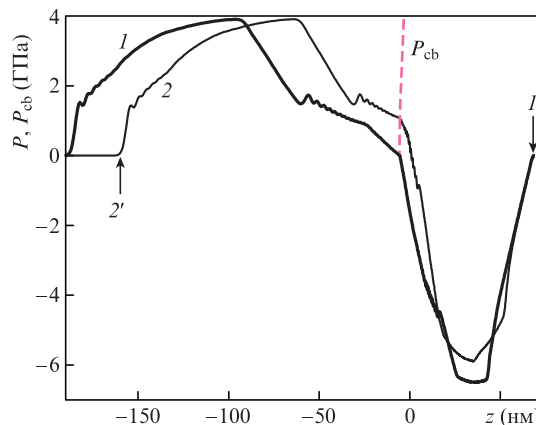


Рис.3. Профили давления в системе из пленки золота и стекла в моменты времени 30 (1) и 35.3 пс (2). Стрелками указаны положения границы золота с вакуумом (I') и ударной волны в стекле ($2'$). Золото находится правее линии P_{cb} , а стекло – левее. Ударная волна движется гораздо быстрее вакуумной границы.

Параметры расчета: длительность лазерного импульса $\tau_{\text{las}} = 0.1$ пс, толщина скин-слоя $\delta_{\text{sk}} = 15$ нм, поглощенная энергия $F_{\text{abs}} = 40$ мДж/см², толщина пленки золота $d_f = 60$ нм, стеклянная подложка. Растяжение контакта начинается после снижения давления на нем P_{cb} ниже нулевого значения. Кривая $P_{\text{cb}}(z_{\text{cb}})$ на рис.3 соответствует давлению на контакте как функции мгновенной позиции контакта $z_{\text{cb}}(t)$. Видно, как падает давление P_{cb} по мере смещения контакта в сторону стекла. Точки пересечения кривой $P_{\text{cb}}(z_{\text{cb}}(t))$ в моменты $t = 30$ и 35.3 пс с профилями давления $P(z, t)$ на рис.3 указывают на мгновенное положение точки контакта на этих профилях. При этом падение давления P_{cb} вызвано совместным действием двух волн разряжения.

Важное значение имеет величина порогового напряжения при растяжении, которое может выдержать контакт между золотом и стеклом (адгезия золота к стеклу). Ниже ограничимся случаем пренебрежимо малых порогов. Это соответствует пленкам золота и серебра на стекле. В такой ситуации разрыв контакта начинается в момент снижения давления P_{cb} до нуля. Пусть P_{cb} обращается в нуль в момент t_{br} . Грубая оценка значения t_{br} связана с акустическим масштабом времени $t_s = d_f/c_s$, который определяется продолжительностью распространения звука по толще пленки. В расчете, показанном на рис.3, $t_{\text{br}} = 35.3$ пс, а $t_s \approx 20$ пс. Увеличение t_{br} по сравнению с t_s связано с размыванием волны разряжения на 2Т стадии и с небольшой нелинейностью: в расчете на рис.3 отношение максимального давления к объемному модулю золота $P_{\text{max}}/K = 11/180 = 0.06$.

В отсутствие адгезии скорость центра масс пленки на интервале времени $-\infty < t < t_{\text{br}}$ увеличивается, а давление на контакте на этом временном интервале является положительным. Скорость пленки после отрыва от подложки

$$w_{\text{cm}}^{\text{br}}(r) = w_{\text{cm}}(r, t_{\text{br}}) = (\rho_0 d_f)^{-1} \int_{-\infty}^{t_{\text{br}}} P_{\text{cb}}(r, t') dt' \quad (1)$$

примерно пропорциональна локальному поглощенному флюенсу $F_{\text{abs}}(r)$. Действительно, из-за быстрого выравнивания температуры по толщине пленки, $t_{\text{ehc}} < t_{\text{cq}} < t_s$, плотность поглощенной энергии на единицу объема равна F_{abs}/d_f . Давление $P = \Gamma F_{\text{abs}}/d_f$. Тогда после отслоения скорость

$$w_{\text{cm}}^{\text{br}}(r) \approx \frac{Z_g}{Z_{\text{Au}}} \frac{\Gamma F_{\text{abs}}}{Z_{\text{Au}} d_f}.$$

При выводе этой оценки использовано соотношение (1), положено $t_{\text{br}} \approx t_s$ и учтено падение давления при распаде скачка давления на контакте двух полупространств с акустическими импедансами Z_g (подложка – стекло) и Z_{Au} (пленка – золото). Численные расчеты (см. пример на рис.3) дают приближенную зависимость

$$w_{\text{cm}}^{\text{br}}(r) \approx \frac{60 F_{\text{abs}}(r)/40}{d_f/100}, \quad (2)$$

где $w_{\text{cm}}^{\text{br}}$ измеряется в м/с, F_{abs} – в мДж/см², d_f – в нм. Формула (2) пригодна в случае тонких пленок, $d_f < d_T$, где d_T – толщина слоя, прогретого на 2Т стадии. Для золота толщина прогретого слоя составляет 100–200 нм. Боковое перераспределение поглощенного тепла на временном отрезке около $t_{\text{br}} \sim t_s$ мало при $R_{\text{las}} \gg d_T$, где R_{las} – ра-

диус пятна (см. рис.1). Таким образом, распределение энергии по радиусу $F_{\text{abs}}(r)$ примерно повторяет радиальное распределение падающей энергии $F_{\text{inc}}(r)$. В нашем диапазоне интенсивностей увеличение коэффициента поглощения к центру из-за увеличения интенсивности к центру невелико.

2.4. Лазерный пучок с максимумом интенсивности на оси, формирование купола

Оптическими методами можно управлять распределением интенсивности по пятну нагрева на освещаемой пленке. Поскольку скорость отделения согласно (2) пропорциональна локальному значению флюенса, то формой летящей пленки можно управлять, меняя распределение интенсивности по пятну. Нас интересуют пятна минимального размера, ограниченные дифракционным пределом. Обычно в такой ситуации наибольшей является интенсивность в центре пятна. Распределение поглощенного флюенса аппроксимируют, например, функцией Гаусса $F_{\text{abs}}(r) = F_c \exp(-r^2/R_{\text{las}}^2)$. Отделившаяся от подложки часть пленки в полете принимает форму купола:

$$z(r, t) = w_{\text{cm}}^{\text{br}}(r) t, \quad w_{\text{cm}}^{\text{br}}(r) = w_c \left[\exp\left(-\frac{r^2}{R_{\text{las}}^2}\right) - \Delta \right], \quad (3)$$

где w_c – скорость в центре; $\Delta \ll 1$, если мала адгезия пленки к стеклу. Время t отсчитывается от момента прихода ультракороткого импульса на мишень. Это связано с тем, что формулу (3) для $z(r, t)$ мы применяем при значительном, $z \sim R_{\text{las}}$, удалении пленки от подложки, когда скорости $w_{\text{cm}}^{\text{br}}$ составляют несколько десятков м/с. Чтобы пройти расстояния $z \sim 1$ мкм с такой скоростью требуются десятки наносекунд. На масштабе времени ~ 1 нс становятся незаметны вариации времени отсчета t , связанные с длительностью импульса (менее 1 пс) и акустическим временем (~ 10 пс). Отметим, что при смещениях $z \sim R_{\text{las}} \gg d_f$ толщина оболочки купола становится малой по сравнению с высотой z подъема оболочки.

Полет по инерции согласно (3) будет продолжаться, пока не начнут сказываться поверхностное натяжение и кристаллизация в твердую фазу. Эти вопросы рассмотрены количественно в разд.3. Качественные соображения, необходимые для общего понимания, приведены в следующих двух подразделах.

2.5. Капиллярное торможение купола и формирование струи

На начальном участке, пока влияние поверхностного натяжения и затвердевания еще слабо, форма купола следует распределению реактивного давления (рис.2) и интенсивности по фокальному пятну (см. (3)). Учет капиллярность. На рис.4 показана форма пленки (в виде купола), отделившейся от подложки. В пренебрежении поверхностным натяжением эта форма согласно формуле (3) соответствует распределению скорости $w_{\text{cm}}^{\text{br}}(r)$. Компонента N силы поверхностного натяжения (вектор S на рис.4) действует в направлении замедления и поворота назад нормальной компоненты скорости $w_{\text{cm}}^{\text{br}}(r)$. Таким образом, капиллярность меняет форму купола.

Капиллярная сила S на рис.4 направлена под углом к оси S . Поэтому, кроме нормальной компоненты N , имеется также компонента A , направленная к оси купола.

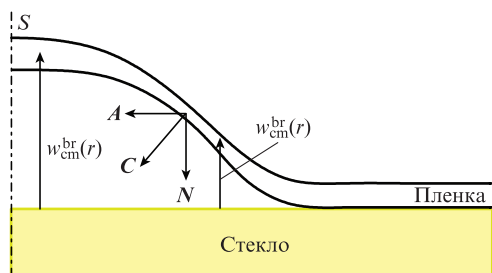


Рис.4. Куполообразный подъем пленки, сформированный полем скоростей (3); S – ось симметрии аксиально-симметричного купола, C – сила поверхностного натяжения, N – нормальная составляющая силы C , A – составляющая той же силы, направленная к оси купола.

