



ISSN 2071-2898 (Print)  
ISSN 2071-2901 (Online)

**Ким Д.А., Вичев И.Ю.**

Моделирование  
деформации жидкой  
оловянной капли в  
результате воздействия  
лазерного импульса

**Рекомендуемая форма библиографической ссылки:** Ким Д.А., Вичев И.Ю. Моделирование деформации жидкой оловянной капли в результате воздействия лазерного импульса // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2017. № 122. 19 с. doi:[10.20948/prepr-2017-122](https://doi.org/10.20948/prepr-2017-122)  
URL: <http://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2017-122>

**Ордена Ленина  
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ  
имени М.В.Келдыша  
Российской академии наук**

**Д.А. Ким, И.Ю. Вичев**

**Моделирование деформации  
жидкой оловянной капли  
в результате воздействия  
лазерного импульса**

**Москва — 2017**

**Ким Д.А., Вичев И.Ю.**

## **Моделирование деформации жидкой оловянной капли в результате воздействия лазерного импульса**

Представлен метод последовательного моделирования задачи о деформации жидкой оловянной мишени под воздействием лазерного импульса. На стадии взаимодействия лазера с начальной мишенью используется двумерная радиационно-гидродинамическая программа RALEF-2D. Дальнейшая эволюция мишени из капли в диск с учетом поверхностного натяжения моделируется в открытой интегрируемой платформе OpenFOAM. Такой подход дает хорошее согласие с экспериментом.

**Ключевые слова:** лазерная плазма, экстремальный ультрафиолет, радиационная газодинамика, поверхностное натяжение

***Dmitrii Andreevich Kim, Ilya Yurievich Vichev***

## **Modeling of liquid tin target deformation by laser pulse**

The method of gradual simulation of liquid tin droplet deformation by laser pulse is considered. The first stage is laser impact on droplet. It was simulated using RALEF-2D code, based on radiative gas dynamic model. The next stage is free target evolution from a droplet to a disk. This part of simulation was carried out using OpenFOAM code where surface tension is taken into account. Good agreement with experimental results was obtained.

**Key words:** laser produced plasma, extreme ultraviolet, radiative gas dynamic, surface tension

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №14-11-00699.

## **Оглавление**

Введение .....	3
Постановка задачи.....	4
Стадии моделирования .....	5
Стадия 1: Взаимодействие лазера и оловянной капли .....	5
Стадия 2: Эволюция свободно движущейся мишени .....	10
Результаты расчётов и сравнение с экспериментом.....	13
Заключение.....	18
Литература .....	18

## Введение

В современных литографических установках важнейшим элементом является источник EUV-излучения с длиной волны  $13,5 \text{ нм} \pm 1\%$  на основе плазмы олова [1, 2], получаемой путем воздействия лазерного импульса высокой интенсивности (порядка  $10^{10} \text{ Вт/см}^2$ ) на распределенную оловянную мишень [3]. На данном этапе развития EUV-технологии наиболее перспективно использование распределенной мишени в виде тонкого жидкого оловянного диска диаметром несколько сотен микрометров. Для приготовления такой мишени применяется лазерный предимпульс меньшей мощности ( $\sim 10^9 \text{ Вт/см}^2$ ) с характерной длительностью порядка 10 – 100 нс и с плавным распределением интенсивности во времени и по пространству. Он действует на жидкие оловянные капли диаметром в несколько десятков микрометров, вылетающие из дроблетгенератора с большой частотой ( $\sim 50 \text{ kHz}$ ), и инициирует их трансформацию в диск [4].

Каждый акт генерации EUV-излучения можно разбить на 3 стадии. Первая стадия – облучение оловянной капли лазерным предимпульсом. Капля начинает деформироваться и приходит в движение. На второй стадии мишень движется с постоянной приобретенной скоростью по инерции и растягивается в диск. Третья стадия начинается, когда включается основной, более мощный, лазерный импульс, преобразующий мишень-диск в горячую плазму, которая и является источником EUV-излучения. При этом мишень практически полностью сгорает. Этот процесс повторяется с определенной частотой, определяемой дроблетгенератором и лазером. Эффективность такого источника напрямую зависит от качества приготовления распределенной мишени. Понимание физики этого процесса и возможность делать предсказания того, как параметры предимпульса влияют на будущую мишень, очень востребованы для совершенствования литографических установок. Создание и развитие

физических моделей, методов и программных кодов на их основе, позволяющих делать такие предсказания, – крайне актуальная задача.

Исследование явлений, происходящих на 3-ей стадии, достаточно широко освещено в литературе, например в [5, 6], и они здесь не рассматриваются. Данная работа посвящена численному моделированию взаимодействия предимпульса с оловянной каплей и ее последующей эволюции в дискообразную мишень, то есть предметом исследования являются первые 2 стадии акта генерации EUV-излучения. Для этого был разработан метод последовательного применения двух различных программных комплексов, RALEF-2D [7, 8] и OpenFOAM [9]. Для моделирования процессов, происходящих на первой стадии, где существенную роль играет взаимодействие излучения с веществом, используется код RALEF-2D. На второй стадии существенным становится влияние поверхностного натяжения на эволюцию жидкой мишени, а перенос излучения и теплопроводность после отключения лазера перестают играть заметную роль, поэтому моделирование продолжается в открытой интегрируемой платформе OpenFOAM для численного моделирования задач механики сплошных сред CFD (Computational Fluid Dynamics).

Авторами был разработан специальный алгоритм передачи полученных с помощью RALEF-2D результатов вычисления полей скоростей и плотностей на момент окончания первой стадии процесса в OpenFOAM в качестве начальных данных для моделирования второй стадии, с соблюдением законов сохранения массы и импульса.

Для верификации данной методики использовались результаты экспериментов, проведенных в центре ARCNL (<https://arcnl.nl>) при университете г. Амстердама (Нидерланды), опубликованные в статье [10].

## Постановка задачи

В статье [10] представлены результаты серии экспериментов по взаимодействию Nd:YAG лазера с длиной волны 1064 нм и оловянной капли диаметром 50 мкм. Было решено провести верификацию исследуемого метода моделирования эволюции мишени путем сравнения расчета с одним из случаев из серии экспериментов, обозначенным на графике Fig. 4 в [10] как ‘We = 20’. Где We – число Вебера  $We = \rho R_0 U^2 / \sigma$ ,  $\rho$  и  $R_0$  – плотность и радиус начальной капли соответственно,  $U$  – приобретенная в результате действия предимпульса скорость мишени, а  $\sigma$  – поверхностное натяжение жидкого олова. Для этих величин были выбраны следующие значения:  $\rho = 6,78$  г/см<sup>3</sup>,  $R_0 = 25$  мкм,  $\sigma = 538$  мН/м и проведен расчет с помощью кода RALEF-2D. Была подобрана энергия лазерного пучка 0,63 мДж. Интенсивность лазерного импульса в расчете имела круговое распределение Гаусса с диаметром пятна 115 мкм (FWHM) и распределение Гаусса по времени с длительностью 10 нс (FWHM), см. рис. 1, как и в эксперименте.

