

# Формирование наноразмерных струек и капель ультракоротким лазерным импульсом при фокусировке на дифракционном пределе

Н. А. Иногамов<sup>+1)</sup>, В. В. Жаховский

<sup>+</sup>Институт теоретической физики им. Ландау РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Духова Росатом, 127055 Москва, Россия

Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, Россия

Поступила в редакцию 9 июня 2014 г.

Построена новая модель и проведены расчеты формирования наноккапель при воздействии ультракороткого лазерного импульса на тонкую (10–100 нм) пленку золота, напыленную на стеклянную подложку. Воздействие лазера приводит к плавлению пленки в области пятна нагрева и ее термомеханическому отскоку от подложки. Отлетающая пленка принимает форму купола из-за снижения температуры в направлении от центра пятна нагрева. С помощью теоретической модели удалось объяснить формирование наноккапель. Нами установлено, что, во-первых, в случае пленки из золота имеет место сильное снижение скорости отскока пленки от стекла, поскольку акустический импеданс золота намного больше, чем у стекла. Во-вторых, наноккапли образуются вследствие капиллярной фокусировки вещества, которая заключается в появлении направленной к оси симметрии купола компоненты тормозящей силы. Поверхностное натяжение становится динамически существенным в силу указанного сильного снижения скорости отскока от стекла и в силу малости диаметра фокального пятна ( $D \sim 1$  мкм), определяемого дифракционным пределом оптического излучения.

DOI: 10.7868/S0370274X14130025

Фемтосекундные лазерные импульсы длительностью  $\sim 10$ – $100$  фс применяются для фабрикация трехмерных решетчатых наноккомпозитов с помощью техник лазерного переноса вещества LIFT (*laser-induced forward transfer*) и LIBT (*laser-induced backward transfer*) (см. Wikipedia). Объемные наноккомпозиты изготавливаются для устройств метаоптики, наноплазмоники, биомедицины и наногидравлики. Схема LIFT проста. Имеется зазор между донорской прозрачной пластинкой и принимающей (ресивер) пластиной. На донор напылена пленка золота (Au) толщиной  $d$ . Лазерный луч проходит через донор и освещает пленку Au. С помощью фокусировки достигаются минимальные размеры пятна нагрева,  $D \sim 1$  мкм. В важных работах [1–5] были подобраны параметры (энергия лазерного импульса  $E$ , диаметр пятна  $D$  и толщина пленки  $d$ ), при которых на вершине купола образуется наноструйка. В замечательных экспериментах [1] продемонстрирована возможность манипулирования верхней струйкой и процессом ее распада на капли. Показано, что можно собирать столбики из последовательно вылетевших капель на ресивере.

Управление процессом осуществляется посредством вариации параметров  $E$ ,  $D$  и  $d$  в одиночном лазерном выстреле.

Разумеется, для оптимизации технологии необходимо понимать физику имеющих место явлений. На сегодняшний день предложено две модели отскока или откола пленки от стекла. К сожалению, они не объясняют образование капель. В одной модели [6–8] используется молекулярная динамика. Смещением границы между стеклом и металлом пренебрегается (стекло – “жесткая” стенка). Вкладывается такая энергия  $E$ , чтобы произошло плавление пленки в пятне нагрева (в [6, 7] рассматривается никель, в [8] – золото). В другой модели [9] золото в пятне нагрева остается твердым. При этом пленка в горячем пятне, расширившись в тангенциальном (т.е. вдоль границы с подложкой) направлении в результате нагрева, упирается в холодную окружающую пленку. Это приводит к упругому выгибанию пленки относительно стеклянной подложки, которая считается неподвижной.

Представим нашу модель, из которой следует ясная картина формирования микрокапель и отрыва купола. Поверхностное натяжение жидкого золота в довольно широком диапазоне температур составля-

<sup>1)</sup>e-mail: nailinogamov@gmail.com

ет  $\sigma \approx 1070$  дин/см [10]. (Укажем для сравнения, что для воды при  $25^\circ\text{C}$   $\sigma = 72$  дин/см.) В случае жидкого купола, отрывающегося от стекла, капиллярное торможение вещества купола составляет

$$g \approx 4\sigma/\rho dR = 3.2 \cdot 10^{11}/d_{70}R_{1\mu} [\text{см}/\text{с}^2], \quad (1)$$

где  $d_{70} = d/70$  нм – начальная толщина пленки,  $R_{1\mu} = R/1$  мкм – радиус кривизны купола;  $\rho = \rho_0 = 19.3$  г/см<sup>3</sup> – начальная плотность Au. Капиллярная разность давлений для пузырька диаметром 1 мкм равна 90 атм. Торможение (1) остановит купол на расстоянии  $z_{\text{stp}}$ , если усредненная по нормали к пленке (координата  $z$ ) скорость пленки после отделения от стеклянной подложки будет равна

$$v_z \approx \sqrt{2gz_{\text{stp}}} = 56\sqrt{z_{05\mu}/d_{70}R_{1\mu}} [\text{м}/\text{с}], \quad (2)$$

где  $z_{05\mu} = z_{\text{stp}}/0.5$  мкм. В (2) принято  $z_{\text{stp}} \sim D$ .