Именно эта составляющая приводит к перемещению вещества оболочки купола в сторону оси. В результате схождения жидких частиц к оси, достигающих ее за конечное время, вещество накапливается в приосевой области. Отметим различие между 2D и 3D случаями. В плоской геометрии (когда вместо цилиндрической системы координат r, z необходимо использовать плоскую систему координат x, y) накопление вещества приводит к образованию 2D капли. Эта капля может повернуть назад (т. е. к подложке) под действием поверхностного натяжения [10, 48]. Такие капли образуют дебрис на поверхности. Появление дебриса из замороженных капель на поверхности подложки наблюдалось в 2D [49] и 3D опытах [34, 40, 49]. В 2D случае вылетающая струя не образуется, поскольку аккумуляция вещества в центре является недостаточной [10, 48]. В аксиально-симметричной 3D геометрии потоки вещества по радиальным направлениям сходятся к оси купола. Соответственно приосевое накопление вещества резко усиливается по сравнению с 2D случаем. В такой ситуации приходящее в радиальном направлении вещество начинает истекать из зоны накопления вдоль оси, в основном – вверх, в сторону от подложки. Но возможно образование и обратной струи, текущей к подложке [7]. Обратная струя наблюдалась в опытах [2, 5, 50].

Появление струи можно представить себе как проявление неустойчивости Рэлея–Тейлора. Действительно, ускорение направлено от среды малой плотности (вакуум или газ снаружи купола на рис.4) к более плотной среде (вещество оболочки купола). Аналогом такой неустойчивости является неустойчивость гидростатического равновесия горизонтального плоского слоя в вертикальном поле силы тяжести, когда вес слоя компенсируется различием давлений газа низкой плотности над и под слоем.

Парадоксально, что торможение осуществляется силами поверхностного натяжения, и это при том, что капиллярность одновременно является стабилизирующим фактором. Иногда подобным парадоксальным образом (как вариант неустойчивости Рэлея–Тейлора) представляют неустойчивость Плато–Рэлея жидкого цилиндра.

2.6. Кристаллизация

Как говорилось в пп.2.1, 2.2, лазерный удар приводит к быстрому нагреву. При достаточно большой поглощенной энергии F_{abs} пленка в пятне нагрева плавится, а затем медленно остывает и затвердевает. Мощность потерь поглощенной энергии F_{abs} за счет лучистого охлаждения мала. В основном охлаждение определяется теплопровод-

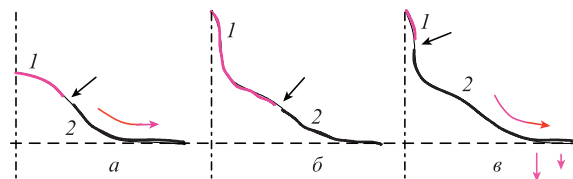


Рис.5. Затвердевание жидкого участка пленки из-за остывания жидкости в случаях купола (а) и купола плюс струя в вершине (б, в). Кристаллизация резко ограничивает механическую подвижность оболочки купола. На рисунках б и в черными стрелками показано распространение зоны рекристаллизации (участок 1 – жидкая фаза, 2 – твердая). Серыми стрелками на рисунках а и в выделены тепловые потоки. В случае а теплопередачей в подложку можно пренебречь. В случае в отток тепла по пленке дополняется теплоотводом в подложку.

ностью с растеканием тепла по металлической пленке на холодную периферию пленки (если пренебречь тепловым транспортом в подложке, рис.5,а, серая стрелка) или с растеканием по пленке на рис.5,в с отдачей тепла в подложку за пятном отрыва пленки от подложки (рис.4 и 5). В аксиально-симметричной геометрии отводимый тепловой поток радиально расходится, поэтому вне пятна нагрева температура быстро снижается до начального значения 300 К на бесконечности. На рис.5 черными стрелками показано, как зона кристаллизации распространяется с периферии пятна к центру. После затвердевания жидкой фазы в центральной области происходит охлаждение всей твердой фазы до начальной температуры.

Имеет место конкуренция между инерционно-капиллярной динамикой и кристаллизацией. С одной стороны, движение представляет собой комбинацию инерционного движения (полет вещества пленки по инерции после отрыва от подложки) и эффектов, связанных с поверхностным натяжением (поэтому здесь говорится об инерционно-капиллярной динамике, см. п.2.5). С другой стороны, кристаллизация намного уменьшает растяжимость и возможность механического искривления пленки. После замерзания движение замирает и переходит в затухающие упруго-пластические осцилляции затвердевшей пленки.

В зависимости от соотношения между капиллярным числом w_σ и числом w_χ , характеризующего темп охлаждения, в этом соревновании берет вверх или капиллярное усложнение формы купола, или остановка этого усложнения в результате затвердевания вещества. Капиллярное число $w_\sigma = v_\sigma / w_{cm}^{br}(r=0)$, тепловое число $w_\chi = v_\chi / w_{cm}^{br}(r=0)$, где $w_{cm}^{br}(r=0)$ – скорость пленки после отрыва в центре лазерного пятна; $v_\sigma = 2\sqrt{\sigma/(\rho d_f)}$ – капиллярный масштаб скорости; σ – коэффициент поверхностного натяжения расплава; ρd_f – начальная плотность пленки в расчете на единицу ее площади; $v_\chi = \chi / R_{las}$ – скорость охлаждения пятна нагрева; $\chi = \kappa / c$ – коэффициент теплопроводности материала пленки в 1Т режиме; $c = c_e + c_i \approx 3k_B n_0$ – полная теплоемкость; n_0 – концентрация атомов.

При высоком темпе охлаждения, когда $w_\chi \gg w_\sigma$, затвердевание летящего купола происходит до точки поворота назад вещества пленки (режим быстрого замерзания, рис.6,а). В такой ситуации струя не образуется, поскольку ее формирование начинается после остановки и поворота купола назад. Отметим, что для зарождения струи также требуется, чтобы в точке поворота высота H купола была примерно равна радиусу R_{las} (рис.6). При условии сильного поверхностного натяжения или малой

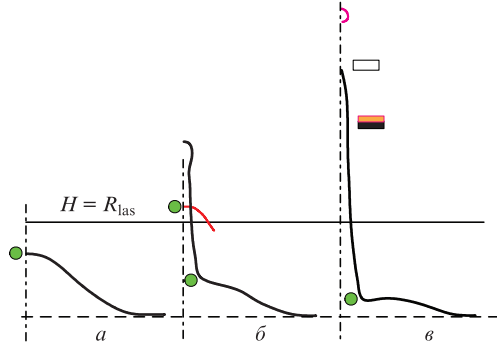


Рис.6. Последовательность событий, размежевание режимов и финальная морфология формирующегося купола со струей. Форма застывшего купола определяется соотношениями между скоростями $w_{cm}^{br}(0)$, v_σ и v_χ (см. пп.2.6 и 2.7, а также разд.3).

скорости отрыва от подложки, $w_{cm}^{br}(0) \ll v_\sigma$, в точке поворота $H \ll R_{las}$. Тогда струя невозможна.

При анализе на электронном микроскопе (через большое время после лазерного воздействия) в режиме быстрого замерзания наблюдается округлый или конусообразный купол без затвердевшей струи в вершине (рис.6,a). Уточним, что имеются характерные гидродинамическое ($t_{hd} = R_{las}/w_{cm}^{br}(0)$), капиллярное ($t_\sigma = R_{las}/v_\sigma$) и кристаллизационное ($t_\chi = R_{las}/v_\chi$) времена. Как сказано выше, капиллярность не успевает проявиться, если $t_\chi \ll t_\sigma$, т.е. если из-за кристаллизации не успевает наступить стадия остановки движения купола вверх; подчеркнем, что формирование и рост струи начинаются именно после остановки такого движения. При этом для формирования замороженного купола требуется, чтобы время замерзания t_χ не превышало гидродинамического времени t_{hd} . В обратном пределе, при $t_\chi \gg t_\sigma$, купол не образуется. На месте пятна облучения в тонкой ($d_t < d_T$) пленке (см. п.2.2) остается дырка с валиком по периметру, поскольку центральная часть оболочки разрушается до того, как успеет затвердеть. Только валик на краю оболочки рекристаллизуется и таким образом сохраняется для больших времен. Это связано с тем, что радиальная протяженность валика мала по сравнению с R_{las} и, следовательно, время его остывания меньше времени t_χ , вычисленного по радиусу R_{las} .

Сложными являются ситуации, в которых требуется учет поверхностного натяжения и кристаллизации вместе с процессами разрушения струи и купола. Рассмотрим их.

2.7. Капиллярность и кристаллизация

На рис.6 сравниваются инерционно-капиллярная гидродинамика и кристаллизация при наличии разрушения струи. Простейшим является режим быстрого замерзания (рис.6,a): когда $t_\chi \sim t_{hd}$ или, если выполняется условие $t_\sigma < t_{hd}$, то $t_\chi < t_\sigma$. В этом режиме, рассмотренном в п.2.6, координата вершины купола $H(t)$ сначала монотонно растет, затем этот рост насыщается на временах $\sim t_\sigma$. При этом функция $H(t)$ достигает максимального значения H_{max} , отмеченного на рис.6,a кружком. Отметим, что в режиме быстрого замораживания $H_{max} < R_{las}$. При $H_{max} \ll R_{las}$ купол имеет параболическую форму, а при $H_{max} \sim R_{las}$ он становится конусовидным.

