

03:04

Ударные волны в газоструйной мишени лазерно-плазменного источника коротковолнового излучения при двухимпульсной схеме возбуждения плазмы

© А.В. Гарбарук¹, М.С. Грицкевич¹, С.Г. Калмыков²,
А.М. Можаров², М.В. Петренко², М.Э. Сасин²

¹ Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

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

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

Поступило в Редакцию 14 июня 2014 г.

В исследованиях лазерной плазмы при двухимпульсном ее возбуждении наблюдались долгоживущие возмущения газовой мишени первым импульсом, приводящие к значительным модуляциям свечения плазмы. Представлены результаты численного гидродинамического моделирования газоструйной мишени, которые дают объяснение наблюдавшимся явлениям. Воздействие первого импульса на мишень приводит к появлению в ней плотного квазисферического слоя, внутри которого находится область с низкой плотностью газа. Со временем этот слой расширяется и смещается вниз по струе вместе с потоком газа. В зависимости от времени задержки между импульсами луч второго лазерного импульса может пересекать плотный слой или проходить по сильно разреженному газу, чем объясняются наблюдаемые модуляции излучения.

В экспериментах, описанных в [1,2], лазерная плазма возбуждалась на Хе-газоструйной мишени последовательным воздействием 2 лазерных импульсов. Первым был предимпульс эксимерного KrF-лазера с длиной волны $\lambda = 248$ nm. Спустя некоторое время задержки возбуждался основной импульс Nd:YAG-лазера с $\lambda = 1064$ nm. Длительность каждого из импульсов составляла 30–35 ns по основанию. Предполагалось, что резонансная 3-фотонная предыонизация, производимая в Хе импульсом KrF-лазера, позволит повысить выход коротковолнового излучения из плазмы, нагреваемой основным инфракрасным

лазерным импульсом. В эксперименте наблюдались сильные вариации интенсивности излучения плазмы при больших временах задержки — порядка нескольких сотен наносекунд и даже микросекунд, — когда плазма, созданная предимпульсом, уже должна была рекомбинировать. Было высказано предположение, что ультрафиолетовый лазерный предимпульс возбуждает в мишени волны плотности, с которыми затем взаимодействует основной ИК-импульс. Целью данной работы является проверка этого предположения. Для этого предпринимается численное гидродинамическое моделирование возмущения, создаваемого предимпульсом в газовой струе, и проводится сравнение полученных результатов с экспериментальными данными.

Мишенью являлась сверхзвуковая микроструя газообразного Хе, истекающая в вакуум из сопла Лаваля (см. [3], сопло № 1). Сфокусированные лучи лазеров пересекались почти под прямым углом так, что их общий фокус лежал на оси струи, направленной по третьему перпендикуляру. Из измерений геометрии луча эксимерного лазера в прифокальной зоне [4] и фотографий возбуждаемой предимпульсом плазмы в [1,2] следует, что область взаимодействия УФ-лазерного луча с мишенью имеет близкую к цилиндрической форму с диаметром $100\text{--}150\ \mu\text{m}$ и длиной вдоль луча $400\text{--}600\ \mu\text{m}$.

Для численного моделирования была избрана осесимметричная двумерная постановка задачи. Предполагалось, что предимпульс мгновенно создает в квазистационарной газовой струе сферическое возмущение температуры с диаметром $D_{per} = 100\text{--}200\ \mu\text{m}$.

В реальности результатом взаимодействия предимпульса с мишенью является не нейтральный газ, а плазма, состоящая из ионов и свободных электронов. Однако скорости распространения упругих волн плотности как в плазме (ионный звук), так и в газе одинаковы, поскольку определяются тепловым движением тяжелых частиц — ионов или атомов. Другое отличие плазмы от нейтрального газа — механизм выравнивания температуры за фронтом волны. В плазме это — электронная теплопроводность, величина которой для Хе существенно превышает теплопроводность в нейтральном газе. Но скорость выравнивания температуры играет относительно второстепенную роль в распространении возмущения плотности по газу, к тому же в модели эта роль маскируется величиной начальной температуры возмущения, которая постулируется на основе умозрительных предположений.

