

04

Вычислительная имитация свечения лазерной плазмы при воздействии ударных волн на распределение плотности в газоструйной мишени

© А.В. Гарбарук¹, М.С. Грицкевич¹, С.Г. Калмыков², М.Э. Сасин²

¹ Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

E-mail: Serguei.Kalmykov@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 23 марта 2016 г.

На основе результатов численного гидродинамического моделирования газоструйной мишени сконструирован расчетный параметр, имитирующий наблюдаемую интенсивность свечения лазерной плазмы в коротковолновом диапазоне. В рамках расчетной модели в мишени создается высокотемпературное возмущение, возбуждающее сильную ударную волну. Возникшая сложная структура мишени и ее дальнейшая эволюция приводят к немонотонным изменениям имитационного параметра во времени. Полученный результат хорошо согласуется с экспериментально измеренным поведением свечения лазерной плазмы, сформированной на мишени, возмущаемой дополнительным лазерным предымпульсом.

В течение нескольких последних лет в ФТИ им. А.Ф. Иоффе ведутся исследования в рамках программы по оптимизации лазерно-плазменного источника коротковолнового излучения с Хе газоструйной мишенью. В промышленной EUV (Extreme UltraViolet) литографии для генерации рабочего излучения с длиной волны вблизи $\lambda \approx 13.5$ nm в течение последних 10 лет используется лазерная плазма на твердой Sn мишени. Тем не менее интерес к лазерной плазме из Хе [1] и к плазмам на газовых средах иного химического состава [2] в качестве излучателя в диапазоне длин волн порядка десятков нанометров продолжает устойчиво сохраняться. Такие источники считаются востребованными в метрологии и при тестировании наноструктур для промышленной литографии, в EUV микроскопии, спектроскопии, рефлектометрии и т. д. Кроме того, кажется возможным развитие литографии на длине волны

вблизи $\lambda \approx 11 \text{ nm}$ [3] — в этом случае Хе лазерная плазма могла бы оказаться достаточно мощным источником.

В предыдущих работах авторов [4–6] в качестве оптимизационного метода было исследовано двухимпульсное возбуждение лазерной искры на газовой микроструйной мишени из Хе, когда основному импульсу инфракрасного (ИК) Nd:YAG лазера с $\lambda = 1064 \text{ nm}$, создающему и нагревающему плазму, предшествовал предыонизирующий импульс ультрафиолетового (УФ) эксимерного KrF лазера с $\lambda = 248 \text{ nm}$. В этих исследованиях при относительно длительных задержках ИК импульса по отношению к предымпульсу — порядка нескольких сотен наносекунд и даже микросекунд — наблюдались сильные вариации интенсивности EUV излучения плазмы в функции от времени задержки. Их характер зависел от условий эксперимента: если мишенью служила относительно узкая струя Хе с эффективным диаметром $d_{target} = 0.7 \text{ mm}$ (здесь d_{target} — ширина радиального распределения плотности газа в струе на половине его высоты; примеры распределений плотности в наших опытах можно найти в [4]), то при задержках $\Delta t \approx 0.5\text{--}2 \mu\text{s}$ наблюдалось ослабление излучения плазмы вплоть до полного его исчезновения. Если же диаметр мишени был вдвое больше, $d_{target} = 1.4 \text{ mm}$, то с ростом задержки EUV сигнал возрастал и при задержках в единицы микросекунд достигал максимального значения, примерно в 2.5–3 раза большего той его величины, которая наблюдалась, когда плазма возбуждалась только одним ИК импульсом. Для объяснения наблюдавшихся явлений было предпринято численное гидродинамическое моделирование создаваемого предымпульсом возмущения Хе струи, которое показало, что в газе мишени развивается сильная квазисферическая ударная волна (УВ) с плотным фронтом и разреженной областью внутри. Ее эволюция качественно объяснила поведение EUV сигнала в наиболее простом случае с узкой газоструйной мишенью.

В настоящей работе рассматривается широкая струя, $d_{target} = 1.4 \text{ mm}$ и используется расчетный метод, аналогичный предложенному авторами в [7,8], где на основе полученных при моделировании пространственных полей плотности газа конструируется интегральный параметр, имитирующий интенсивность свечения плазмы. Поскольку акты излучения происходят преимущественно в результате парных столкновений частиц, интенсивность свечения плазменного образования должна быть пропорциональна квадрату концентрации атомов (ионов)

газа, проинтегрированному по объему плазмы:

$$I_{\text{EUV}} \propto \int n^2 dV. \quad (1)$$

При таком подходе мы оставляем за рамками рассмотрения ряд факторов, также влияющих на интенсивность излучения: температуру плазмы, степень ее ионизации, заселенность уровней, оптическую толщину.