При уменьшенном поверхностном натяжении, когда $t_\sigma \geq t_{hd}$ и $t_\chi > t_\sigma$, морфология купола усложняется за счет появления струи на вершине. Как говорилось выше, струя

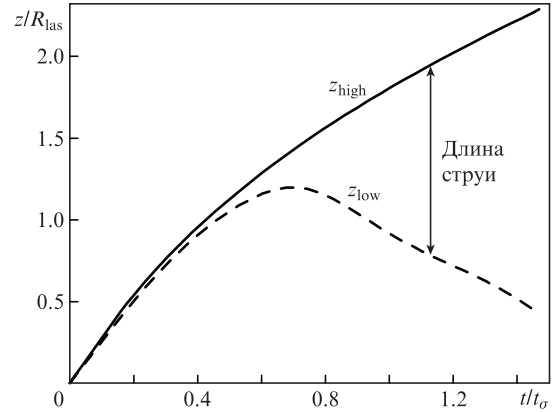


Рис.7. Пример расчета при относительно слабом поверхностном натяжении и очень медленной заморозке: $t_\sigma/t_{hd} = 1/w_\sigma = 2.6$, $t_\sigma = 2.6$ нс, $t_\sigma \ll t_\chi$. Верхняя и нижняя кривые относятся к мгновенной позиции наивысшей точки структуры z_{high} и верхней точке купола z_{low} . До точки поворота t_{max} купола (максимум на кривой z_{low}) $z_{high} \approx z_{low}$. В точке поворота начинается формирование струи длиной $z_{high} - z_{low}$. За точкой поворота купол вне струи начинает оседать вниз под действием поверхностного натяжения (два кружка на рис.6,б, верхний кружок относится к точке поворота, пленка при этом расплавлена (серая кривая), нижний кружок на рис.6,б показывает положение просевшего и затвердевшего купола).

зарождается после достижения точки H_{max} , называемой нами также точкой поворота. Вместе с этим событием происходит расщепление траектории на траекторию z_{high} наивысшей точки (это вершина струи) и траекторию z_{low} купола (рис.7). Прохождение максимума t_{max} , H_{max} и расщепление показаны на рис.7 на примере молекулярно-динамического (МД) расчета № 203, в котором время заморозки велико. Поэтому затвердевание не мешало инерционно-капиллярной гидродинамике. Без затвердевания поверхностное натяжение действует постоянно. Это приводит к сильному уменьшению высоты купола $H(t)$. Повторим, что для формирования струи максимум должен быть порядка или больше радиуса R_{las} .

На рис.8 показана эволюция купола при относительно слабой капиллярности (как на рис.7), но при значительной скорости заморозки (в отличие от рис.7): $t_\sigma/t_{hd} = 1/w_\sigma = 2.6$, $t_\sigma = 440$ пс, $w_\sigma = 0.39$, $w_\chi = 0.34$, $t_\chi = 490$ пс (МД расчет № 220). На рис.8, так же как и на рис.7, видно, как купол поднимается вверх, достигает максимальной высоты t_{max} , H_{max} , а затем рождает струю и начинает опускаться вниз. Цифра 1 на рис.8 относится к точке поворота, аналогичной максимуму t_{max} , H_{max} на кривой z_{low} рис.7. Величина H_{max} на рис.8 равна $1.24R_{las}$. Максимум достигается в момент времени $t_{max} = 290$ пс ($t_{hd} = 170$ пс), $t_{max}/t_\sigma = 0.7$. Видно, что, несмотря на пятикратное различие в пространственно-временных масштабах (R_{las} на рис.7 составляет 300 нм, а на рис.8 – 65 нм; $t_\sigma = 2.6$ и 0.44 нс) и различие в темпах заморозки, t_{max} , H_{max} на рис. 7 и 8 очень близки в безразмерных координатах (0.7, 1.24). Безусловно, это связано с равными значениями капиллярного параметра w_σ и с довольно медленной заморозкой. Таким образом, динамика процесса с хорошей точностью масштабируется с помощью параметров w_σ и w_χ . Это позволяет с использованием относительно небольших МД систем моделировать ситуацию с гораздо большими размерами структур (с R_{las} в единицы и, возможно, в десятки микрометров).

Видна резкая зона перехода между оболочкой полого купола и струей (см. нижние кружки на рис.6,б,в и точку 3

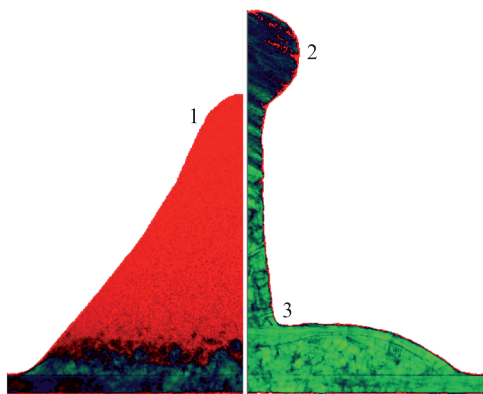


Рис.8. Достижение максимальной высоты подъема купола в жидком состоянии (точка 1), после чего купол начинает опускаться вниз и кристаллизуется. В затвердевшем состоянии высота купола (точка 3) мала. При движении купола вниз формируется струя, высота которой в твердом состоянии отмечена точкой 2 (ср. с кривыми z_{low} и z_{high} на рис.7). Цветные изображения этого рисунка и рис.9–17 даны на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

на рис.8). Поразительным является отсутствие волны плотности, которая распространялась бы по жидкой пленке от струи в сторону купола. Купол поворачивает в точке 1 и движется вниз под действием капиллярных сил, хотя в центре его имеется массивная струя. Это движение вниз останавливается в точке 3 только вследствие заморозки.

Разработана простая линейная теория [7], справедливая при малых отклонениях купола от плоскости подложки. Эта теория при больших значениях параметра w_σ (и в отсутствие заморозки, $w_\chi = 0$) описывает всю гидродинамическую историю инерционно-капиллярного движения отслоившейся пленки: от движения вверх и стадии остановки до движения вниз вплоть до соударения с подложкой. Это неудивительно. Удивительно то, что нелинейная динамика с $w_\sigma \sim 1$ и приосевой струей большой массы по-прежнему (как и в линейном случае) сохраняет идущий вниз купол, описываемый правой ветвью функции z_{low} на рис.7.

Получается, что приосевая струя существует в виде «черной дыры», поглощающей направленный к оси поток массы (см. п.2.5 и рис.4). Это безызлучательная «дыра», не испускающая возмущений по тонкой пленке, которая с двух сторон граничит с вакуумом. На такую интерпретацию указывают также результаты сравнения МД моделирования и расчетов динамики купола с помощью уравнений тонкой оболочки, выведенных в [7]. И МД, и уравнения тонкой оболочки дают примерно одинаковую нисходящую ветвь функции z_{low} на рис.7. В задаче с тонкой оболочкой струя образуется из-за самопересечения контура оболочки [7]. Для расчета, показанного на рис.7, масса струи растет примерно линейно, начиная с зарождения струи в момент $t \approx 0.6t_\sigma$ и до момента $t \approx 2t_\sigma$ сильного сближения опускающегося купола с плоскостью подложки. При этом масса возрастает от нуля до 60% всей массы, вовлеченной в движение в круге радиусом R_{las} . Этот результат согласуется с экспериментальными оценками массы, оторвавшейся в виде капли или капель [5, 49].

Влияние темпа охлаждения на инерционно-капиллярную динамику иллюстрирует рис.9. Левая сторона соответствует МД расчету № 223 с теми же значениями скорости отрыва $w_{cm}^{br}(0)$ и капиллярной скорости v_σ , что и в расчете, показанном на рис.8 и правой стороне рис.9. Но

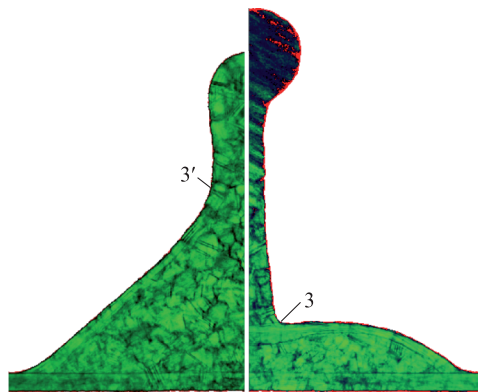


Рис.9. Роль скорости кристаллизации в формировании финальной морфологии формирующегося купола.

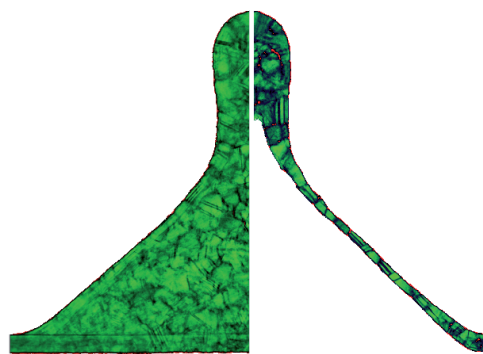


Рис.10. Сечение конусовидного купола с левой стороны рис.9. Видны конусовидная оболочка и зачаток струи в вершине.