При начальных скоростях полета, существенно превышающих капиллярный масштаб (2), происходит отрыв купола от холодной части пленки, располагающейся вне пятна нагрева. Поэтому важно подсчитать скорость  $v_z$  отскока пленки золота от стеклянной подложки и сравнить ее с масштабом (2).

Скорость  $v_z(F_{\text{abs}})$  монотонно возрастает с ростом поглощенного золотом флюенса  $F_{\text{abs}}$  [мДж/см<sup>2</sup>] ( $F$  – это энергия на единицу площади поверхности). Имеется минимальное значение флюенса  $F_{\text{abs}}$ , необходимое для плавления пленки толщиной  $d \sim 70$  нм. Кроме  $F_{\text{abs}}$ , величина  $v_z$  зависит от отношения акустических импедансов  $z_{\text{Au}}$  (металла, из которого изготовлена пленка) и  $z_{\text{gl}}$  (стекла, составляющего подложку). Адгезия золота на стекле является слабой. Если вместо стекла располагается жесткая стенка ( $z_{\text{gl}} = \infty$ ) то скорость  $v_z$  ограничена снизу пределом  $\approx 150$  м/с, который определяется условием плавления (см. текст ниже). При  $z_{\text{gl}} = \infty$  скорость  $v_z$  максимальна (разумеется, при фиксированном значении  $F_{\text{abs}}$ ). Если  $z_{\text{gl}} = 0$  (вакуум с двух сторон пленки), то разлет пленки примерно симметричен в обе стороны, поскольку глубина прогрева золота (120–140 нм [11]) на двухтемпературной (2Т) [12] стадии существенно больше, чем толщина (20–70 нм) пленок в устройствах LIFT. Следовательно,  $v_z \approx 0$  при  $z_{\text{gl}} = 0$ . Именно малый импеданс стекла позволяет и расплавить пленку, и уменьшить скорость  $v_z$  до капиллярных значений (2).

На рис. 1 показана фазовая диаграмма золота [13, 14]. Вертикальная прямая соответствует изохоре начальной плотности  $\rho_0$ . На рис. 2 представлена изохорическая зависимость давления от внутренней энергии,  $p(E_{\text{int}}, \rho = \rho_0)$ . Точки m3, S, Liq на рис. 1 и 2 имеют следующий смысл:

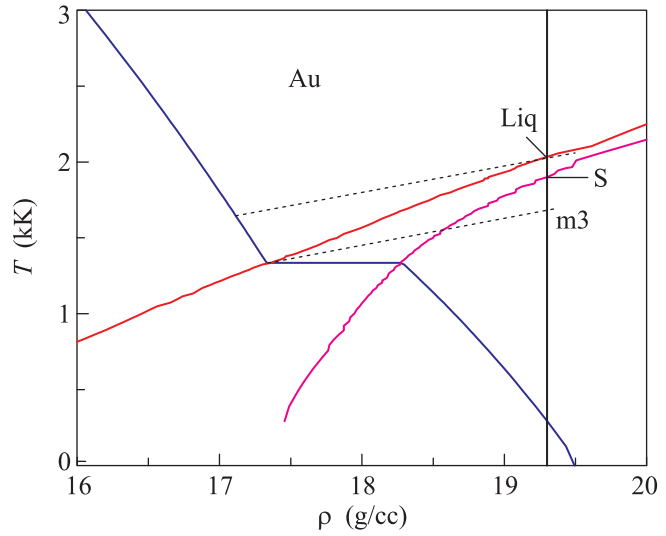


Рис. 1. (Цветной онлайн) Бинодаль (синяя кривая с изломом тройной точки), солидус S и ликвидус Liq золота. После окончания 2Т-стадии на временах порядка звукового масштаба времени  $t_s$  можно пренебречь теплопроводностью. Поэтому приближенно расширение золота, нагретого изохорически (т.е. быстро), происходит вдоль изэнтроп, показанных штриховыми линиями. Нас интересует интервал температур на кривой кипения немного выше температуры плавления 1337 К. Кривой кипения называется отрезок бинодали выше тройной точки