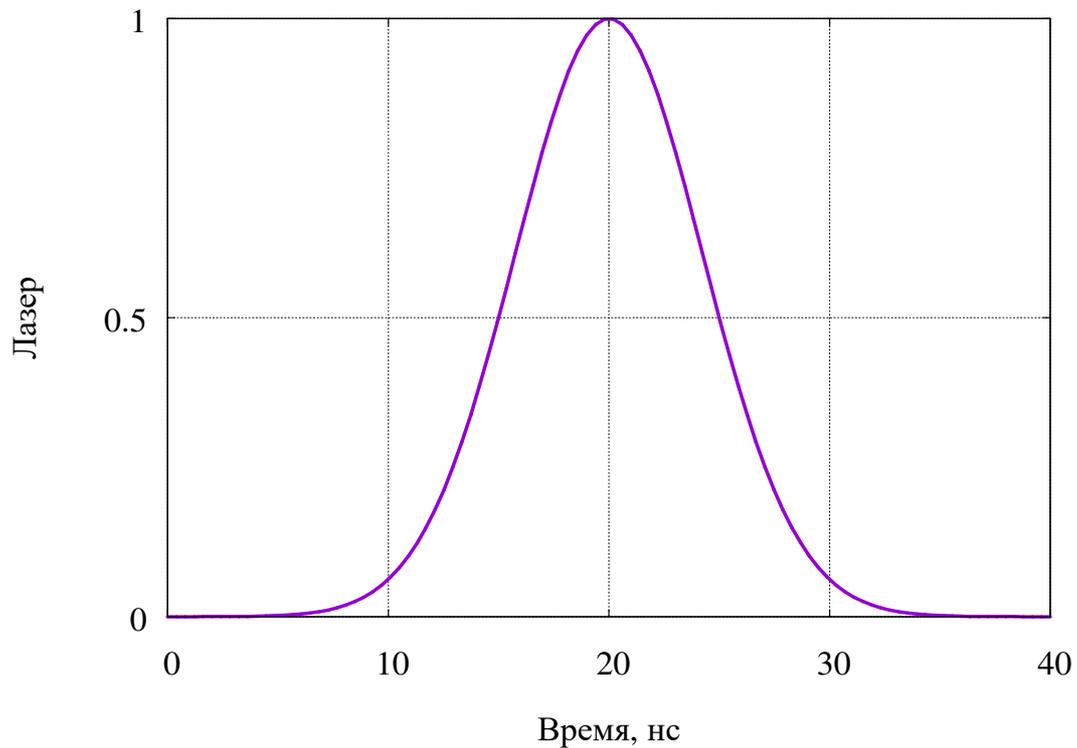


Рис. 1. Временная зависимость лазерного импульса

## Стадии моделирования

В этом разделе дается более подробное описание процессов, приводящих к деформации оловянной капли под действием лазерного предимпульса, происходящих на первой и второй стадиях генерации EUV-излучения. Рассказывается о применяемых физических моделях и кодах на их основе.

### Стадия 1: Взаимодействие лазера и оловянной капли

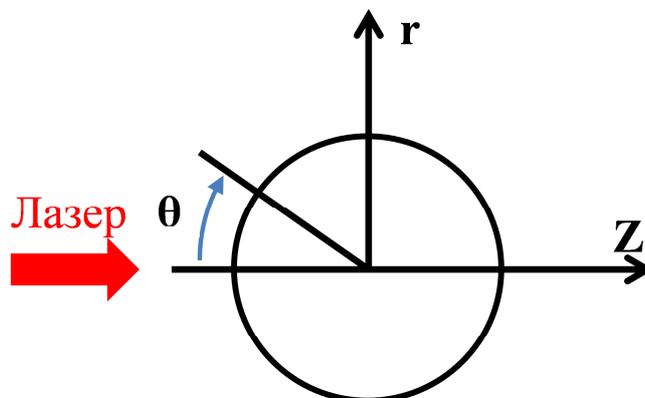


Рис. 2. Схема рассматриваемого процесса

На первой стадии происходит взаимодействие лазерного излучения с жидкой оловянной каплей (см. рис. 2). В результате действия лазера

поверхность капли нагревается. Так как средняя мощность рассматриваемого лазерного предимпульса выше абляционного порога ( $\sim 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>) [11], процесс взаимодействия быстро (в течение нескольких наносекунд) переходит в абляционный режим. Температура на облучаемой части поверхности капли поднимается выше температуры кипения олова ( $\sim 2800$  К), и начинается интенсивное испарение вещества. Резкая граница жидкости и пара исчезает, что приводит к существенному увеличению поглощения лазерного излучения [12]. Пространство вокруг мишени заполняется испаренным веществом, которое продолжает нагреваться и ионизуется, образуется горячая излучающая плазма. В рассматриваемом случае в области около критической поверхности ( $N_e = 10^{21}$  1/см<sup>3</sup>) с облучаемой лазером стороны плазма достигает температуры 4 эВ (см. рис. 3) на момент максимума лазерного импульса ( $t_0 = 20$  нс).

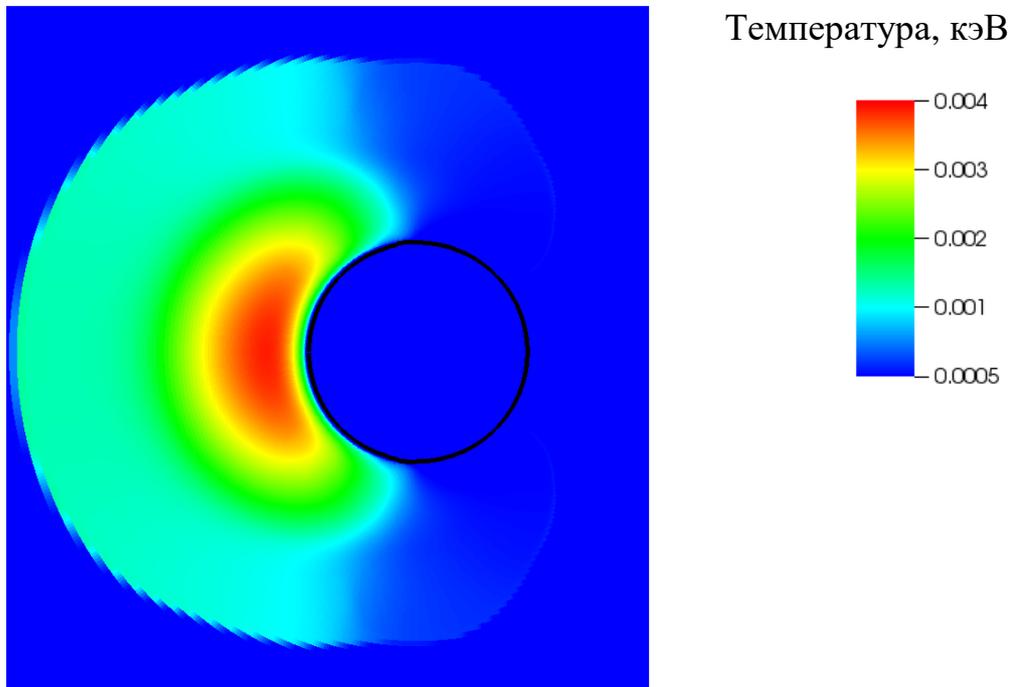


Рис. 3. Температура образовавшейся плазмы на момент времени 20 нс

Такая горячая плазма с большой скоростью разлетается, а ее суммарный импульс направлен к лазеру. Мишень при этом получает импульс отдачи в соответствии с законом сохранения импульса и начинает двигаться с некоторой скоростью, нарастающей в течение действия лазера. После выключения лазера скорость мишени остаётся постоянной. В расчете по программе RALEF-2D она составляет 7,54 м/с, что хорошо согласуется с экспериментальными данными, полученными в ARCNL, а именно 7,99 м/с для случая 'We=20' [13]. Доля испаренного лазером вещества составляет всего лишь  $0,35 \pm 0,05\%$  от изначальной массы капли, однако этого достаточно, чтобы образовавшаяся горячая плазма придала мишени существенный импульс.