темпа охлаждения слева на рис.9 в два раза выше: w_χ составляет не 0.34, как на рис.8, а 0.68. Соответственно расстояние, пройденное куполом на левой стороне рис.9 от остановки до плоскости подложки, меньше, чем справа (ср. точки замерзания 3 и 3'). Точка поворота в обоих расчетах приходится на одинаковые моменты времени (приблизительно 300 пс). Левая сторона на рис.9 соответствует моменту времени 1.2 нс, правая – 2.7 нс.

На рис.10 показана внутренняя структура замерзшего полого конуса, представленного на рис.9. Отметим существенное (примерно в три раза) уменьшение толщины его оболочки по сравнению с начальной толщиной. Начальной толщине соответствует высота пьедестала слева на рис.9 и толщина пленки на его правом краю. Стеклоподложка находится под пьедесталом. Обратим внимание также на существование узкой внутренней выемки в головной части купола под формирующейся струей.

2.8. Капиллярность, кристаллизация и разрушение струи

Проанализированные выше рис.6, а и б соответствовали случаям гидродинамического перемещения вещества пленки от подложки и вдоль нее. При этом термомеханическая абляция (отрыв и удаление вещества от подложки) отсутствовала. За счет механических связей вдоль пленки образующийся купол еще довольно хорошо держится за подложку. Как известно, термомеханическая абляция объемных мишеней, когда отрыв обусловлен преодолением когезии конденсированной среды, качественно отличается от испарительной абляции. Каким образом происходит термомеханическая абляция (т.е. полный отрыв ве-

щества от подложки) в случае пленочных мишеней? Разумеется, полный отрыв части вещества пленки от пленки связан с увеличением высоты ее подъема над подложкой вплоть до разрушения пленки. Переход к абляции вызывается ростом скорости отрыва w_{cm}^{br} при увеличении поглощенного флюенса F_{abs} .

Таким образом, существует порог отрыва по флюенсу F_{abs} и скорости w_{cm}^{br} . Оставим пока вопрос о заморозке. В зависимости от величины w_{σ} возможны два сценария. В первом из них w_{σ} чрезвычайно мало, например $w_{\sigma} = 0$. Тогда форма летящего по инерции купола повторяет распределение интенсивности по пятну (3). Понятно, что полет по инерции в отсутствие поверхностного натяжения и заморозки не остановит. В конце концов весь купол рассыплется на улетающие фрагменты, потерявшие связь с пленкой вне пятна отрыва. Другой сценарий появляется при конечных значениях w_{σ} . В нем в процессе движения начинается самопересечение пленки и образуется струя. Остаток купола вне струи возвращается на подложку, а большая часть струи распадается на капли и улетает (абляция) в силу неустойчивости Плато–Рэлея (НПР). Немного выше порога отделяется и улетает одна капля. Этот вариант показан на рис.6,б, расплавленная капля – полукруг вверх. Рассмотрим второй сценарий при учете заморозки, т. е. при конечных значениях теплового параметра w_{χ} . Этому посвящен разд.3.

3. Формирование заострения

3.1. Неустойчивость Плато–Рэлея

На рис.6,б показан именно тот вариант, в котором присутствуют сильное капиллярное влияние, абляция (разрушение струи) и заморозка. Ниже порога отрыва капля удерживается на вершине струи, как на рис.6,б, 8 и 9 (справа). Выше этого порога начинается разрушение струи. Чем больше превышение над порогом, тем больше капель отрывается. Капли отрываются вследствие развития НПР в жидкой части струи. В случае множественного разрушения струи на капли процесс распада усложняется. Капля, летящая первой, является самой крупной, быстрой и горячей в цепочке капель.

Для ускоренного развития НПР требуется существенное уменьшение диаметра струи за счет ее продольного растяжения, связанного с градиентом скорости струи вдоль ее длины $\partial w/\partial z$. Обратный максимальный инкремент $1/\gamma_{max} \approx 3\sqrt{\rho R_j^3/\sigma}$ характеризует время развития НПР в случае круглого цилиндра с неподвижной жидкостью; здесь R_j – диаметр цилиндра. Соответствующая характерная скорость $v_{PR} = R_j \gamma_{max} \approx 0.3v_{\sigma} \sqrt{d_f/R_j}$, $v_{\sigma} = 2\sqrt{\sigma/(\rho d_f)}$; обычно $d_f \sim (2\%–5\%)R_{las}$, $R_j \sim 7\%R_{las}$. Для развития НПР требуется, чтобы скорость v_{PR} превышала скорость удлинения $(\partial w/\partial z)\lambda_{max}$ жидкого цилиндра длиной порядка длины волны $\lambda_{max} \approx 9R_j$, что соответствует наиболее неустойчивой моде при НПР. Тогда при изучении неустойчивости скоростью удлинения можно пренебречь и вернуться к приближению с неподвижной жидкостью.

Распределение скорости струи w вдоль ее длины приближенно является линейной функцией z . Скорость в окрестности шейки вершинной, или головной капли струи максимальна. Размер капли постепенно растет, поскольку шейка перемещается по струе, захватывая все новые и новые порции ее вещества. Внутри капли мгновенное зна-

чение скорости $w_{head.drop}(t)$ является пространственно однородным. Величина $w_{head.drop}(t)$ медленно снижается, поскольку новые порции вещества имеют меньшие значения z -компоненты импульса.

Скорость втекания вещества струи в головную каплю $\Delta v_j = v_{\sigma}|_{R_j}/\sqrt{2} = \sqrt{2\sigma/(\rho R_j)}$, где $v_{\sigma}|_{R_j} = 2\sqrt{\sigma/(\rho R_j)}$. Это следует из закона сохранения импульса. Рассмотрим неподвижный жидкий цилиндр с головной каплей, которая движется относительно цилиндра со скоростью Δv_j . Сохранение импульса означает, что $\sigma 2\pi R_j t = \rho \pi R_j^2 l \Delta v_j$ (здесь t – время движения капли, l – расстояние, которое капля прошла по цилиндру); тогда $l/t = \Delta v_j$. Отсюда следует приведенная формула для скорости Δv_j .

Записывая закон сохранения энергии $\sigma 2\pi R_j l = \rho \pi \times R_j^2 l \Delta v_j^2/2 + Ql$, находим, что половина работы капиллярных сил $\sigma 2\pi R_j l$ переходит в кинетическую энергию капли, а половина диссипирует в тепло (величина Q характеризует диссипацию, связанную с силой трения). Отношение поверхности к объему в капле мало по сравнению с этим отношением в цилиндре. Считаем, что радиус цилиндра, на конце которого находится капля, мал по сравнению с радиусом капли. Поэтому при записи закона сохранения энергии капиллярной энергией капли пренебрегается. Аналогичное соотношение для краевой цилиндрической капли на границе плоской пленки выведено в [7]; цилиндрической является «капля» на линейной границе полуплоскости, образованной пленкой с боковой границей. Из-за трения капля нагревается на $\Delta T = (\rho \Delta v_j^2/2)/c = \sigma/(2k_B n R_j)$, где $c \approx 2k_B n$ – теплоемкость расплава на единицу объема; $n \approx 6 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ – концентрация атомов. Подставив $\sigma \approx 1000 \text{ дин/см}$, $R_j = 0.05 R_{las}$ и $R_{las} = 1 \text{ мкм}$, получим небольшой нагрев, $\Delta T = 12 \text{ К}$.

Оценим длину струи, при которой начнется выполнение упомянутого выше условия $v_{PR} > (\partial w/\partial z)\lambda_{max} = 9(\partial w/\partial z)R_j$. Из анализа расчетных данных следует, что $\partial w/\partial z \sim 0.5w_{cm}^{br}(0)/l_j$, где $0.5w_{cm}^{br}(0)$ – скорость струи непосредственно перед шейкой головной капли, l_j – текущая длина струи. Оценка начинает работать при $l_j \sim R_{las}$. Из сравнения скоростей находим, что для распада струи на капли по механизму НПР требуется, чтобы длина струи достигла $\sim 11w_{cm}^{br}(0)R_j^{3/2}\sqrt{\rho/\sigma}$. Подставляя сюда $\sigma \approx 1000 \text{ дин/см}$, $R_j = 0.05R_{las}$, $R_{las} = 1 \text{ мкм}$ и $w_{cm}^{br}(0) = 50 \text{ м/с}$, находим, что длина струи должна быть $\sim 1 \text{ мкм}$. При этом с учетом высоты точки поворота расстояние от плоскости подложки составит $\sim 2R_{las}$. Однако из МД симуляций следует, что на момент разрыва длина струи заметно (в 1.7–3 раза) больше. Видимо, это связано с тем, что темп развития НПР до полного разрыва струи заметно меньше, чем $v_{PR} = R_j \gamma_{max}$. В работе [2] полет оторванных капель наблюдался экспериментально.