На пути к наблюдателю излучение проходит через холодный периферический газ и частично в нем поглощается за счет фотоионизации нейтральных и низкоионизованных атомов. Пропускаемая периферией доля излучения составляет

$$I/I_0 = \exp(-\sigma_{\text{abs}} \int n dl), \quad (2)$$

где $\sigma_{\text{abs}} = 2.35 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ — сечение фотоионизации атомов Хе квантами излучения с $\lambda \approx 13.5 \text{ nm}$, а интеграл берется вдоль луча наблюдения, начиная от границы плазмы. Таким образом, наблюдаемый сигнал EUV излучения плазмы должен быть пропорционален параметру F_{observ} , вычисляемому на основе полученных при моделировании струи пространственно-временных распределений плотности атомов:

$$I_{\text{EUV}} \propto \left(\int n^2 dV \right) \exp(-\sigma_{\text{abs}} \int n dl) \equiv F_{\text{observ}}(t).$$

В настоящей работе использованы результаты последнего, выполненного в 2015 г. численного моделирования струи, которое отличается от описанного в [6] более высокой точностью вычислений, достигнутой за счет расширения области измельченной расчетной сетки и более корректного учета теплопроводности газа, что существенно для начальной, быстрой стадии расширения ударного фронта. Как и ранее, для моделирования была выбрана осесимметричная постановка задачи. На рис. 1 показана используемая при вычислениях геометрия эксперимента. Оси струи, луча ИК лазера и пространственного канала, через который осуществляется наблюдение за EUV излучением плазмы, составляют тройку взаимно перпендикулярных векторов, причем точка их пересечения расположена на расстоянии $\Delta X = 4 \text{ mm}$ от выходного отверстия сопла. Именно на этом расстоянии реализуется случай с диаметром струи-мишени $d_{\text{target}} = 1.4 \text{ mm}$. В этой же точке расположен и центр создаваемого УФ предымпульсом сферически-симметричного возмущения температуры струи:

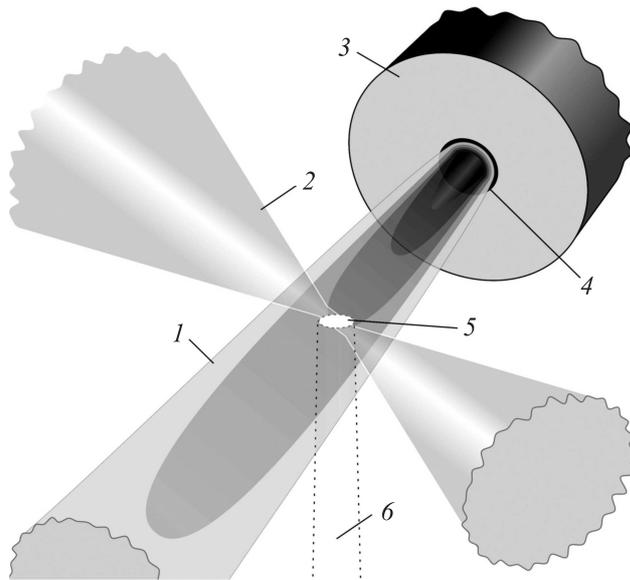


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — Xe струя-мишень, 2 — луч ИК лазера, 3 — сопло, 4 — его выходное отверстие, 5 — область фокуса и каустическая поверхность, 6 — пространственный канал наблюдения за EUV излучением плазмы.

$T_{pert} = (T_{max} - T_{non-pert})[1 - (r/a)^6] + T_{non-pert}$, где $T_{non-pert}$ — температура невозмущенного газа. Параметры $T_{max} = 116000$ К и $a = 150$ μm подбирались таким образом, чтобы расчетное время восстановления невозмущенной струи в сечении, находящемся при $\Delta X = 4$ мм, было равно экспериментальному. Давление перед соплом принималось, как и в эксперименте, $P_0 = 10$ atm. При этом атомарная концентрация на оси невозмущенной струи в упомянутой точке $\Delta X = 4$ мм составляет $n_0 = 1.2 \cdot 10^{18}$ cm^{-3} .