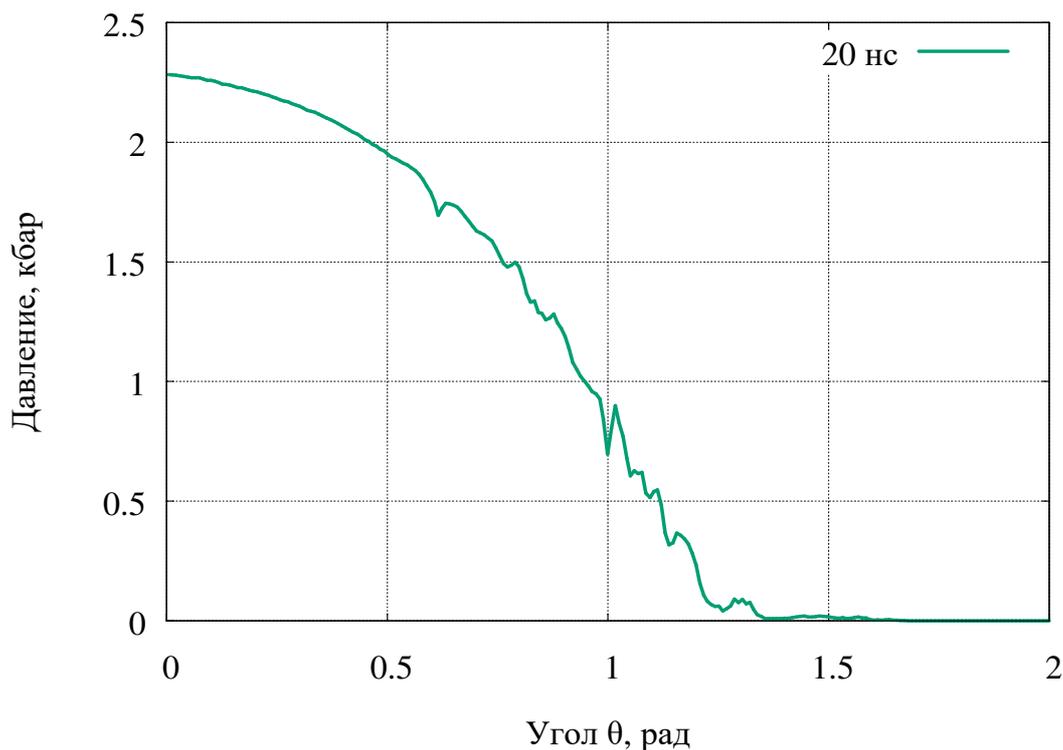


Рис. 4. Давление на облучаемой поверхности мишени

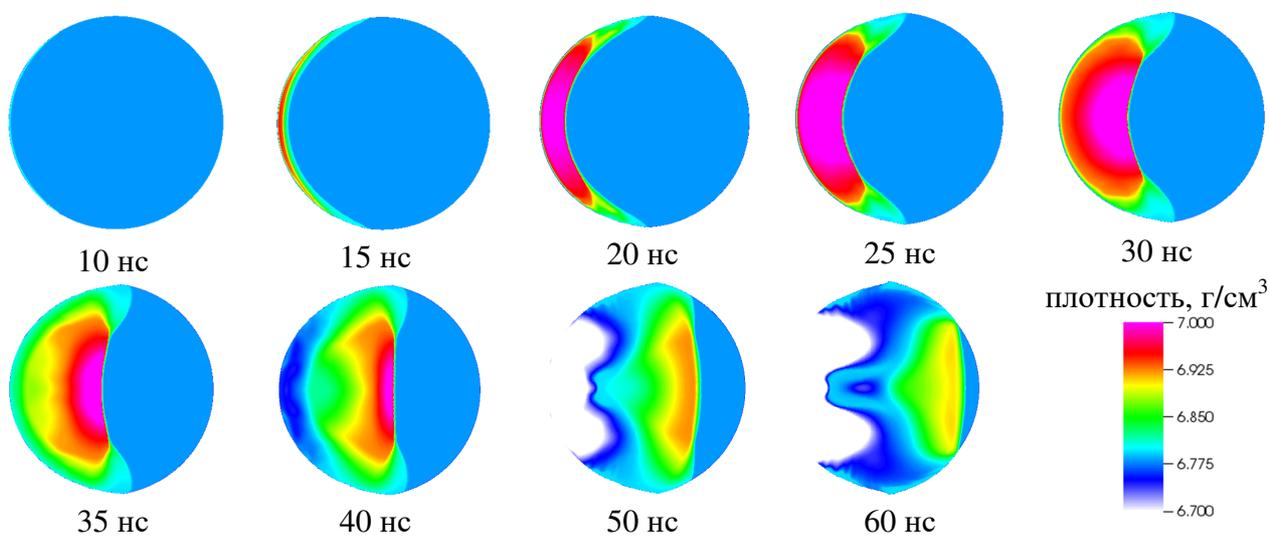


Рис. 5. Распространение ударной волны по оловянной капле в результате воздействия лазерного импульса

Часть полученной энергии диссипирует внутри мишени, а также переходит в кинетическую энергию деформации, изменяя ее форму. Давление на ближайшей к лазеру полусферической поверхности капли достигает 2 килобара и имеет угловое распределение, зависящее от пространственного профиля лазерного пучка и угла падения  $\theta$ , отсчитанного от центральной оси, см. рис. 4. Такое пространственное распределение давления приводит к образованию полусферической слабой ударной волны, которая начинает распространяться к центру мишени с почти звуковой скоростью [14]. Сходясь к центру мишени,

амплитуда ударной волны сначала медленно затухает, а затем несколько увеличивается за счет гидродинамической фокусировки. В случае высокоинтенсивных пикосекундных лазерных импульсов, рассмотренных в [15], эффект фокусировки приводил к образованию обширной полости в центре мишени. Здесь этот эффект мал, так как амплитуда ударной волны на 3 порядка меньше, чем в [15], обширная полость не возникает, но появляется некоторая неоднородность плотности. Важно заметить также, что после отражения от свободной границы возникают волны разрежения. Причем они идут от разных участков сферической поверхности с разными амплитудами. Так как время действия лазера в рассматриваемом случае сопоставимо со временем прохождения волны через мишень ( $\sim 60$  нс), то имеют место многократные наложения отраженных от сферической поверхности волн разрежения друг на друга и новых волн сжатия, вызываемых в уже разреженном веществе продолжающим действовать лазером. Интерференция этих волн внутри мишени приводит к сложной картине локальных неоднородностей плотности. После прохождения ударной волны вещество мишени, в рамках используемой модели [7, 8], преобразуется в гомогенную смесь жидкости и пара. На фазовой диаграмме в переменных  $P$ - $V$  этот процесс выражается пересечением изэнтропы разгрузки и бинодали, что приводит к разрыву скорости звука. А разрыв скорости звука ведет к уплотнению/разрежению вещества [14–16]. На этот процесс накладываются некоторые численные возмущения, обусловленные дискретным табличным представлением уравнения состояния, что приводит к дополнительному численному разрыву скорости звука в некоторых точках расчетной области за фронтом ударной волны.