Типичные МД симуляции дают $t_1 = (4 \pm 0.5)t_{\sigma}$ и $h_1 = (3.5–5)R_{las}$ для момента и позиции первого разрыва струи. Здесь $t_{\sigma} = R_{las}/v_{\sigma}$; $v_{\sigma} = 2\sqrt{\sigma/(\rho d_f)}$; h_1 – расстояние от точки первого разрыва до плоскости подложки. Значения t_1 и h_1 даны для режима умеренного превышения над порогом отрыва единственной капли от струи. Этот режим характеризуется примерно двукратным превышением параметра $1/w_{\sigma}$ над данным порогом. Возле указанного порога коэффициент ζ в формуле для скорости струи $\zeta w_{cm}^{br}(0)$ стремится к нулю. В режиме умеренного превышения имеем $\zeta \sim 0.5$. При сильном превышении над порогом разрушению подвергается не только струя, но и верхняя часть купола. При этом параметр $1/w_{\sigma}$ увеличивается примерно в четыре раза по сравнению с пороговым зна-

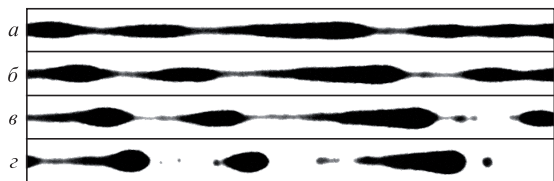


Рис.11. Множественный распад струи на временах $t_1 \sim (4-7)t_{cr}$. Расчет № 221 в моменты времени 3.77 (а), 3.94 (б), 4.1 (в) и 4.26 (г) в единицах t_{cr} . Левая и правая границы рамок, равные $6.6R_{las}$ и $11.3R_{las}$ соответственно, отсчитаны от плоскости подложки. Первый разрыв в расчете находится на высоте $h_1 = 3.5R_{las}$. Параметры расчета: $w_{cr} = 0.19$, $w_{\chi} = 0.17$. Все вещество здесь находится в состоянии расплава.

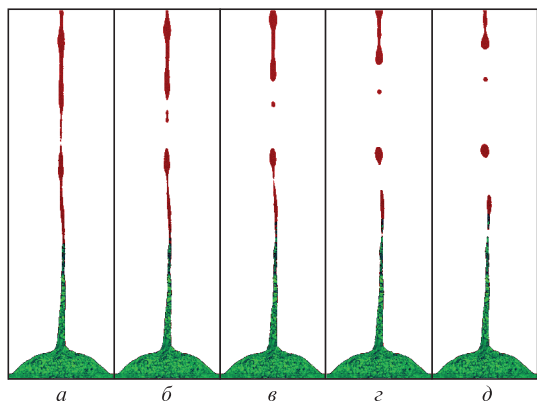


Рис.12. Образование нижних капель в цепочке из капель, на которую распадается струя. Параметры расчета: $w_{cr} = 0.19$, $w_{\chi} = 0.345$; расчет № 225, длина пьедестала 140 нм. Моменты времени 4.43 (а), 4.59 (б), 4.76 (в), 4.92 (г) и 5.08 (д) в единицах t_{cr} . После самого нижнего разрыва, который заканчивается в твердом состоянии, замерзшая струя превращается в стержень с резким заострением. Красный цвет соответствует расплаву, зеленый – кристаллической фазе.

чением, а коэффициент ζ повышается до единицы. То, что коэффициент $\zeta < 1$, означает, что часть начальной скорости $w_{cm}^{br}(0)$ теряется при формировании купола из-за капиллярного торможения.

В режиме умеренного превышения над порогом, вскоре после первого разрыва струи, наступает стадия распада струи на множество капель. При таком распаде капли образуются выше первого разрыва (рис.11). Кроме того, возможны один-два дополнительных разрыва ниже первого разрыва (рис.12 и 13). Расчеты на рис.11 и 12 различаются темпами охлаждения: на рис.11 темп охлаждения в два раза меньше. Соответственно дольше длится тормозящее действие поверхностного натяжения, и скорость струи получается несколько меньшей при равных коэффициентах поверхностного натяжения и начальных скоростях $w_{cm}^{br}(0)$.

3.2. Взаимодействие разрушающейся струи с зоной кристаллизации

В п.3.1 рассмотрен распад жидкой части струи. Распадающаяся часть находится выше белой прямоугольной метки на рис.6,в. Ниже нее находится метка, состоящая из серого и черного прямоугольников. В этой области на данный момент времени находится зона кристаллизации. Серый цвет соответствует расплаву в верхней части струи, а черный – твердой фазе, т. е. затвердевшему участку струи внизу. С течением времени зона кристаллизации

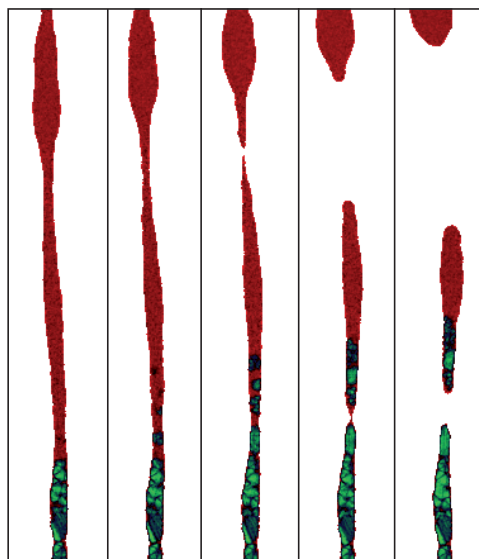


Рис.13. Области возле самого нижнего разрыва струи, вырезанные из расчета на рис.12. Зона гомогенной кристаллизации успевает распространиться вверх, выше сужающейся шейки, до ее разрыва, что меняет его характер на заключительной стадии. Формирование замороженной капли на вершине стержня при этом исключается. Образование такой капли резко уменьшает степень заостренности наноострия.

смещается вверх, приближаясь, таким образом, к зоне отрыва капель. МД симуляция, представленная на рис.12 и 13, демонстрирует, как меняется характер разрыва при затвердевании шейки.

Развитие процесса НПР идет достаточно медленно. Минимальное время обрыва струи для золота $1/\gamma_{max} \approx 3\sqrt{\rho R_j^3/\sigma} \sim 5$ нс при $\sigma \approx 1000$ дин/см, $R_j = 0.05R_{las}$, $R_{las} = 1$ мкм. Шейка формируется в течение длительного времени, а затем в убыстряющемся темпе происходит ее сужение и обрыв. Важно, что за это время, как следует из проведенных МД симуляций, зона кристаллизации проходит сквозь зону шейки. Речь идет о разрыве вблизи границы между жидкой и твердой фазами (серо-черная метка на рис.6,в, а также рис.12 и 13). Это заключительный разрыв, в котором образуется последняя, самая медленная и самая холодная капля или наночастица, если отрывается замороженное вещество.

Подчеркнем, что после прохождения шейки через зону затвердевания механизм ее сужения принципиально меняется. В жидкой фазе ускорение сужения вызвано поверхностным натяжением и малой длиной охватывающей шейку окружности. Соответственно поверхностное натяжение выдавливает жидкость из шейки. В твердой фазе продольное (вдоль оси струи) растяжение шейки связано с концентрацией напряжений на единицу площади в малом поперечном сечении шейки. При этом напряжения появляются из-за инерционности вещества и все еще имеющегося градиента скорости $\partial w/\partial z$.

Подобное развитие событий оказывается типичным. Поэтому если последний разрыв происходит в кристаллической фазе, то замыкающая частица затвердевает, а место отрыва со стороны замерзшей струи (стержня или иглы) превращается в чрезвычайно тонкое острие. Если же последний отрыв имеет место в жидкой части струи, то на вершине иглы остается замерзшая наночастица. Соответствующие экспериментальные наблюдения собраны в замечательной работе Наката с соавторами [5].

3.3. Кристаллографическая структура вблизи острия

Стержень (затвердевшая струя) вблизи острия показан на рис.14. Из МД расчета взяты координаты атомов на фиксированный момент времени. Отображение атомов выполнено с помощью программы AtomEye [51]. На рис.14 представлен вид сбоку затвердевшей части струи спустя 10 пс после последнего разрыва струи в МД симуляции. Параметры симуляции приведены в подписи к рис.12. Место разрыва шейки (острие) находится на правом конце стержня на рис.14. Показана верхняя часть струи, изображенной на рис.12 и 13. Момент разрыва соответствует $4.92t_{\sigma} = 108R_{\text{las}}(d_f/100)^{1/2}$, где t_{σ} измеряется в нс, R_{las} – в мкм, d_f – в нм (рис.12); оценка выполнена для пленки золота с $\sigma = 1000$ дин/см, $\rho = 19.3$ г/см³. Для случая, изображенного на рис.3 из работы [5], это время равно ~ 53 нс при $R_{\text{las}} = 650$ нм и толщине золотой пленки $d_f = 57$ нм. Радиус R_{las} в МД симуляции (рис.12–14) в 10 раз меньше, чем в [5]. Однако скорость $w_{\text{cm}}^{\text{br}}(0)$ и коэффициент теплопроводности при МД моделировании подобраны такими, чтобы соответствовать эксперименту по параметрам подобия w_{σ} , w_{χ} . Тем не менее радиус острия в МД симуляции примерно в 5–6 раз меньше, чем в [5]. Видимо, это объясняется более высоким темпом растяжения в области шейки в МД симуляции.