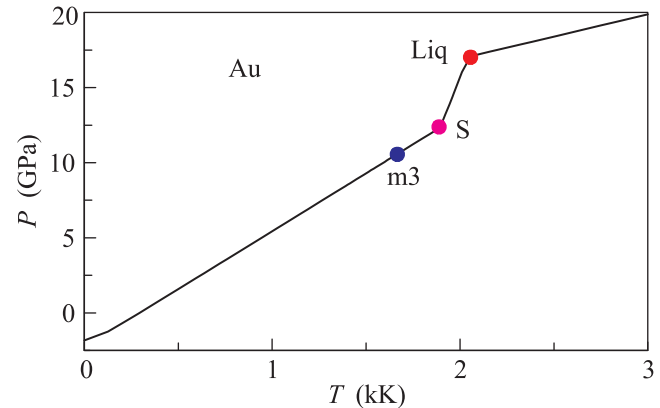


Рис. 2. Зависимость  $p(E_{\text{int}}, \rho = \rho_0)$  давления от энергии на изохоре  $\rho_0$ , которая относится к плотности  $19.3$  г/см<sup>3</sup>. Точки m3, S и Liq имеют тот же смысл, что и на рис. 1

• m3 – пересечение изэнтропы, вышедшей из левой точки отрезка тройной точки, и изохоры  $\rho = \rho_0$ . Достижение точки m3 необходимо для того, чтобы полностью расплавить золото. Этой точке соответствует минимальное значение флюенса  $F_{\text{abs}}$ , при котором еще имеет место полное плавление пленки;

- $s$  – пересечение изохоры и солидуса;
- $liq$  – пересечение изохоры и ликвидуса. Салидус и ликвидус окаймляют полоску двухфазной области плавления на рис. 1.

Глубина прогрева толстого образца Au на  $2T$ -стадии составляет  $d_T = (120–140)$  нм [11]. Толщина пленки  $d$  в условиях экспериментов [1–5] существенно меньше. При условии  $d \ll d_T$  мало и различие между случаями, когда пленка освещается через стекло-донор (LIFT) и через ресивер и вакуумный промежуток между пленкой и ресивером (LIBT). На  $2T$ -стадии электронная тепловая волна прогревает пленку быстро (за несколько пикосекунд). В золоте  $2T$ -стадия [11] продолжается 5–7 пс.

Звуковая релаксация, во время  $t_s$  которой звук пробегает пленку, длится намного дольше, чем  $2T$ -стадия:  $t_s = d/c_s = 23$  пс при  $d = 70$  нм ( $c_s = \sqrt{K/\rho_0}$ , объемный модуль  $K = 180$  ГПа). Следовательно, при анализе отделения (откола) пленки от стекла длительностью  $2T$ -стадии можно пренебречь. Давления  $\sim 11–17$  ГПа, соответствующие интервалу вложений энергий в пленку между точками  $m3$  и  $Liq$  на рис. 1 и 2, намного меньше объемного модуля  $K$ . Поэтому задачу можно рассмотреть в акустическом приближении. На рис. 3 изображена  $z$ - $t$ -диаграмма одномерно-

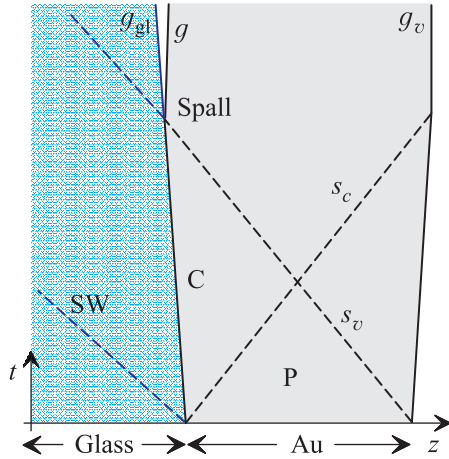


Рис. 3. Динамика пленки (Au) и стекла (glass) в пренебрежении длительностью  $2T$ -стадии и прочностью механической связи золота со стеклом  $p_{coh} = 0$

го (1D) движения волн по толщине пленки. Толщина пленки  $d$  мала по сравнению с диаметром пятна освещения  $D$ . Соответственно одномерное приближение пригодно до этапа сильного искривления пленки через несколько наносекунд после откола пленки от стекла.

На рис. 3 движение волн стартует с момента быстрого нагрева  $t = 0$ , поскольку мы пренебрегли дли-

тельностью  $2T$ -стадии. При  $t > 0$  начинается расширение в вакуум границы пленки  $g_v$ . Чуть позже формируется слабая ударная волна (УВ) SW в стекле. Перед этой УВ находится область покоя, которая “не знает” о произошедшем лазерном воздействии (см. рис. 3). В пленку от контакта “с” золото–стекло бежит волна разрежения  $s_c$ . В области между SW и характеристикой  $s_c$  давление  $p_c$  и скорость потока  $u_c$  в золоте и стекле примерно однородны и одинаковы. Скорость  $u_c$  равна скорости контакта С на этом этапе движения. Запишем условия распада скачка давления на контакте между быстро (мгновенно) нагретым золотом и стеклом:  $p_c = z_{gl}|u_c|$  в стекле,  $p - p_c = z_{Au}|u_c|$  в Au. Акустические импедансы стекла (ругех,  $2.23$  г/см<sup>3</sup>,  $c_{gl} = 3.9$  км/с) и золота есть  $z_{gl} = \rho_{gl}c_{gl} = 0.87 \cdot 10^6$  г·см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>, и  $z_{Au} = \rho_0 c_s = 5.9 \cdot 10^6$  г·см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. На рис. 3 показана треугольная область P, в которой давление равно  $p$ , а золото покоится.