В целом можно сказать, что на неоднородный характер распределения плотности в мишени после прохождения слабой ударной волны влияет сочетание нескольких факторов, а именно:

- а) сферическая геометрия (сходясь к центру сферической мишени, ударная волна меняет свою амплитуду, затухая и несколько усиливаясь в центре за счет гидродинамической фокусировки);
- б) длительность лазерного импульса, сопоставимая с характерными гидродинамическими временами прохождения ударной волны через мишень;
- в) интерференция волн разрежения, идущих от разных участков границы;
- г) разрыв скорости звука после прохождения ударной волны;
- д) некоторое численное возмущение, связанное с дискретностью представления уравнения состояния вещества в виде таблицы чисел на сетке по температуре и плотности.

В результате после окончания действия лазерного импульса и прохождения ударной волны мишень представляет собой почти сферический объект, состоящий из гомогенной смеси жидкости и пара, с плотностью, близкой к начальной. При этом по всему объему мишени наблюдаются множественные локальные области уплотнения/разрежения вещества, что при

последующем моделировании 2 стадии с учетом поверхностного натяжения приводит к образованию пузырьков газа.

Пространственное распределение давления и поля скоростей внутри мишени после воздействия лазерного импульса таково, что капля постепенно сплющивается. На момент времени 100 нс размеры мишени приобретают аспектное отношение диаметра (максимальный размер вдоль оси  $r$ ) к толщине (максимальный размер вдоль оси  $Z$ ) порядка 52: 50,4. Далее со временем за счет сил инерции это аспектное отношение продолжает изменяться в сторону увеличения диаметра по отношению к толщине, мишень эволюционирует в диск. Достаточно подробно процессы деформации водяных капель после воздействия лазерного импульса описаны в [17]. В случае жидких оловянных капель процесс деформации может быть описан аналогично.

Представленные результаты численного моделирования 1 стадии получены с помощью программы RALEF-2D. Она разработана на основе самосогласованной модели, которая включает в себя двумерную гидро- и газодинамику, перенос излучения, теплопроводность и взаимодействие лазерного излучения с веществом с учетом рефракции. В RALEF-2D для решения уравнений газовой динамики реализована лагранж-эйлерова численная схема 2 порядка типа Годунова на адаптивных сетках [18].

Для представленных расчетов использовалась неравномерная сетка с уплотнением ячеек в области мишени, минимальный размер которых около 80 нм на границе мишени и окружающего газа. К периферии расчетной области ячейки укрупняются. Схематичный вид расчётной сетки представлен на рис. 6.

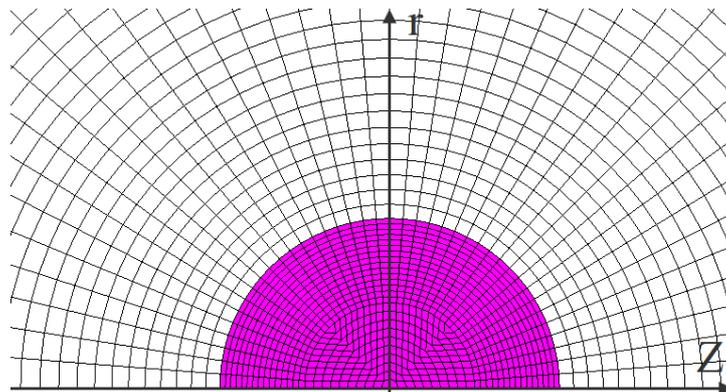


Рис. 6. Схематичное изображения расчетной сетки, используемой в RALEF-2D для численного моделирования рассматриваемой задачи

Спектральное уравнение переноса излучения решается Sn-методом. Входящие в него коэффициенты поглощения получены с помощью программы THERMOS [19] в приближении столкновительно-излучательного равновесия с разрешением по спектру. При вычислении коэффициентов поглощения использовалось планковское поле излучения в EUV-диапазоне, где существенны эффекты перепоглощения фотонов. Вне этого диапазона поле излучения полагалось равным нулю. Отличительной особенностью данных

расчетов по RALEF-2D является использование двухфазного уравнения состояния для олова, что позволяет описывать фазовый переход жидкость–пар. Уравнение состояния рассчитано по модели FEOS [20] в равновесном приближении с максвелловской конструкцией.

К сожалению, для дальнейшего описания изменения формы мишени после выключения лазера описанная модель без учёта поверхностного натяжения не применима. Если продолжать расчет с помощью RALEF-2D, то мишень будет бесконечно расширяться с течением времени, при этом плотность будет диффузионно размазана по пространству, не имея резкой границы жидкость–пар (см. рис. 10). В рассматриваемом случае это не соответствует действительности. Во-первых, жидкая мишень после остывания имеет четкую границу, во-вторых, её радиальное расширение будет тормозиться за счет поверхностного натяжения, а в определенный момент она начнет стягиваться обратно в сферическую каплю. Поэтому для продолжения моделирования 2-й стадии возникает необходимость использовать другую модель.

### **Стадия 2: Эволюция свободно движущейся мишени**

По прошествии нескольких десятков наносекунд после окончания действия лазерного импульса начинается 2-я стадия эволюции мишени. Мишень достаточно быстро остывает, а разлетевшаяся на периферию плазма уже не оказывает на неё значимого влияния. Для проведения дальнейшего моделирования больше нет необходимости учитывать радиационные процессы и теплопроводность. Мишень движется с приобретенной постоянной скоростью по инерции и расширяется, стремясь к форме диска, при этом скорость радиального разлета сильно зависит от поверхностного натяжения.

Для моделирования эволюции мишени был использован метод объёма жидкости VOF (volume of fluid) [21] в рамках метода конечных объемов (Finite Volume Method) [22], реализованный в решателе `interFoam/interDyMFoam` для двухфазных несжимаемых, несмешивающихся и изотермических сред. Вклад сил поверхностного натяжения учитывается по модели CSF (Continuum Surface Force) [23]. Модель несжимаемой жидкости применима для решения данной задачи, так как скорость звука в веществе (скорость звука в жидком олове около 2,5 км/с) гораздо выше скорости движения самой среды (10–100 м/с). Возможность использования модели несжимаемой жидкости сильно упрощает решение задачи.

В основе предлагаемого авторами метода сквозного моделирования эволюции мишени лежит проблема записи рассчитанных с помощью RALEF-2D данных в качестве начальных условий для последующего расчета задачи с помощью кода `OpenFOAM`. Очень важно правильно выбрать момент времени, в который происходит переход от одной модели к другой. После выключения лазера некоторое время рядом с мишенью существует облако плазмы и горячего газа, а поверхность самой мишени имеет температуру около или чуть выше температуры кипения. Пока мишень достаточно горячая, происходит

активное испарение с поверхности. Очевидно, что пренебрегать переносом излучения и теплопроводностью на данном этапе нельзя, а температурный режим и процесс испарения требуют использования адекватного уравнения состояния. Поэтому расчёт с помощью RALEF-2D необходимо продолжать в течение некоторого времени после окончания действия лазерного импульса, пока капля остывает. При этом уже идет процесс деформации мишени. В реальности, если температура поверхности жидкого тела ниже температуры кипения, существует резкая граница между жидкостью и паром, определяемая силами поверхностного натяжения. Однако модель, заложенная в RALEF-2D, даёт относительно плавный градиент плотности вместо резкой границы даже при температурах ниже температуры кипения, что фактически приводит к фиктивному испарению и формированию неестественной формы мишени. Оптимальным отрезком времени между моментом отключения лазерного импульса и переходом к моделированию деформации мишени оказалась величина, лежащая в пределах 40 – 80 нс. Был выбран момент времени 100 нс (60 нс после окончания действия лазерного импульса). К этому моменту облако горячей плазмы рассеялось, и вокруг мишени в области с характерным размером порядка 10 её радиусов присутствует лишь низкоплотный ( $\sim 10^{-5}$  г/см<sup>3</sup>) газ с температурой ниже 0,5 эВ. Поверхность жидкой мишени остыла до 1700 К, что ниже температуры кипения. В свою очередь форма мишени ещё не сильно отличается от начальной капли и эффект «диффузионно размазанной границы» не велик.