Градация цветов на рис.14 начинается снизу, от синего цвета, которому соответствуют самые малые значения параметра центральной симметрии s . Далее в порядке увеличения s следуют голубой, зеленый и желтый цвета. Красным цветом обозначено самое большое значение s . Для данной МД симуляции красный цвет относится к гранцентрированной кубической (ГЦК) упаковке. В случае объемно-центрированного кубического кристалла (ОЦК) значение параметра s еще больше. Таких упаковок в нашей МД симуляции мы не видим. Голубой цвет соответствует гексагональной плотноупакованной (ГПУ) решетке.

Два продольных сечения вдоль оси стержня с рис.14 показаны на рис.15. Эти сечения перпендикулярны друг

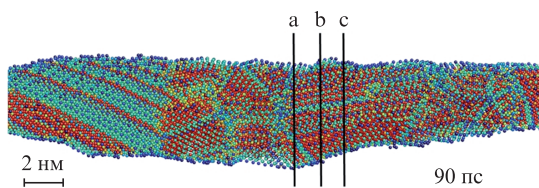


Рис.14. Кристаллическая структура затвердевшей струи (вид сбоку). Отрыв последней капли произошел за 10 пс до момента, представленного на рисунке, начало времени отсчета «90 пс» выбрано произвольно. Время, отсчитанное от момента прихода ультракороткого лазерного импульса, то же, что и на рис.12. Красный и голубой цвета соответствуют ГЦК и ГПУ упаковкам, атомы, окрашенные синим цветом, находятся на поверхности стержня (а, b, c – плоскости, перпендикулярные оси стержня).

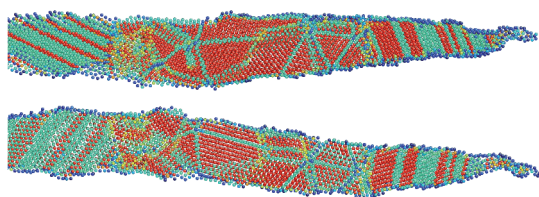


Рис.15. Продольные сечения стержня, представленного на рис.14. Сечения перпендикулярны друг другу, верхнее сечение параллельно плоскости рис.14.

другу и проходят по центральной части стержня. Верхнее сечение на рис.15 выполнено в плоскости, параллельной плоскости рис.14. Сравнивая эти рисунки, можно делать выводы о глубине залегания видимых на боковой поверхности структур. Удивительным представляется сохранение звездообразных структур в двух перпендикулярных плоскостях. Эти структуры находятся между двумя структурами из полос сдвига. Видимо, образование полос связано с растягивающими напряжениями, действовавшими на стадии замерзания. Такие же полосы фиксируются вблизи кончика стержня в эксперименте работы [5]. Правда, в этом эксперименте видны две системы полос с противоположными знаками углов наклона к оси стержня и отсутствуют полосы с ГПУ структурой.

На рис.16 демонстрируются поперечные сечения стержня. Они выполнены по плоскостям а, b и c (рис.14), перпендикулярным оси стержня. Видна структура, повидимому, связанная с икосаэдрической симметрией, как и на рис.15. Обратим внимание на огранку сечения. Аналогичная огранка стержня, созданного лазерным импульсом, наблюдалась в эксперименте [5].

Детальному исследованию структур с пятикратной симметрией посвящена работа [52]. Рассмотрен процесс формирования и роста жизнеспособного зародыша-кристаллита при гомогенной нуклеации. Прослежено, как на стадии роста на краю ГЦК зародыша появляется и начинает развиваться структура с пятикратной симметрией. Это обусловлено возникновением линий двойникования. В работах [53, 54] рассматривалось развитие кристаллита от зародыша в виде икосаэдра в переохлажденной гомогенной жидкости. В этих работах было выяснено, что энергия икосаэдра в случае потенциала Леннарда–Джонса меньше, чем энергия 13-атомного ГЦК кристаллита. В работе [53] отмечено, что рост кристаллита от икосаэдра энергетически затруднен, поэтому икосаэдры являются, так сказать, «тупиковыми» зародышами по сравнению с 13-атомными зародышами, имеющими ГЦК симметрию.

На рис.17 на атомном уровне проиллюстрировано, как протекает процесс разрыва в твердой фазе. Концентрация продольных напряжений происходит в шейке, поэтому вещество растягивается, шейка становится тоньше и, в конце концов, разрывается. После разрыва растянутое вещество сжимается, а радиус кривизны при вершине уменьшается. При этом движение острия является сложным, со значительной поперечной составляющей.

Очень интересной является тепловая и механическая динамика оторвавшейся частицы. Частица отрывается в смешанном состоянии, т. е. она состоит из смеси твердой и жидкой фаз (см. рис.12, 13 и 17). После отрыва частицы процесс ее остывания прекращается вследствие прекращения передачи тепла по стержню вниз, в купол и пленку. Однако степень переохлаждения настолько значительна,

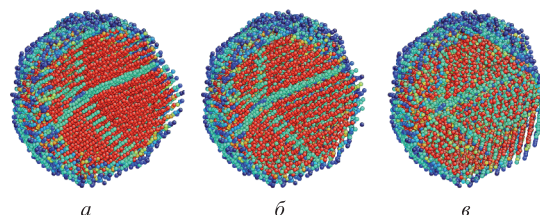


Рис.16. Сечения стержня по плоскостям а, b и c (см. рис.14). Структуры с пятикратной симметрией и внутренними секторами, заполненными ГЦК кристаллом.

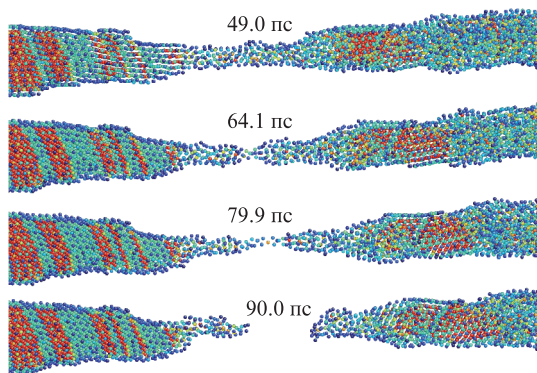


Рис.17. Процесс уменьшения радиуса шейки и ее разрыв в твердом состоянии (вид сбоку). Справа от точки разрыва находится оторванная наночастица, слева – формирующееся острие. Замерзание правой стороны произошло задолго до разрыва.

что постепенно в данном расчете частица полностью замерзает. Из-за отсутствия точной осевой симметрии она после отрыва вращается. Капиллярность действует в направлении округления частицы, поэтому еще до полной заморозки ее форма становится округлой. При этом в начале стадии округления острый твердый остаток шейки в месте разрыва втягивается поверхностным натяжением внутрь жидкой части капли.

Параметры замерзающей струйки в [52] примерно соответствуют параметрам, рассматриваемым в нашей работе. В [52] расчет проведен для серебра – металла, довольно близкого к золоту по ряду характеристик, таких как поверхностное натяжение, теплопроводность и др. Важную роль играет быстрый темп остывания струи вследствие ее малых размеров и высокой теплопроводности. В результате процесс кристаллизации качественно отличается от режима в рамках задачи Стефана с непрерывным ходом температуры, равенством температуры на фронте кристаллизации температуре плавления и очень малой скоростью фронта.

В наших условиях жидкая фаза сильно переохлаждена (на несколько сотен градусов) относительно температуры плавления. Появление зоны гомогенной нуклеации перед фронтом кристаллизации происходит тогда, когда скорость этого фронта достигает предельных значений (70–100 м/с), обусловленных темпом диффузии атомов в жидкой фазе перед фронтом кристаллизации. В наших условиях скорость охлаждения $v_\chi = \chi/R_{\text{las}} = 100\chi/R_{\text{las}}$ (где v_χ измеряется в м/с, R_{las} – в мкм, χ – в см²/с) превышает предельную, поэтому эффективная скорость кристаллизации повышается до требуемого значения v_χ за счет зоны гомогенной нуклеации перед фронтом кристалла.

При гомогенной нуклеации зародыши твердой фазы спонтанно появляются внутри расплава из-за тепловых флуктуаций. Они образуются в объеме жидкости или на свободной поверхности жидкости на некотором удалении от ее фронта. При зарождении на свободной поверхности кристаллит может строить ряды своих атомных плоскостей параллельно плоскости жидкости. Зародыши-кристаллиты, формирующиеся вне фронта замерзания, хорошо видны на рис.12 и особенно на рис.13, где они показаны крупно. Это зеленые точки-пятнышки внутри расплава красного цвета, которые могут удаляться вверх от области сплошной кристаллизации на высоту десяти диаметров струи.