На рис. 2 приведены полученные при моделировании поля плотности газа в струе для различных моментов времени. В основных своих чертах эволюция УВ близка к описанной в [6]: сначала квазисферический фронт УВ быстро расширяется со скоростями порядка 10^5 см/с, при этом ближайший к соплу его сегмент движется вверх против течения

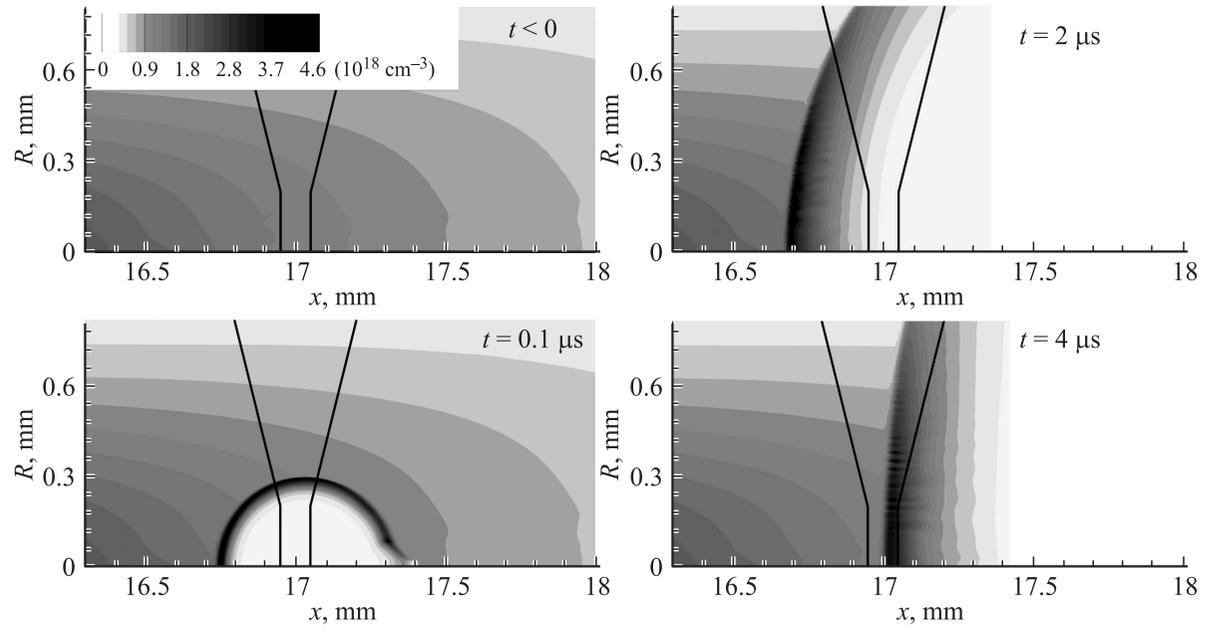


Рис. 2. Поля плотности X_e , показанные градациями серого цвета. Время $t = 0$ — момент появления температурного возмущения, X — ось струи, R — радиальная координата, выходное отверстие сопла находится при $X = 13$ mm. Сплошные черные линии — контур луча ИК лазера; положение фокуса — $X = 17$ mm, $R = 0$.

газа. По мере остывания скорость расширения падает, этот сегмент останавливается, начинает движение вниз по потоку вместе со струей и затем входит в область воздействия лазерного луча. В отличие от случая с узкой струей, широкая струя не разрывается под действием УВ, и за пределами ударного фронта сохраняется газ заметной плотности.

При вычислении (1) интегрирование выполняется по объему, где газ подвергается воздействию интенсивного лазерного излучения, т.е. по объему светового конуса, контуры которого также показаны на рис. 2. Его полная длина, в соответствии с фотографиями плазмы в [6], принимается равной 1.6 mm, длина каустической поверхности — 400 μm , ее диаметр — 100 μm . Линейный интеграл от плотности в (2) берется вдоль луча наблюдения начиная от границы плазмы (радиус которой считается равным 400 μm) до границы вычислительной задачи. Воображаемый пространственный канал, в котором излучение распространяется от плазмы к фотодатчику, представляет собой усеченный конус длиной в несколько десятков сантиметров; размер его верхнего сечения определяется размерами плазмы, нижнего — размером окна датчика диаметром 3 mm. Поскольку в период от 3 до 4.5 μs , когда фронт пересекает занимаемую плазмой область, величина интеграла в (2) сильно варьирует в зависимости от положения луча зрения вдоль оси X , для более адекватной оценки поглощения излучения в пределах канала наблюдения вычисляемая в (2) величина усредняется по пяти лучам зрения, равномерно распределенным по промежутку $X = (17 \pm 0.1)$ mm.