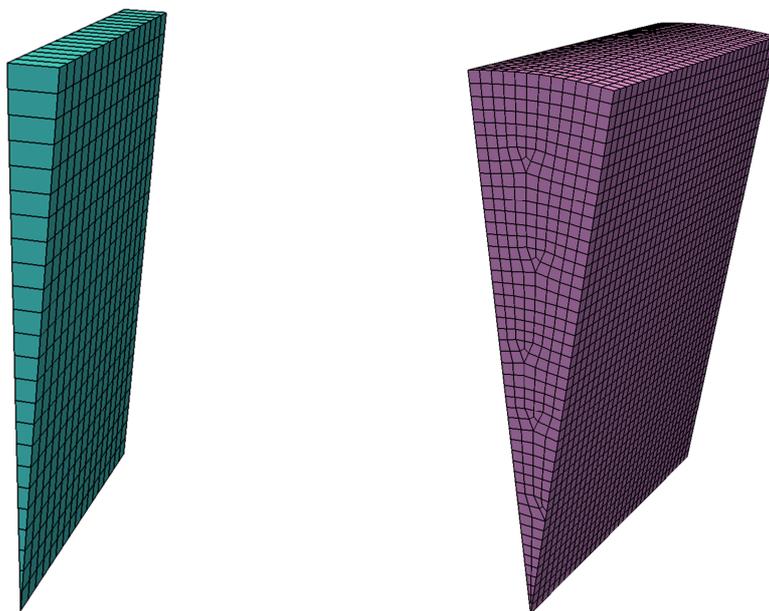


Рис. 7. Схематичное изображение расчётных сеток, используемых в OpenFOAM для моделирования рассматриваемой задачи. Однослойная сетка для 2D-расчёта (слева) и многослойная для 3D-расчёта (справа)

Расчет по программе OpenFOAM проводился как в 2D варианте, так и в 3D. Под 2D в данном случае понимается то, что расчёт проводится на осесимметричной однослойной (в слое одна ячейка) равномерной по радиусу

расчётной сетке. При этом ячейки сетки трехмерные, и в них решаются трехмерные уравнения гидродинамики с периодическими граничными условиями на соответствующих границах. В 3D расчете используется аналогичная многослойная сетка. Геометрически обе сетки представляют собой сектор цилиндра с углом развертки 5 градусов в случае 2D и 15 градусов в случае 3D (см. рис. 7). Выбор геометрии расчетных сеток обусловлен необходимостью провести достаточно точный расчёт за разумное время.

При передаче данных из RALEF-2D в OpenFOAM полей плотности и скорости производится интерполяция с одной расчетной сетки на другую с обязательным соблюдением законов сохранения массы и импульса. Для этой процедуры используется метод Галеркина [24]. Расчётная сетка, используемая в OpenFOAM, достаточно подробная, что связано с необходимостью хорошего разрешения в области границы между жидкостью и окружающим газом. Характерный размер ячеек расчётной сетки в OpenFOAM составляет 100 нм для 2D расчёта и 250 нм для 3D расчёта.

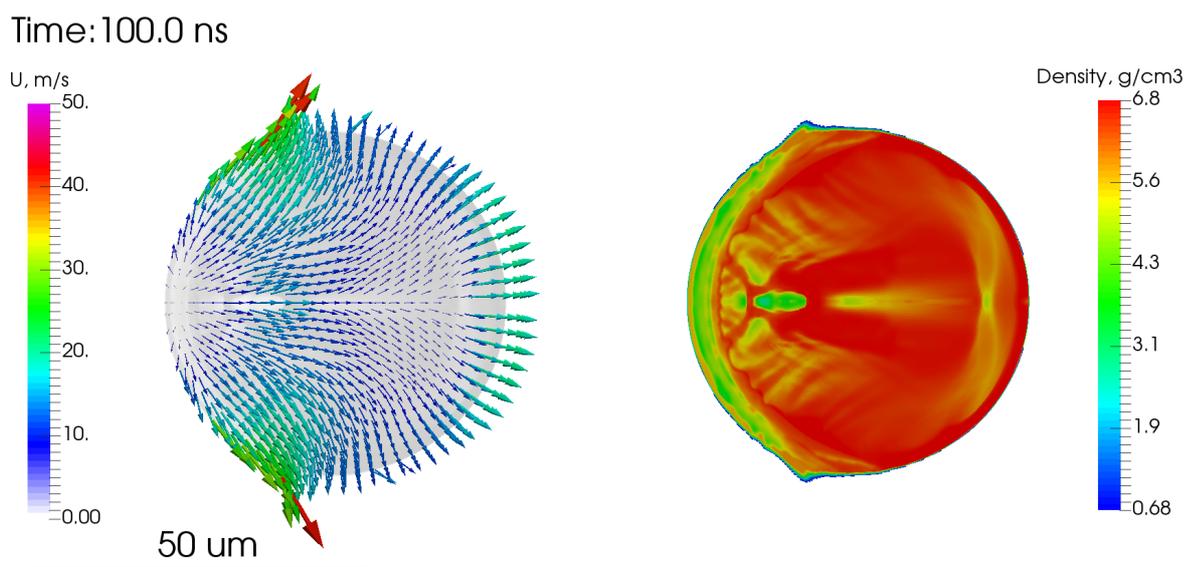


Рис. 8 Распределение скорости (слева) и плотности (справа) внутри мишени на момент времени 100 нс, полученное с помощью RALEF-2D и передаваемое в OpenFOAM для продолжения моделирования процесса деформации

Так как окружающий мишень разреженный газ практически не влияет на её эволюцию, он исключается из расчёта. В OpenFOAM берётся в расчёт только плотность в диапазоне от 10 до 100 % от максимальной плотности, то есть от 0,68 до 6,8 г/см<sup>3</sup>. С учетом того, что испарение составило лишь  $0,35 \pm 0,05$  % от начальной массы капли, погрешность расчёта в результате такого действия пренебрежимо мала. Переданные поля скоростей и плотностей из расчёта по RALEF-2D на момент времени 100 нс представлены на рис. 8.

При переходе к моделированию с помощью OpenFOAM расчётная область сокращена до размеров 60 x 80 мкм (60 мкм вдоль оси Z и 80 мкм по радиусу). При этом общее число ячеек сетки достигает 480 тысяч для случая 2D и 3 миллионов для 3D, что существенно больше, чем в расчёте по RALEF-2D (чуть более 150 000), где используется неравномерная сетка.