Внешние условия формирования струй в нашей работе и в работе [52] разные. У нас это струя, которая образуется из-за капиллярного замедления полета купола (см. разд.2). При этом пятно нагрева мало (диаметр ~ 1 мкм), и распределение поглощенной энергии по пятну имеет выраженный максимум в центре. В работе [52] струя, или, скорее, нить появляется как далекое следствие термомеханического вспенивания расплава металла объемной мишени [11–28, 35, 55–57]. Диаметр пятна вспенивания на облученной поверхности велик (много микрометров). Соответственно нет выраженного максимума по поглощенной энергии – при сдвиге в плоскости мишени на расстояние ~ 1 мкм поглощенная энергия изменяется мало.

В случае пены нить («струя») появляется в результате разрушения мембран пены [24]. Эти мембраны ограничивают пузырьки паровой фазы и при низком объемном содержании жидкой фазы в двухфазной смеси являются плоскими. Структура клеток-ячеек в пене напоминает многогранники, или мозаики Вороного (их связывают также с именами Декарта, Дирихле и Делоне, см. wikipedia). Подобные конструкции возникают также в кристаллографии (ячейки Вигнера–Зейца) и космологии (крупномасштабная структура Вселенной). Каждая ячейка пены состоит из мембран (граней), нитей (ребер) и вершин (узлов). Мембрана принадлежит двум разделяемым ею смежным ячейкам, нить – трем соседним ячейкам. Наконец, вершина, или узел, в котором сходятся четыре нити, принадлежит четырем смежным ячейкам.

По мере инфляции ячеек в расширяющейся по инерции пене происходит уменьшение толщины мембран [24]. В конце концов мембраны одна за другой разрываются и пена трансформируется в сетку нитей, пересекающихся в вершинах многогранников-ячеек. Эти нити связывают дно кратера в остатке мишени и улетающий откольный купол. В случае многоярусной системы ячеек сеть нитей сложна, поскольку также имеет несколько ярусов-этажей. Поэтажное строение лазерной пены связано с уменьшением температуры и изменением стартовых условий нуклеации в направлении от откольной пластины ко дну кратера [23–26].

Быстрая кристаллизация предохраняет жидкие нити нижнего яруса от их полного исчезновения в расплаве, покрывающем дно кратера. Исчезновение нитей и остатков мембран обусловлено втягиванием нитей в расплав капиллярными силами. Затвердевание охватывает сначала жидкость на дне кратера, а затем распространяется от основания нитей вдоль них [22–28, 52]. Верхняя часть нитей, близкая к откольному куполу, дробится на капельную фракцию, которая в основном улетаает в парокapельном факеле. При этом под действием поверхностного натяжения часть капель возвращается на поверхность [10, 48]. Капельная фракция неоднородна, поскольку складывается из фрагментов разрушения мембран и нитей разных ярусов, а также остатков дробления откольного купола, причем механическое разрушение и полет капель сопровождаются процессами испарения и конденсации. Впрочем, на наших масштабах времен и при интересующих нас температурах влияние этих процессов мало.

Исследованиям плавления, кавитации, вспенивания, инфляции и распада пены посвящен ряд работ [11–28, 5, 55–57]. В них выполнены теоретический анализ [18, 28, 56], МД моделирование [18, 28, 56] и эксперимент [28]. Механические характеристики пены (например, сопротивле-

ние растяжению) изучены в работах [18, 28, 56]. Особенно детальное исследование проведено в [56]. Замораживание следов нуклеации в виде пузырьков в твердой матрице рассмотрено в [21–26, 28, 52].

Упомянем о двух различиях между нитями в пене и струей капиллярного торможения лазерного выброса пленки с поверхности подложки. Во-первых, нити являются кривыми пересечения мембран, тогда как капиллярная струя летит свободно. К одной нити, как правило, сходятся три мембраны. Это влияет на форму нити и темп охлаждения ее вещества. Во-вторых, нить оканчивается на откольной оболочке, тогда как струя имеет свободную верхнюю вершину.

Имеются два варианта развития: один с каплей на вершине (последний разрыв произошел в жидкой фазе) и второй с сильно заостренным острием (последний разрыв произошел в твердой фазе). Соревнование между движущейся вверх по струе зоной кристаллизации и последовательными разрывами струи детально отслежено выше. Кроме того, выше проанализирована структура острия.

4. Заключение

В работе рассмотрен комплекс вопросов, связанных с «точечным» лазерным воздействием на тонкопленочную мишень на подложке. Фокальное пятно с диаметром порядка длины волны оптического излучения мы называем малым. Такие пятна формируются при фокусировке светового пучка на дифракционном пределе. Говоря о «точечном» воздействии, мы хотим подчеркнуть разницу между динамикой в случаях с малым и большим пятнами нагрева на поверхности пленки. При диаметре пятна более 10 мкм получить структуру в виде уединенного купола экспериментально не удастся. В работе показано, что это связано с тем, что жидкая фаза в таком большом пятне не может рекристаллизоваться до разрушения пленки.

В статье рассмотрен важный для приложений (например, LIFT, наноплазмоника) случай слабой адгезии металлической пленки к подложке. Тогда в определенном диапазоне флюенсов существует режим с отслаиванием цельной пленки (т.е. без разрушения внутри нее) от подложки.

В случае лазерного пучка с максимумом нагрева в центре пленка в полете после отделения от подложки принимает форму купола. В работе прослежено, как капиллярность приводит к возникновению и удлинению жидкой струи в вершине купола. Это происходит из-за аккумуляции вещества возле оси. Особое внимание уделено процессам рекристаллизации расплава, из которого сформированы купол и струя. Рассмотрены процессы распада жидкой струи на жидкие капли вследствие развития неустойчивости Плато–Рэлея.

Детально исследована кристаллическая структура распадающейся и замерзающей струи. Обнаружено формирование необычных структур с пятикратной симметрией, соответствующих икосаэдрической упорядоченности атомов. Проанализирован процесс отрыва от струи последней капли, который протекает уже не в жидком, а в твердом состоянии. Если отрыв жидкой капли приводит к формированию закругления с капиллярным масштабом кривизны в вершине, то отрыв в твердом состоянии завершается образованием острия с радиусом закругления в вершине, намного меньшим капиллярного масштаба.

Работа выполнена при поддержке РФ (грант № 14-19-01599).