Пусть давления  $p$  принадлежат интересующему нас диапазону:  $p = (11–17)$  ГПа. Такие давления возникают при поглощении пленкой энергии  $F_{abs}$  немного выше порога плавления (см. рис. 1 и 2). Решая систему уравнений относительно  $p_c$  и  $u_c$ , находим

$$p_c = pz_{gl}/(z_{Au} + z_{gl}) = z_{gl}u_c = (1.6–2.5) \text{ ГПа}, \quad (3)$$

$$u_c = p/(z_{Au} + z_{gl}) = (160–250) \text{ м/с}. \quad (3)'$$

По прибытии характеристики  $s_v$  на контакт С пленка отрывается от стекла (когезионная прочность контакта мала). Точка Spall на рис. 3 относится к моменту отрыва. В данный момент контакт С расщепляется на расходящиеся друг от друга границы стекла  $g_{gl}$  (слева) и границу пленки золота  $g$  (справа). В этом заключается откол или отскок пленки от стекла.

За время контакта со стеклом,  $t = (0-t_{Spall})$ ,  $t_{Spall} = t_s$ , пленка набирает импульс  $i = \int_0^{t_s} p_c dt$ . Соответствующая скорость пленки равна

$$v_z = \frac{i}{\rho_0 d} = \frac{p_c t_s}{\rho_0 d} = \frac{p_c}{z_{Au}} = \frac{u_c z_g}{z_{Au}} = (24–37) \text{ м/с}. \quad (4)$$

Как мы видим, из-за большого отношения  $z_{Au}/z_{gl} = 6.8$  (“мягкость” стекла) давление  $p_c$  (3) мало по сравнению с давлением  $p = (11–17)$  ГПа. В данном смысле стекло мало отличается от вакуума. При этом разлет пленки приблизительно симметричен: скорость  $u_c$  (3)' примерно равна скорости разлета золота в сторону вакуума,  $p/z_{Au}$ . В силу указанной приближенной симметрии разлета скорость центра масс  $v_z$  (4) мала по сравнению со скоростью расширения  $u_c$  (3)'. В случае, когда вместо стекла стоит жесткая стенка, скорость  $v_z = p/z_{Au} \approx u_c$  намного больше, чем величина (4).

Именно вследствие большой величины отношения импедансов  $z_{Au}/z_{gl} = 6.8$  начальная скорость пленки (4) попадает в интервал значений (1), (2), где становится существенным поверхностное натяжение.

После отрыва пленки от стекла уравнения 1D-гидродинамики (3), (4) заменяются на уравнения, которые описывают вспучивание пленки и формирование купола. Формирование купола происходит из-за того, что распределение поглощенной энергии  $F_{abs}$  неоднородно: оно имеет максимум в центре пятна нагрева и убывает до нуля при удалении от него. Центру пятна соответствует вершина купола. Скорость  $v_z(F_{abs})$  в центре максимальна.

Запишем уравнения движения пленки с учетом капиллярных эффектов. Пусть пленка является тонкой,  $d \ll D$ , а ее положение задается параметрически:  $r(a, t)$ ,  $z(a, t)$ , где  $a$  – лагранжева координата,  $r(a, t = 0) = a$ ,  $z(a, t = 0) = 0$ . Момент  $t = 0$  соответствует моменту откола пленки (значение  $t = 0$  относится к точке Spall на рис. 3). Эволюция пленки происходит на временах  $D/v_z \sim 10$  нс, громадных по сравнению с определенным выше звуковым масштабом  $t_s = d/c_s \sim 10$  пс. Поэтому длительностью стадии силового взаимодействия пленка–стекло можно пренебречь. После откола пленки от подложки набор импульса за счет механической отдачи стекла прекращается. Далее локальное изменение импульса пленки определяется только капиллярной силой, которая тормозит пленку.

Соответствующая система уравнений имеет вид

$$\ddot{r} = -Az', \quad \ddot{z} = Ar', \quad A = v_\sigma^2 \left( \frac{1}{R} + \frac{z'}{rk} \right) \frac{r}{a}, \quad (5)$$