## Результаты расчётов и сравнение с экспериментом

Для исследования деформации жидкой оловянной капли после воздействия лазерного предимпульса были опробованы 4 варианта моделирования. В первом использовался расчёт по RALEF-2D не только для первой стадии процесса, но и для второй, то есть без учёта поверхностного натяжения. Другие три варианта моделирования заключались в совместном последовательном расчёте с помощью RALEF-2D для первой стадии процесса и OpenFOAM для второй стадии, где с помощью OpenFOAM проводился 3D-расчёт, либо 2D-расчёт, либо 2D-расчёт с однородной плотностью. Как было сказано выше, после выключения лазера мишень имеет большое количество локальных неоднородностей плотности, которые после передачи данных в OpenFOAM и начала расчёта с учётом поверхностного натяжения преобразуются в пузырьки газа. Оказалось, что наличие этих пузырьков заметно влияет на процесс дальнейшей эволюции мишени. Для того чтобы лучше понять это явление, имеющее как численную, так и, возможно, реальную физическую природу, был добавлен к рассмотрению вариант 2D-расчёта с однородной плотностью, в котором при передаче данных из RALEF-2D в OpenFOAM плотность была искусственно сглажена внутри контура мишени, разумеется, с соблюдением законов сохранения массы и импульса. Кстати, расчёт 2D с однородной плотностью наименее затратный с точки зрения использования вычислительных ресурсов, так как эффективная поверхность жидкости в отсутствие пузырьков существенно меньше. Полученные результаты для зависимостей радиуса мишени от времени приведены на рис. 9 вместе с экспериментальными данными для случая 'We=20' из [10]. На рис. 10 представлена динамика изменения формы мишени, где на верхней части изображен результат, полученный только с использованием RALEF-2D, а на нижней – с применением совместного расчёта RALEF-2D и OpenFOAM (вариант 2D с однородной плотностью). Сравнение трёх вариантов совместного расчёта эволюции мишени представлены на рис. 11. На рис. 9 для первого варианта моделирования, где расчёт обеих стадий проводился с помощью RALEF-2D, приведена кривая, соответствующая контуру плотности  $0,5 \text{ г/см}^3$ . Так как в данном варианте расчёта отсутствует чёткая граница между жидкостью и паром, для неё приходится выбирать некоторое пороговое значение плотности. Предполагается, что плотность  $0,5 \text{ г/см}^3$  еще может быть видна на экспериментальных снимках мишени, с помощью которых и определяется радиус.

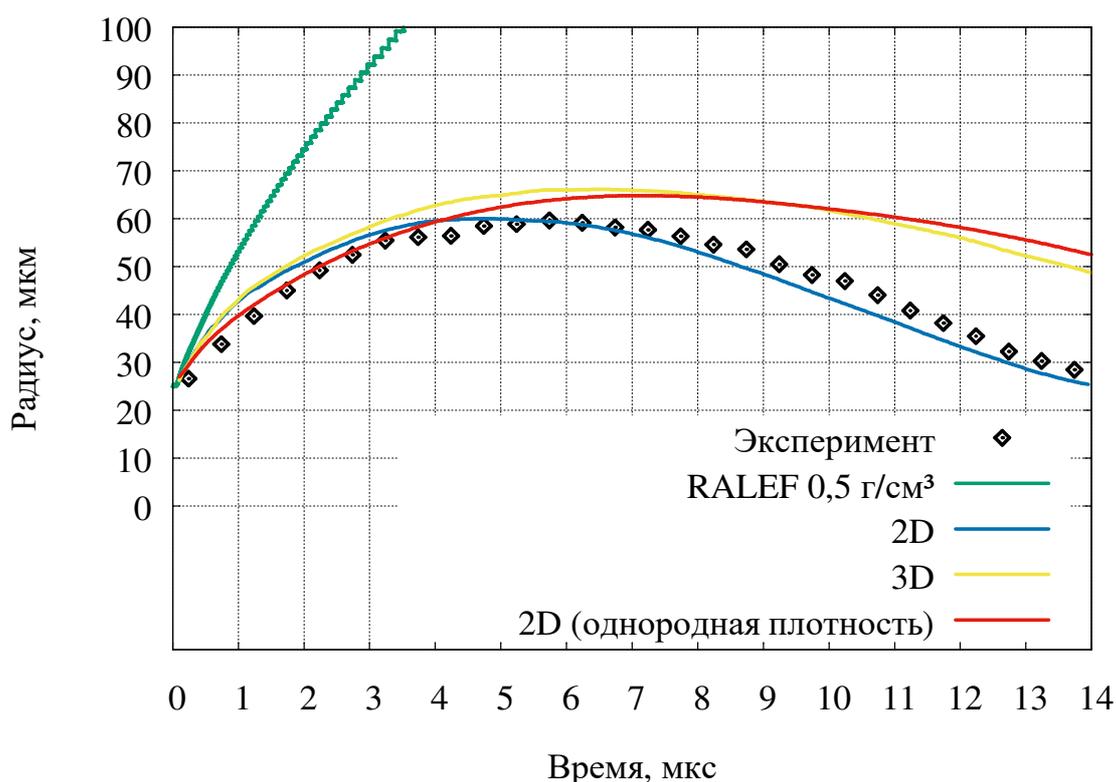


Рис. 9. Изменение радиуса мишени со временем. Эксперимент ARCNL (черные точки) и расчёты (цветные кривые)

Из рис. 9 видно, что вариант моделирования без учёта поверхностного натяжения плохо согласуется с экспериментом, расширение мишени идет быстрее, и у кривой зависимости радиуса от времени отсутствует экстремум, соответствующий моменту начала стягивания жидкого диска обратно в каплю. Другие 3 цветные кривые, относящиеся к совместному расчету с учётом поверхностного натяжения, ложатся гораздо ближе к экспериментальной кривой и имеют экстремум. Таким образом, первый вывод, который можно сделать, заключается в правильности выбранного подхода – использовать совместный расчёт двух кодов с различными моделями, каждая из которых наиболее применима для соответствующей стадии процесса деформации. Обсудим подробнее 3 цветные кривые на рис. 9, отвечающие совместному расчёту. Здесь следует выделить два факта. Первый: 3D-расчёт практически совпал с 2D-расчётом с однородной плотностью. Второй: 2D-расчёт с переданным без искусственных манипуляций с полем плотности лучше всех остальных совпал с экспериментом. При расчёте 2D пузырьки представляют собой в трехмерной геометрии полые торы, которые за счет сил поверхностного натяжения стремятся стянуться к оси, увлекая за собой окружающую массу. Этот эффект приводит к более быстрому стягиванию мишени обратно в каплю, что и наблюдается на рис. 9 (синяя кривая отклоняется от красной и жёлтой).