Нижний предел температуры среды в области взаимодействия луча УФ-KrF-лазера с мишенью определяется энергией фотоэлектронов, $T_{e \min} \approx h\nu = 5 \text{ eV}$, где $h\nu$ — энергия УФ-фотона. Из-за происходящего в поле лазерного излучения столкновительного нагрева свободных электронов температура может оказаться выше, хотя эффективность этого механизма для предимпульса с его более короткой длиной волны (мощность нагрева $\sim \lambda^2$) и меньшей энергией раз в 40–50 слабее, чем эффективность нагрева основным ИК-лазером. Поглощение энергии лазерного излучения плазмой растет с плотностью мишени, поэтому возмущение может иметь более высокую температуру в более плотных струях. Отсутствие свечения плазмы предимпульса в EUV-диапазоне позволяет предположить, что в любом случае температура плазмы не превышает величину $T_{e \max} \leq 10\text{--}15 \text{ eV}$.

Гидродинамическое моделирование представляет собой численное решение системы нестационарных уравнений Навье–Стокса для истекающей из сопла в вакуум осесимметричной струи сжимаемого газа (Xe), на оси которой создается сферическое однородное возмущение температуры. На входной границе расчетной области (на входе в сопло) задаются давление и температура торможения, а на выходной — заведомо низкое статическое давление 0.015 Па. На твердых стенках задаются условия прилипания, непроницаемости и нулевого теплового потока. В качестве начального поля гидродинамических параметров используется полученное в [3] стационарное решение, при этом внутри области температурного возмущения распределение плотности считается невозмущенным, а давление определяется уравнением состояния. Для решения системы применяется код общего назначения ANSYS-FLUENT [5,6].

На рис. 1 показаны полученные при моделировании поля плотности струи при следующих параметрах задачи: давление торможения (полное давление перед входом в сопло) $P_0 = 10 \text{ atm}$, температура $T_0 = 293 \text{ K}$; невозмущенная плотность газа на оси струи $n_{jet \text{ axis}} \approx 5.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, эффективный диаметр струи на полувывоте радиального профиля плотности $D_{jet \text{ eff}} \approx 700 \mu\text{m}$. Сферическое возмущение с температурой $T_{per} = 10 \text{ eV} = 116\,000 \text{ K}$ и диаметром $D_{per} = 150 \mu\text{m}$ располагалось на оси струи на расстоянии $\Delta X = 1 \text{ mm}$ от среза сопла.

Видно, что температурное возмущение порождает сферическую ударную волну, скорость расширения фронта которой близка к скорости звука в газе позади фронта и в начальный момент составля-