На рис. 3 проведено сравнение расчетных имитационных параметров с экспериментально измеренной интенсивностью свечения лазерной искры в функции от интервала времени между предимпульсом и основным ИК импульсом (иначе говоря, от длительности эволюции возмущения в струе после его возбуждения предимпульсом). Видно, что ответственный за интенсивность излучения параметр (1) демонстрирует, в соответствии с экспериментом, сравнительно слабые изменения в период $\Delta t < 3 \mu\text{s}$, сильное увеличение при $3 < \Delta t < 4 \mu\text{s}$ и возвращение к невозмущенной струе при $\Delta t = 4.6 \mu\text{s}$. Учет же поглощения в периферическом газе приводит к тому, что и амплитуда возрастания имитационного параметра F_{observ} оказывается такой же, как возрастание наблюдаемой интенсивности EUV в реальных измерениях. Заметное в экспериментальных данных общее превышение интенсивности излучения над тем его значением, которое наблюдается в одноимпульсном режиме, по-видимому, следует приписать предыонизации, производимой предимпульсом, и вкладу его энергии в общий энергобаланс плазмы.

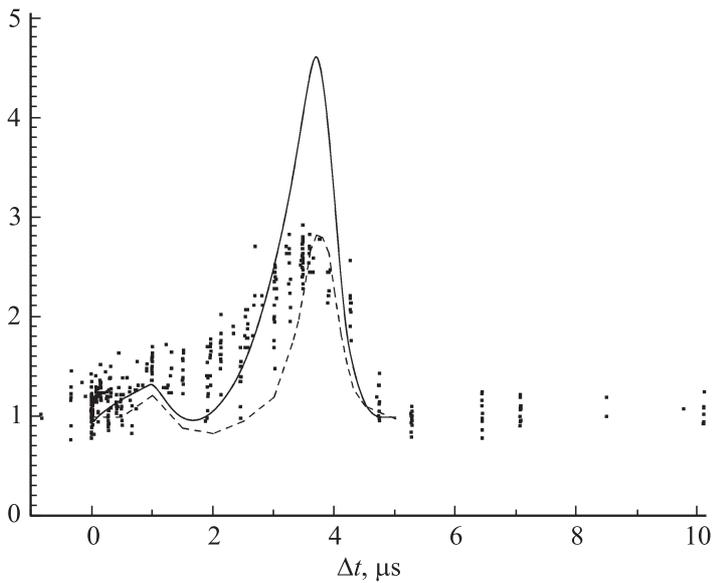


Рис. 3. Сравнение расчетных реконструкций с измерениями EUV излучения плазмы, показанными черными точками. Сплошная линия — параметр $\int n^2 dV$, пунктир — F_{observ} , Δt — интервал между предимпульсом и импульсом ИК лазера. Все три величины нормированы на их значение, когда возмущение газовой струи предимпульсом отсутствует.

Влияние этих факторов уменьшается и исчезает со временем (от $\approx 40\%$ в начале до 0 при $\Delta t > 4.6 \mu s$). Если внести соответствующую поправку в измеренные значения, совпадение параметра F_{observ} с экспериментом становится полным.

Полученный результат демонстрирует мощность основанного на гидродинамическом подходе расчетного метода, имеющего дело только с плотностью газоструйной мишени. Даже при полном игнорировании энергетики плазмы он позволяет имитировать поведение во времени излучательной способности лазерной искры с хорошим соответствием экспериментальным данным.

Авторы выражают благодарность А.М. Можарову, принимавшему активное участие в экспериментальных измерениях.

Список литературы

- [1] *Khodykin O.* et al. // 2015 Int. Workshop on EUV and Soft X-Ray Sources. Nov. 9–11, 2015. Dublin, Ireland, Workshop Proc. P. S31 (<http://www.euvlitho.com/2015/S31.pdf>).
- [2] *Yuschkin L.* et al. // 2015 Int. Workshop on EUV and Soft X-Ray Sources. Nov. 9–11, 2015. Dublin, Ireland, Workshop Proc. P. S64 (<http://www.euvlitho.com/2015/S64.pdf>).
- [3] *Chkhalo N., Salashchenko N.* // 2013 Int. Workshop on EUV and Soft X-Ray Sources. Nov. 3–7, 2013. Dublin, Ireland, Workshop Proc. S19 (<http://www.euvlitho.com/2013/S19.pdf>).
- [4] *Garbaruk A.* et al. // 2013 Int. Workshop on EUV and Soft X-Ray Sources, Nov. 3–7, 2013, Dublin, Ireland, Workshop Proc., S 12. <http://www.euvlitho.com/2013/S12.pdf>.
- [5] *Забродский В.* и др. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. В. 15. С. 38.
- [6] *Гарбарук А.* и др. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. В. 21. С. 97.
- [7] *Гарбарук А.* и др. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 23. С. 9.
- [8] *Гарбарук А.* и др. // ЖТФ. 2011. Т. 81. В. 6. С. 20.