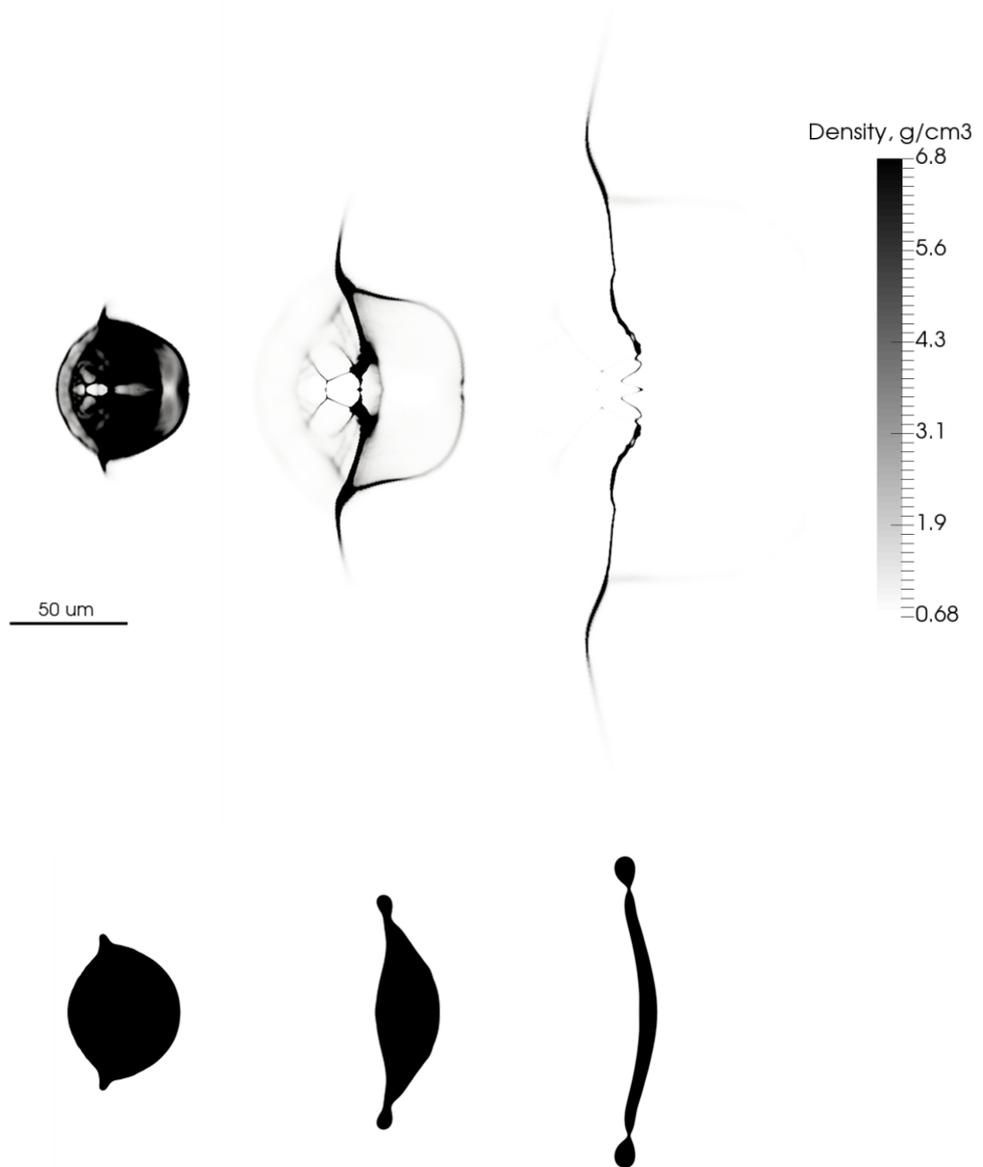


Рис. 10. Эволюция формы мишени после воздействия лазерного импульса.  
Расчёт с помощью RALEF-2D без учёта поверхностного натяжения (сверху).  
Результат совместного моделирования с помощью кодов RALEF-2D и OpenFOAM,  
2D-расчёт с однородной плотностью (снизу)

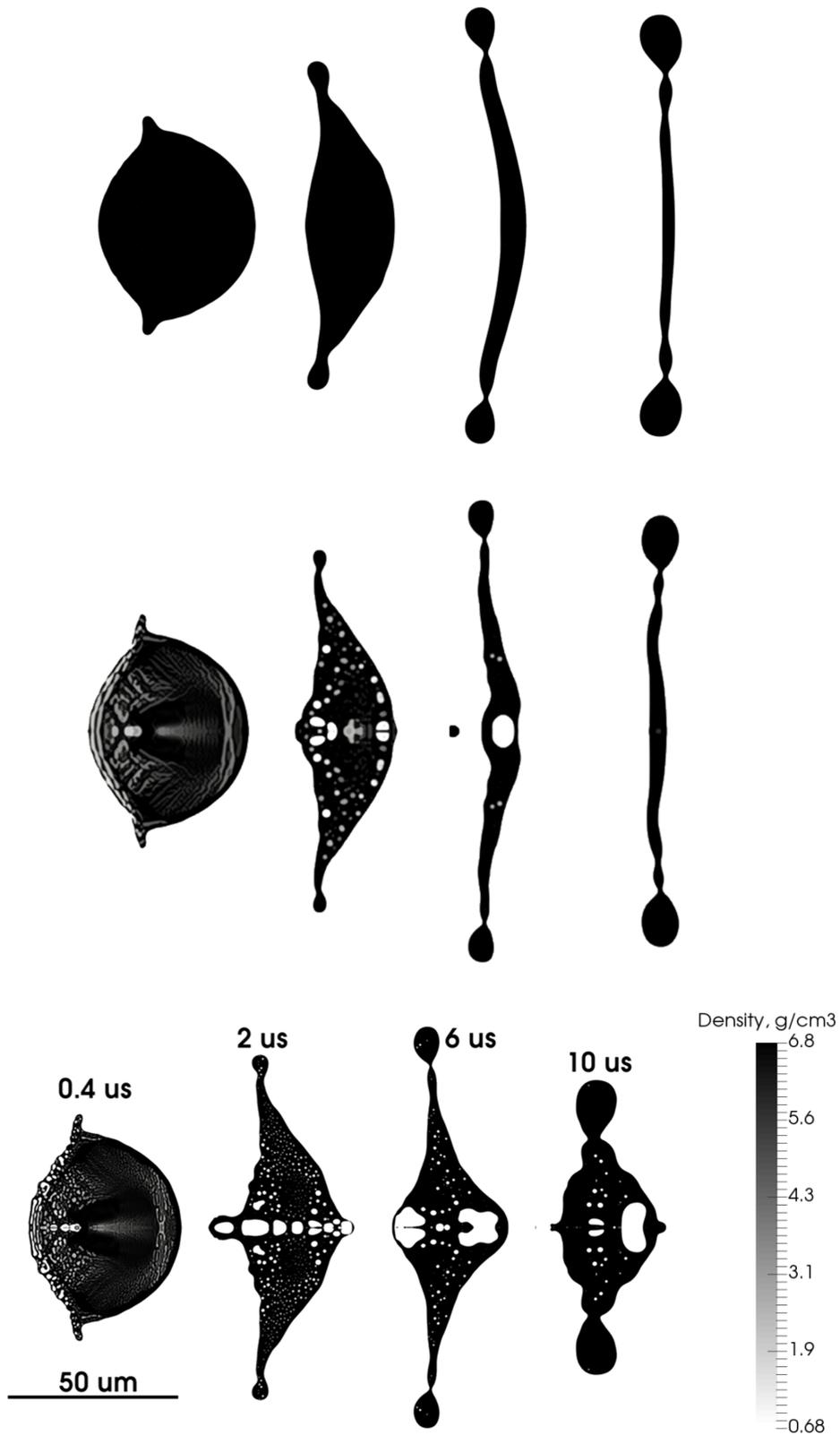


Рис. 11. Эволюция формы мишени после воздействия лазерного импульса. Результат совместного моделирования с помощью кодов RALEF-2D и OpenFOAM. 2D-расчёт (снизу), 2D-расчёт с однородной плотностью (сверху), 3D-расчёт (посередине)

А в случае 3D торы распадаются, превращаясь в сферические пузырьки газа, и их положение в пространстве меняется только за счёт гидродинамического течения жидкости (см. рис. 12).