где  $v_\sigma = \sqrt{4\sigma/\rho_0 d} \approx 56$  м/с – капиллярный масштаб,  $k = \sqrt{r'^2 + z'^2}$ ,  $R = k^3/(z''r' - r''z')$  – кривизна осесимметричного купола в плоскости  $(rz)$ ,  $\dot{r} \equiv \partial r/\partial t$ ,  $r' \equiv \partial r/\partial a$ . Осесимметричный закон сохранения массы,  $2\pi r ds \mu = 2\pi a da \rho_0 d$ , представляет собой уравнение неразрывности в лагранжевом описании. Здесь  $ds = k da$  – длина дуги,  $\mu$  [г/см<sup>2</sup>] – локальное текущее значение поверхностной плотности,  $\rho_0$  и  $d$  – начальная плотность и толщина напыленной пленки. Второе слагаемое в скобках в (5) связано с кривизной в плоскости, проходящей через нормаль к точке  $(r, z)$  и перпендикулярной плоскости  $(rz)$ . Соответствующий радиус кривизны определяется расстоянием от точки  $(r, z)$  до точки пересечения нормали с осью  $z$ . В плоском случае вторая кривизна пропадает и множитель  $A$  в уравнениях (5) принимает простой вид:  $A = v_\sigma^2/R$ . Купол возле оси симметрии является выпуклым. Поэтому в (5)  $\dot{r} < 0$ ,  $\dot{z} < 0$ . Таким образом,

имеют место торможение купола ( $\ddot{z} < 0$ ) и фокусировка ( $\ddot{r} < 0$ ) лагранжевых частиц пленки к оси  $z$ .

Типичный пример расчета показан на рис. 4 и 5. В начальный момент, когда пленка еще находится

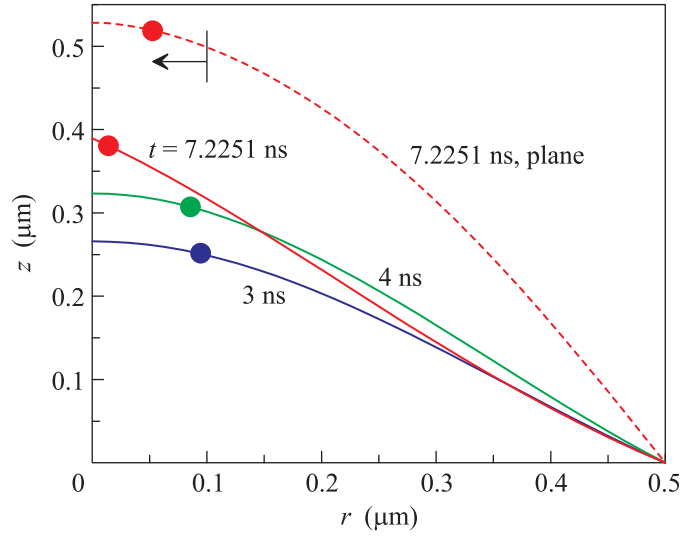


Рис. 4. Подъем купола и его торможение поверхностным натяжением. В момент  $t = 7.2251$  нс начинается самопересечение поверхности в осесимметричном случае. Маркеры отслеживают фокусировку к оси симметрии лагранжевой частицы  $a = 100$  нм. Штриховая кривая – форма купола в случае плоской геометрии при таких же значениях параметров  $v_0$ ,  $D$ ,  $R_L$ ,  $d$ ,  $\sigma$ . Стрелкой показано смещение лагранжевой частицы по горизонтальной координате

на подложке, задается распределение вертикальной компоненты скорости:

$$v(a) = v_0 \frac{\exp(-a^2/R_L^2) - \exp[-(D/2)^2/R_L^2]}{1 - \exp[-(D/2)^2/R_L^2]}. \quad (6)$$

Распределение (6) соответствует гауссову лазерному пучку с радиусом  $R_L$  на поверхности пленки. В расчете на рис. 4 и 5 на окружности с радиусом  $a = D/2 \sim R_L$  жидкая пленка контактирует с твердой, смещением которой мы будем пренебрегать по сравнению с большими смещениями жидкого участка пленки. Величина  $v_0$  задает начальную скорость на оси пучка. Ее значения брались порядка капиллярных скоростей (2) и  $v_\sigma$  из (5). На рис. 4 и 5 представлена эволюция купола в случае  $R_L = D/2 = 0.5$  мкм,  $v_0 = 100$  м/с,  $d = 70$  нм,  $\sigma = 1070$  дин/см. Маркерами на рис. 4 показаны последовательные положения лагранжевой частицы с координатой  $a = 100$  нм. В начальный момент эта частица находится на расстоянии 100 нм от центра. Видно, как за счет направленной к центру радиальной компоненты скорости (см.

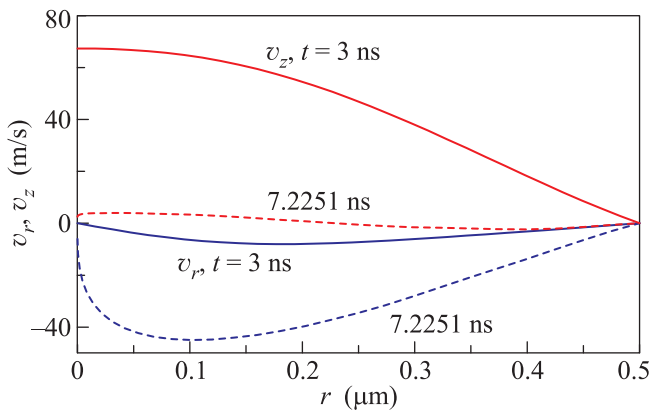


Рис. 5. Снижение вертикальной скорости  $v_z$  и рост (по абсолютной величине) горизонтальной скорости  $v_r$  вследствие капиллярной фокусировки. Начальное значение скорости в вершине равно 100 м/с. В этом процессе происходит постепенное укрупнение градиента  $\partial v_r / \partial r$  на профиле радиальной скорости. В момент самопересечения  $t_{\text{jet}} = 7.2251$  нс (см. рис. 4) градиент становится сингулярным на оси (“опрокидывание” профиля скорости  $v_r$ )

рис. 5) происходит приближение лагранжевой частицы к оси  $z$ .