1. Korte F., Koch J., Chichkov B.N. *Appl. Phys. A*, **79**, 879 (2004).
2. Unger C., Koch J., Overmeyer L., Chichkov B.N. *Opt. Express*, **20** (22), 24864 (2012).
3. Wortmann D., Koch J., Reininghaus M., Unger C., Hulverscheidt C., Ivanov D., Chichkov B.N. *J. Laser Appl.*, **24**, 042017 (2012).
4. Nakata Y., Okada T., Maeda M. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **42**, L1452 (2003).
5. Nakata Y., Miyanaga N., Momoo K., Hiromoto T. *Appl. Surf. Sci.*, **274**, 27 (2013).
6. Nakata Y., Tsuchida K., Miyanaga N., Furusho H. *Appl. Surf. Sci.*, **255**, 9761 (2009).
7. Иногамов Н.А., Жаховский В.В., Хохлов В.А. *ЖЭТФ*, **147** (1), 20 (2015) [*J. Experim. Theor. Phys. (JETP)*, **120** (1), 15 (2015)].
8. Ivanov D.S., Kuznetsov A.I., Lipp V.P., Rethfeld B., Chichkov B.N., Garcia M.E., Schulz W. *Appl. Phys. A*, **111**, 675 (2013).
9. Ishino M., Faenov A.Ya., Tanaka M., Hasegawa N., Nishikino M., Tamotsu S., Pikuz T.A., Inogamov N.A., Zhakhovsky V.V., Skobelev I.Yu., Fortov V.E., Khokhlov V.A., Shepelev V.V., Ohba T., Kaihori T., Ochi Y., Imazono T., Kawachi T. *J. Appl. Phys.*, **109**, 013504 (2011).
10. Иногамов Н.А., Жаховский В.В. *Письма в ЖЭТФ*, **100** (1), 6 (2014) [*JETP Lett.*, **100** (1), 4 (2014)].
11. Starikov S.V., Pisarev V.V. *J. Appl. Phys.*, **117**, 135901 (2015).
12. Жаховский В.В., Нишихара К., Анисимов С.И., Иногамов Н.А. *Письма в ЖЭТФ*, **71** (4), 241 (2000) [*JETP Lett.*, **71** (4), 167 (2000)].
13. Zhigilei L.V., Garrison B.J. *J. Appl. Phys.*, **88** (3), 1281 (2000).
14. Lorazo P., Lewis L.J., Meunier M. *Phys. Rev. B*, **73**, 134108 (2006).
15. Vorobyev A.Ya., Guo Ch. *Opt. Express*, **14** (6), 2164 (2006).
16. Agranat M.B., Anisimov S.I., Ashitkov S.I., Zhakhovskii V.V., Inogamov N.A., Nishihara K., Oparin A.M., Petrov Yu.V., Fortov V.E., Khokhlov V.A. *Appl. Surf. Sci.*, **253** (15), 6276 (2007).
17. Иногамов Н.А., Жаховский В.В., Ашитков С.И., Петров Ю.П., Агранат М.Б., Анисимов С.И., Нишихара К., Фортов В.Е. *ЖЭТФ*, **134** (1), 5 (2008) [*JETP*, **107**, 1 (2008)].
18. Жаховский В.В., Иногамов Н.А., Нишихара К. *Письма в ЖЭТФ*, **87** (8), 491 (2008) [*JETP Lett.*, **87** (8), 423 (2008)].
19. Ашитков С.И., Иногамов Н.А., Жаховский В.В., Эмиров Ю.Н., Агранат М.Б., Олейник И.И., Анисимов С.И., Фортов В.Е. *Письма в ЖЭТФ*, **95** (4), 192 (2012) [*JETP Lett.*, **95** (4), 176 (2012)].
20. Gurevich E.L. *Phys. Rev. E*, **83**, 031604 (2011).
21. Wu Ch., Zhigilei L.V. *Appl. Phys. A*, **114**, 11 (2014).
22. Wu Ch., Christensen M.S., Savolainen J.-M., Balling P., Zhigilei L.V. *Phys. Rev. B*, **91**, 035413 (2015).
23. Inogamov N.A., Zhakhovsky V.V., Petrov Yu.V., Khokhlov V.A., Ashitkov S.I., Migdal K.P., Ilnitsky D.K., Emirov Yu.N., Khishchenko K.V., Komarov P.S., Shepelev V.V., Agranat M.B., Anisimov S.I., Oleynik I.I., Fortov V.E. *Proc. SPIE*, **9065**, 906502 (2013); doi: 10.1117/12.2053166.
24. Inogamov N.A., Zhakhovsky V.V., Ashitkov S.I., Emirov Yu.N., Faenov A.Ya., Pikuz T.A., Ishino M., Kando M., Hasegawa N., Nishikino M., Kawachi T., Agranat M.B., Andriash A.V., Kuratov S.E., Oleynik I.I. *J. Phys. Conf. Ser.*, **500**, 112070 (2014).
25. Ашитков С.И., Комаров П.С., Овчинников А.В., Струлева Е.В., Жаховский В.В., Иногамов Н.А., Агранат М.Б. *Квантовая электроника*, **44** (6), 535 (2014) [*Quantum Electron.*, **44** (6), 535 (2014)].
26. Inogamov N.A., Zhakhovsky V.V., Khokhlov V.A., Ashitkov S.I., Emirov Yu.N., Khichshenko K.V., Faenov A.Ya., Pikuz T.A., Ishino M., Kando M., Hasegawa N., Nishikino M., Komarov P.S., Demaske B.J., Agranat M.B., Anisimov S.I., Kawachi T., Oleynik I.I. *J. Phys. Conf. Ser.*, **510**, 012041 (2014).
27. Inogamov N.A., Zhakhovsky V.V., Ashitkov S.I., Emirov Yu.N., Faenov A.Ya., Petrov Yu.V., Khokhlov V.A., Ishino M., Demaske B.J., Tanaka M., Hasegawa N., Nishikino M., Tamotsu S., Pikuz T.A., Skobelev I.Y., Ohba T., Kaihori T., Ochi Y., Imazono T., Fukuda Y., Kando M., Kato Y., Kawachi T., Anisimov S.I., Agranat M.B., Oleynik I.I., Fortov V.E. *Eng. Failure Analysis*, **47**, 328 (2015).
28. Ашитков С.И., Ромашевский С.А., Комаров П.С., Бурмистров А.А., Жаховский В.В., Иногамов Н.А., Агранат М.Б. *Квантовая электроника*, **45** (6), 547 (2015) [*Quantum Electron.*, **45** (6), 547 (2015)].

29. Ionin A.A., Kudryashov S.I., Makarov S.V., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., Golosov E.V., Golosova O.A., Kolobov Y.R., Ligachev A.E. *Appl. Phys. A*, **107** (2), 301 (2012).
30. Ionin A.A., Kudryashov S.I., Makarov S.V., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., Ligachev A.E., Golosov E.V., Kolobov Y.R. *Laser Phys. Lett.*, **10**, 056004 (2013).
31. Hashida M., Ikuta Y., Miyasaka Y., Tokita S., Sakabe S. *Appl. Phys. Lett.*, **102**, 174106 (2013).
32. Ионин А.А., Кудряшов С.И., Макаров С.В., Руденко А.А., Селезнев С.В., Синицын Д.В., Каминская Т.П., Попов В.В. *Письма в ЖЭТФ*, **101** (5), 382 (2015) [*JETP Lett.*, **101** (5), 350 (2015)].
33. Varlamova O., Reif J., Varlamov S., Bestehorn M., in *Progress in Nonlinear Nano-Optics*. Ed. by S.Sakabe, C.Lienau, R.Grunwald (Springer Int. Publ., 2015, ch. 1).
34. Заярный Д.А., Ионин А.А., Кудряшов С.И., Макаров С.В., Руденко А.А., Бежанов С.Г., Урюпин С.А., Канавин А.П., Емельянов В.И., Алферов С.В., Хонина С.Н., Карпеев С.В., Кучмижак А.А., Витрик О.Б., Кульчин Ю.Н. *Письма в ЖЭТФ*, **101** (6), 428 (2015) [*JETP Lett.*, **101** (6), 394 (2015)].
35. Zhakhovskii V., Inogamov N., Nishihara K. *J. Phys. Conf. Ser.*, **112**, 042080 (2008).
36. Rapp L., Haberl B., Bradby J., Gamaly E., Williams J., Rode A., in *Fundamentals of Laser-Assisted Micro- and Nanotechnologies* (Berlin: Springer Intern. Publ. AG, 2014, p. 3–26).
37. Kuchmizhak A., Vitrik O., Kulchin Yu., Storozhenko D., Mayor A., Mirochnik A., Makarov S., Milichko V., Kudryashov S., Zhakhovsky V., Inogamov N. *Nanoscale*, **8**, 12352 (2016).
38. Вейко В.П., Кайданов А.И., Ковачки Х.А., Шахно Е.А. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **56** (4), 169 (1992).
39. Veiko V.P., Shakhno E.A., Smirnov V.N., Miaskovski A.M., Nikishin G.D. *Laser Part. Beams*, **24**, 203 (2006).
40. Емельянов В.И., Заярный Д.А., Ионин А.А., Киселева И.В., Кудряшов С.И., Макаров С.В., Нгуен Ч.Т.Х., Руденко А.А. *Письма в ЖЭТФ*, **99** (9), 601 (2014) [*JETP Lett.*, **99** (9), 518 (2014)].
41. Inogamov N., Zhakhovskii V., Ashitkov S., Khokhlov V., Shepelev V., Komarov P., Ovchinnikov A., Sitnikov D., Petrov Yu., Agranat M., Anisimov S., Fortov V. *Contrib. Plasma Phys.*, **51** (4), 367 (2011).
42. Анисимов С.И., Капелиович Б.Л., Перельман Т.Л. *ЖЭТФ*, **66** (2), 776 (1974) [*Sov. Phys. JETP*, **39** (2), 375 (1974)].
43. Петров Ю.В., Иногамов Н.А., Мигдал К.П. *Письма в ЖЭТФ*, **97** (1), 24 (2013) [*JETP Lett.*, **97** (1), 20 (2013)].
44. Migdal K., Petrov Yu., Inogamov N. *Proc. SPIE*, **9065**, 906503 (2013); doi: 10.1117/12.2053172.
45. Petrov Yu., Inogamov N., Anisimov S., Migdal K., Khokhlov V., Khishchenko K. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **653**, 012087 (2015).
46. Migdal K., Petrov Yu., Il'nitky D., Zhakhovsky V., Inogamov N., Khishchenko K., Knyazev D., Levashov P. *Appl. Phys. A*, **122**, 408 (2016).
47. Petrov Yu., Migdal K., Inogamov N., Zhakhovsky V. *Appl. Phys. B*, **119**, 401 (2015).
48. Inogamov N., Zhakhovsky V., Migdal K. *Appl. Phys. A*, **122**, 432 (2016).
49. Kuznetsov A.I., Koch J., Chichkov B.N. *Appl. Phys. A*, **94**, 221 (2009).
50. Кульчин И.Н., Витрик О.Б., Кучмижак А.А., Савчук А.Г., Непомнящий А.А., Данилов П.А., Заярный Д.А., Ионин А.А., Кудряшов С.И., Макаров С.В., Руденко А.А., Юровских В.И., Самохин А.А. *ЖЭТФ*, **146** (1), 21 (2014) [*J. Experim. Theor. Phys. (JETP)*, **119** (1), 15 (2014)].
51. Li J. *Modelling Simul. Mater. Sci. Eng.*, **11**, 173 (2003).
52. Wu Ch., Zhigilei L.V. *J. Phys. Chem. C*, **120**, 4438 (2016).
53. Steinhardt P.J., Nelson D.R., Ronchetti M. *Phys. Rev. B*, **28**, 784 (1983).
54. Frank F.C. *Proc. R. Soc. London Ser. A*, **215**, 43 (1952).
55. Norman G.E., Starikov S.V., Stegailov V.V., Saitov I.M., Zhilyaev P.A. *Contrib. Plasma Phys.*, **53** (2), 129 (2013).
56. Mayer P.N., Mayer A.E. *J. Appl. Phys.*, **120**, 075901 (2016).
57. Pohl R., Visser C.W., Roemer G.-W., Lohse D., Sun Ch., Veld B.H. *Phys. Rev. Appl.*, **1**, 024001 (2015).