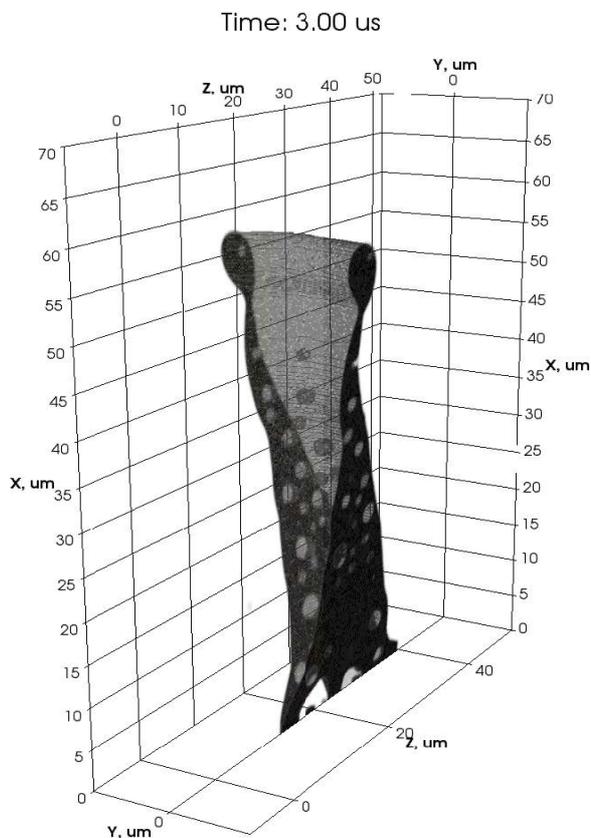


Рис. 12. Трёхмерное изображение (печатный вариант)/видео (онлайновый вариант) процесса эволюции мишени после воздействия лазерного импульса

Итак, второй вывод, который можно сделать по результатам проведённого исследования, заключается в следующем: то, что из трёх вариантов совместного расчёта наилучшее согласие с экспериментом даёт вариант 2D с учётом неоднородностей плотности, является, скорее всего, случайностью. Авторы склонны больше доверять результатам расчётов 3D и 2D с однородной плотностью, так как интуитивно трудно поверить, что внутри жидкого оловянного диска могут устойчиво существовать тороидальные газовые образования. К тому же возникающие пузырьки имеют отчасти численную природу. Этот вопрос требует более тщательного исследования, которое будет продолжено.

Проделанная работа полностью доказала применимость предлагаемой методики сквозного моделирования эволюции жидкой оловянной мишени после воздействия лазерного предимпульса. Проведенные расчёты показали, что для достижения лучшего согласия с экспериментом требуется уточнить ряд физических и численных параметров, заложенных в используемые модели.

## Заключение

Было проведено численное исследование процесса деформации жидкой оловянной капли в диск после воздействия лазерного предимпульса со средней интенсивностью порядка  $10^9$  Вт/см<sup>2</sup>. Для этого была разработана и реализована специальная методика моделирования с помощью совместного последовательного использования кодов RALEF-2D и OpenFOAM.

Сложная комплексная модель радиационной газовой динамики, взаимодействия лазерного излучения с веществом и теплопроводности позволила адекватно описать первую стадию генерации EUV-излучения, включающую поглощение лазерного излучения сначала жидкой мишенью, а затем образовавшейся в результате лазерной абляции плазмой, возникновение слабой ударной волны, продвигающейся внутрь мишени, формирование поля скоростей и плотностей, приводящего к деформации капли в дискообразную мишень.

После выключения лазерного импульса, спустя несколько десятков наносекунд, вклад процессов радиационного обмена и теплопроводности становится пренебрежимо мал. При этом на эволюцию движущейся по инерции мишени начинают влиять силы поверхностного натяжения.

Расчеты показали хорошее согласие с экспериментом, проведенным в центре ARCNL при университете г. Амстердама (Нидерланды).

## Литература

1. Bakshi V. EUV Sources for Lithography / ed. Bakshi V. 1000 20th Street, Bellingham, WA 98227-0010 USA: SPIE, 2006.
2. Banine V.Y., Koshelev K.N., Swinkels G.H.P.M. Physical processes in EUV sources for microlithography // J. Phys. D. Appl. Phys. 2011. Vol. 44, № 25. P. 253001.
3. Koshelev K.N. et al. RZLINE code modeling of distributed tin targets for laser-produced plasma sources of extreme ultraviolet radiation // J. Micro/Nanolithography, MEMS, MOEMS. 2012. Vol. 11, № 2. P. 021112–1.
4. Brandt D.C. et al. LPP EUV source readiness for NXE 3300B // Proc. SPIE / ed. Wood O.R., Panning E.M. 2014. Vol. 9048. P. 90480C.
5. Murakami M. et al. Conversion efficiency of extreme ultraviolet radiation in laser-produced plasmas // Phys. Plasmas. 2006. Vol. 13, № 3. P. 33107.
6. Basko M.M. On the maximum conversion efficiency into the 13.5-nm extreme ultraviolet emission under a steady-state laser ablation of tin microspheres // Phys. Plasmas. 2016. Vol. 23, № 8. P. 83114.
7. Basko M.M., Maruhn J., Tauschwitz A. Development of a 2D radiation-hydrodynamics code RALEF for laser plasma simulations. 2010.
8. Basko M.M. et al. One-dimensional study of the radiation-dominated implosion of a cylindrical tungsten plasma column // Plasma Phys. Control. Fusion. 2012. Vol. 54, № 5. P. 55003.

9. Weller H.G. et al. A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques // *Comput. Phys.* 1998. Vol. 12, № 6. P. 620.
10. Kurilovich D. et al. Plasma Propulsion of a Metallic Microdroplet and its Deformation upon Laser Impact: Plasma Physics; Fluid Dynamics // *Phys. Rev. Appl.* American Physical Society, 2016. Vol. 6, № 1. P. 14018.
11. Basko M.M., Novikov V.G., Grushin A.S. On the structure of quasi-stationary laser ablation fronts in strongly radiating plasmas // *Phys. Plasmas.* 2015. Vol. 22, № 5. P. 53111.
12. Basko M.M., Tsygvintsev I.P. A hybrid model of laser energy deposition for multi-dimensional simulations of plasmas and metals // *Comput. Phys. Commun.* 2017. Vol. 214. P. 59–70.
13. Kurilovich D. et al. Power-law scaling of plasma pressure on laser-ablated tin microdroplets // *ArXiv e-prints.* 2017.
14. Zel'dovich I.B. Raizer I.P. *Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena.* Dover Publications, 2002. 916 p.
15. Basko M.M. et al. Fragmentation dynamics of liquid-metal droplets under ultra-short laser pulses // *Laser Phys. Lett.* 2017. Vol. 14, № 3. P. 36001.
16. Inogamov N.A. et al. Solitary Nanostructures Produced by Ultrashort Laser Pulse // *Nanoscale Res. Lett.* 2016. Vol. 11, № 1. P. 177.
17. Gelderblom H. et al. Drop deformation by laser-pulse impact // *J. Fluid Mech.* Cambridge University Press, 2016. Vol. 794. P. 676–699.
18. Addessio F.L. et al. CAVEAT: A Computer Code for fluid dynamics problems with large distortion and internal slip. 1992.
19. Nikiforov A.F., Novikov V.G., Uvarov V.B. *Quantum-statistical models of hot dense matter. Methods for computation opacity and equation of state.* Switzerland: Birkhäuser., 2005. 428 p.
20. Faik S. et al. Dynamics of volumetrically heated matter passing through the liquid–vapor metastable states // *High Energy Density Phys.* Elsevier, 2012. Vol. 8, № 4. P. 349–359.
21. Hirt C., Nichols B. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries // *J. Comput. Phys.* 1981. Vol. 39, № 1. P. 201–225.
22. Moukalled F.H., Mangani L. (Luca), Darwish M. (Marwan). *The finite volume method in computational fluid dynamics: an advanced introduction with OpenFOAM® and Matlab®.* 791 p.
23. Brackbill J., Kothe D., Zemach C. A continuum method for modeling surface tension // *J. Comput. Phys.* Academic Press, 1992. Vol. 100, № 2. P. 335–354.
24. Farrell P.E., Maddison J.R. Conservative interpolation between volume meshes by local Galerkin projection // *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.* 2011. Vol. 200. P. 89–100.