В плоском случае суммарная кривизна меньше. Поэтому торможение купола идет медленнее, чем в осесимметричном случае (ср. две кривые, соответствующие  $t = 7.2251$  нс, на рис. 4). (Разумеется, в плоском случае горизонтальная координата – это не цилиндрический радиус). Плоская геометрия соответствует вытянутому фокальному пятну, созданному путем освещения через щель [4]. При этом ширина пятна  $D$  много меньше его длины. Плоская геометрия представляет экспериментальный интерес [4, 8]. “Опрокидывание” профиля радиальной скорости  $v_r(r, t)$  в этом случае происходит несколько позже. На рис. 4 в цилиндрической геометрии момент опрокидывания  $t_{\text{jet}} = 7.2251$  нс, а в плоской – 8.9133 нс. В этот момент на оси  $z$  появляется бесконечная производная профиля скорости  $v_r$ . Приближение к моменту “опрокидывания” для осесимметричного случая показано на рис. 5. В момент “опрокидывания”/самопересечения лагранжевы частицы пленки, до этого находившиеся на конечном расстоянии от центра практически одновременно прибывают на ось симметрии. При этом вблизи оси толщина пленки резко увеличивается. В данной окрестности уравнения тонкой пленки (5) становятся неприменимыми.

Уравнения (5) справедливы, когда пленка является тонкой. В экспериментах [1–5] начальное зна-

чение малого параметра  $d/D$  составляет несколько процентов. Поэтому ранняя эволюция описывается системой уравнений (5). Как уже было сказано, в центральной области купола происходит накопление массы, толщина пленки растет и система (5) перестает быть применимой вблизи момента “опрокидывания”. Это происходит вследствие фокусировки расплавленного вещества пленки за счет торможения поверхностным натяжением. Мы использовали молекулярную динамику (МД), чтобы понять, во-первых, как малая, но конечная толщина влияет на точность описания динамики пленки (речь идет о проверке системы (5)), и, во-вторых, чтобы выяснить, каким образом эволюционирует купол после того, как в его центре формируется утолщение. В результате становится ясно, что происходит в опытах [1–5].

На рис. 6 и 7 приведено сравнение расчета (5) и МД на нелинейной стадии, когда купол существен-

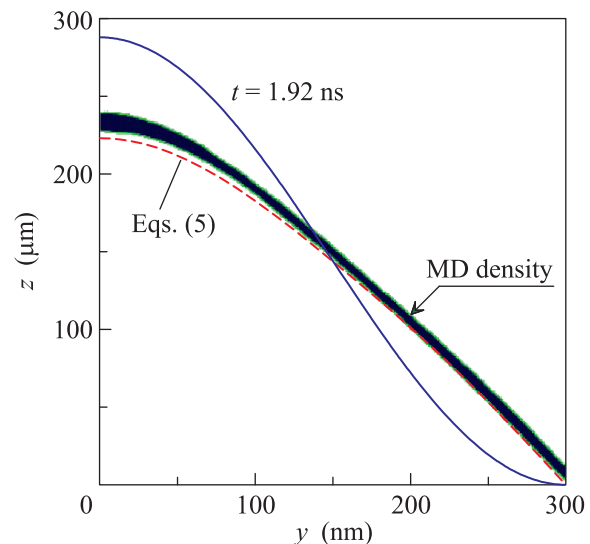


Рис. 6. (Цветной онлайн) Сопоставление МД-расчета (MD density) с решением системы уравнений (5) (красная линия). В МД-случае пленка имеет конечную толщину

но отличается от того купола, который наблюдался бы в случае чисто инерционного полета пленки. В инерционном режиме скорость жидких частиц равна начальной и не меняется с течением времени. В качестве начального было выбрано распределение скорости вида  $v_z(y, t = 0) = v_0 \cos^2(\pi y / D)$ ,  $v_y \equiv 0$ , где  $v_0 = 150$  м/с,  $D = 600$  нм,  $d = 10$  нм. Рассматривался плоский случай с горизонтальной и вертикальной координатами  $(y, z)$ . При МД-моделировании использовался ЕАМ (embedded atom model) потенциал золота [15]. Этот потенциал дает коэффициент поверхностного натяжения  $\sigma = 530$  дин/см, что меньше, чем



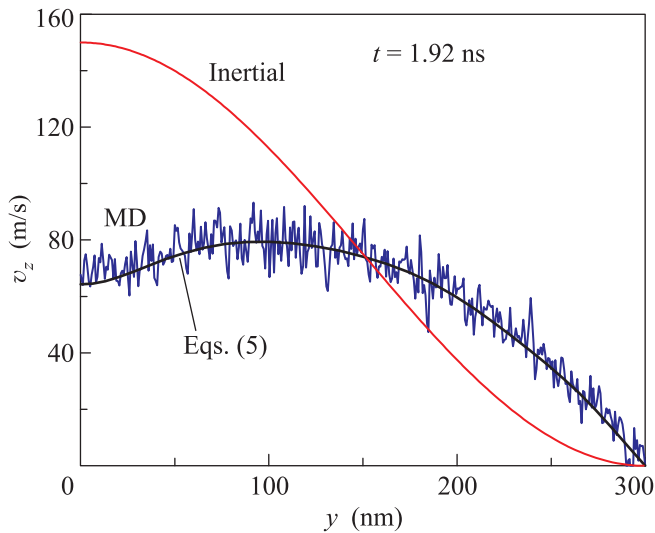


Рис. 7. (Цветной онлайн) Сопоставление МД-расчета (флуктуирующая синяя кривая) с решением системы уравнений (5) (черная кривая)

экспериментальная величина  $\sigma = 1070$  дин/см, приведенная в работе [10]. В МД-расчете края пленки с координатами  $|y| > 300$  нм были закреплены. Изначально кристаллическая пленка была нагрета термостатом до температуры 1.6 кК и расплавилась. Затем в течение нескольких десятков пикосекунд пленка приводилась термостатом в состояние термодинамического равновесия при температуре 1.6 кК. После этого термостат выключался и к скоростям атомов пленки добавлялась вертикальная скорость согласно указанному выше распределению. При расчете системы уравнений (5) было принято значение  $\sigma = 0.747 \cdot 530$  дин/см. Форма купола в инерционном случае (при  $\sigma = 0$ ) имеет вид  $z = v_z(y, t = 0)t$ . Она показана на рис. 6 красной кривой Inertial. Остальные кривые на рис. 6 учитывают поверхностное натяжение. Видно, как поверхностное натяжение уменьшает кривизну поверхности (ср. кривую Inertial с другими кривыми).

Торможение купола проиллюстрировано на рис. 7 (ср. инерционную кривую – полет с начальной скоростью  $v_z(y, 0)$  – и капиллярные кривые). Скорость вершины купола снизилась в 2.4 раза по сравнению с начальной скоростью (см. также рис. 5). Профиль скорости теряет свою начальную монотонность: в его центре образуется провал. Рис. 6 и 7 соответствуют промежуточному моменту времени, когда влияние капиллярного эффекта уже существенно, а самопересечений поверхности еще нет:  $t = 1.92$  нс меньше, чем  $t_{\text{jet}} = 3.194$  нс, для выбранных значений параметров. Представленные на рис. 6 и 7 результаты сви-

детельствуют о том, что система (5) хорошо описывает динамику пленки, оторвавшейся от подложки.

Постепенно масса пленки, находящейся в движении, концентрируется в окрестности вершины купола. Образуется массивная капля (см. рис. 8, момент времени  $t = 5.18$  нс). При выбранных значениях на-

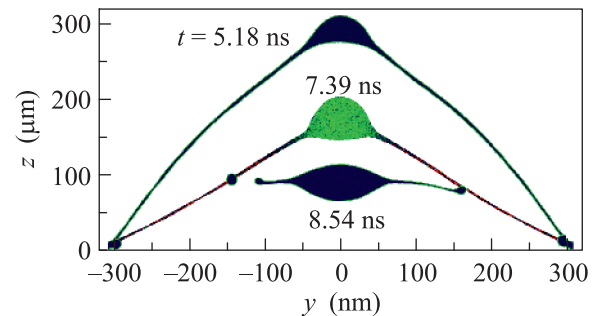


Рис. 8. Стеkanie расплава по пленке в центр, формирование вершинной капли и разрушение пленки. Причиной разрушения является перераспределение массы, приводящее к уменьшению толщины пленки вне капли, которая находится в вершине

чальной толщины пленки  $d$ , диаметра  $D$  и скорости  $v_0$  капля формируется на стадии торможения движения вверх. Остановка движения по вертикали и поворот назад происходят на временах  $t \approx (3-6)$  нс. При этом вершина поднимается на высоту примерно равную радиусу ( $D/2 = 300$  нм) дырки в пленке на подложке ( $D$  – диаметр дырки). На временах  $t > 6$  нс начинается движение купола в обратную сторону (в сторону подложки).

В момент  $t = 7.939$  нс происходит первый разрыв пленки в точке  $y = -255$  нм (см. рис. 8). Ширина разрыва быстро возрастает, а на его берегах формируются округлые капельки. В момент  $t = 8.227$  нс справа от центра происходит второй разрыв пленки в точке  $y = 234$  нм. Наконец, в момент  $t = 8.34$  нс немного правее первого разрыва в точке  $y = -160$  нм пленка разрывается еще раз. В результате образуются две летящие капли: крупная капля в центре, которая продолжает движение купола и летит вниз, и маленькая слева. Маленькая капля собирает массу между первым и третьим разрывами. Она летит вверх и направо под углом  $60^\circ$  к нормали со скоростью 170 м/с. Капли на правом и левом краях формируют капиллярный валик вокруг дырки в холодной пленке. Центральная капля, образовавшаяся в момент  $t = 8.34$  нс, вначале имеет весьма неправильную (далекую от окружности) форму. Это связано с остатками оболочки купола (“жгутами”) (см. рис. 8). Капля совершает сложные капиллярные осцилляции и постепенно принимает более округлую форму. Эта

капля ударяется в подложку и застывает на ней. Отметим, что в диапазоне скоростей  $v_0$  между 150 и 300 м/с происходит изменение направления вылета капель. При небольших скоростях центральная капля летит в подложку (донор). При повышенных же скоростях капля или капли горячего расплава металла вылетают вверх, в сторону ресивера.

В настоящей работе с помощью нового подхода (уравнения 5) и МД моделирования получено объяснение механизма формирования капель в вершине купола. Данный подход учитывает, во-первых, реакцию стекла на термомеханическое расширение облученной золотой пленки и, во-вторых, капиллярное торможение и фокусировку жидких частиц купола. Показано, что эволюция купола до его разрушения тянется от единиц до десятков наносекунд, а его смещение составляет сотни нанометров. Эти данные хорошо согласуются с опытами [1]. Выяснена важная роль гашения скорости отскока пленки от подложки за счет отдачи в “мягкое” стекло. Установлено, что именно энерговыделение, приводящее к плавлению пленки, дает подходящие значения давлений и скоростей. Ранее было неясно, каким образом отделившаяся от подложки и летящая вверх пленка может образовывать наблюдаемые в опытах капли на подложке. Расчет, представленный на рис. 6–8, позволяет разрешить эту загадку (поворот капли назад). Отметим, что в такой капле сосредоточена основная часть массы пленки, которая оторвалась от подложки.

Авторы благодарят РНФ 14-19-01599. МД-расчеты были выполнены на суперкомпьютере Ломоносов, установленном в МГУ им. М.В.Ломоносова.

1. C. Unger, J. Koch, L. Overmeyer, and B. N. Chichkov, *Opt. Express* **20**(22), 24864 (2012).
2. Y. Nakata, T. Okada, and M. Maeda, *Jpn. J. Appl. Phys.* **42**, L1452 (2003).
3. F. Korte, J. Koch, and B. N. Chichkov, *Appl. Phys. A* **79**, 879 (2004).
4. A. I. Kuznetsov, J. Koch, and B. N. Chichkov, *Appl. Phys. A* **94**, 221 (2009).
5. Y. Nakata, N. Miyanaga, and T. Okada, *Appl. Surf. Sci.* **253**, 6555 (2007).
6. D. S. Ivanov, B. Rethfeld, G. M. O'Connor, T. J. Glynn, A. N. Volkov, and L. V. Zhigilei, *Appl. Phys. A* **92**, 791 (2008).
7. D. S. Ivanov, Zh. Lin, B. Rethfeld, G. M. O'Connor, T. J. Glynn, and L. V. Zhigilei, *J. Appl. Phys.* **107**, 013519 (2010).
8. D. S. Ivanov, A. I. Kuznetsov, V. P. Lipp, B. Rethfeld, B. N. Chichkov, M. E. Garcia, and W. Schulz, *Appl. Phys. A* **111**, 675 (2013).
9. Y. P. Meshcheryakov and N. M. Bulgakova, *Appl. Phys. A* **82**, 363 (2006).
10. E. B. Webb III and G. S. Grest, *Phys. Rev. Lett.* **86**(10), 2066 (2001).
11. B. J. Demaske, V. V. Zhakhovskiy, N. A. Inogamov, and I. I. Oleynik, *Phys. Rev. B* **82**, 064113 (2010).
12. S. I. Anisimov, B. L. Kapeliovich, and T. L. Perelman, *Sov. Phys. JETP* **39**(2), 375 (1974).
13. A. V. Bushman, G. I. Kanel', A. L. Ni, and V. E. Fortov, *Intense Dynamic Loading of Condensed Matter*, Taylor Francis, London (1993).
14. <http://teos.ficp.ac.ru/rusbank/>.
15. V. V. Zhakhovskii, N. A. Inogamov, Yu. V. Petrov, S. I. Ashitkov, and K. Nishihara, *Appl. Surf. Sci.* **255**, 9592 (2009).