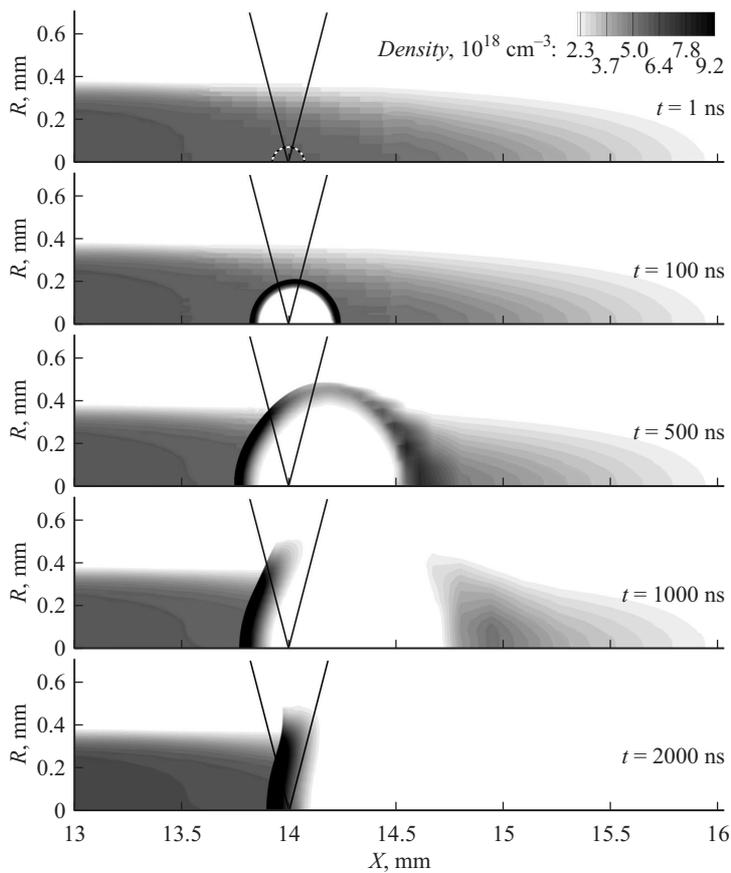


Рис. 1. Поля плотности газа, полученные в результате численного моделирования ударной волны, возбуждаемой УФ-предымпулсом в Хе-газоструйной мишени (см. параметры струи в тексте статьи). Ось струи совпадает с осью абсцисс X , R — радиальная координата. Срез сопла и плоскость выходного отверстия лежат при $X = 13$ mm. Плотность струи показана градациями серого цвета, шкала плотностей — в правом верхнем углу. Сплошными черными линиями, сходящимися к точке фокуса, показаны контуры луча основного ИК-лазера. УФ-луч эксимерного лазера направлен перпендикулярно к плоскости рисунка, его фокус находится также в точке $X = 14$ mm, $R = 0$. На верхнем фрагменте ($t = 1$ ns) показаны начальные условия, черно-белым пунктиром изображен контур начального температурного возмущения.

ет $\approx 3.5 \cdot 10^5$ cm/s, тогда как скорость звука в невозмущенном газе перед фронтом при температурах $\approx 20-50$ K примерно в 50–75 раз ниже. Непосредственно за фронтом формируется слой уплотнения, плотность которого примерно в 3 раза превышает плотность перед фронтом, а эффективная толщина составляет 20–30 μm . Внутри этой сферической плотной оболочки образуется область с плотностью, почти на порядок меньшей, чем плотность невозмущенного газа. Значение плотности в слое и его толщина остаются почти неизменными, но скорость падает по мере расширения фронта и остывания газа, находящегося внутри него. Такое поведение хорошо согласуется с решением классической задачи о сильном точечном взрыве [7]. К моменту времени $t \approx 500$ ns собственная скорость движения фронта уравнивается с направленной скоростью истечения струи $V_x \approx 3 \cdot 10^4$ cm/s, и участок фронта, двигающийся вверх по струе против ее течения, останавливается. Несколько раньше, к моменту $t \approx 400$ ns, диаметр фронта достигает величины, близкой к диаметру струи, струя разрывается, и ее часть ниже разрыва покидает интересующую нас область. При $t \approx 1.5-2 \mu\text{s}$ оставшийся фрагмент фронта возобновляет движение вместе со струей, и со временем струя восстанавливается.

При описанном сценарии судьба плазмы, инициируемой ИК-лазерным импульсом, должна самым существенным образом зависеть от момента времени, когда этот импульс возбуждается. Из рис. 1 видно, что при временах задержки ИК-импульса в пределах $100 \leq \Delta t \leq 500$ ns луч ИК-лазера будет пересекать плотный слой газа в двух расположенных симметрично по отношению к фокусу местах, отделенных друг от друга расстоянием в несколько сотен микрон, и плазма должна распадаться на 2 отдельных фрагмента. При $\Delta t \geq 600$ ns плазма вообще не должна возникать, так как лазерный луч проходит по пространству, где газ практически отсутствует, а при еще более длительных задержках луч попадает в невозмущенную струю.

На рис. 2 показаны вариации наблюдаемой в эксперименте интенсивности EUV-излучения плазмы в функции от времени задержки между импульсами при условиях, близких к использованным в расчетной модели: $P_0 = 13$ atm, расстояние фокуса от среза сопла $\Delta X = 1$ mm, невозмущенная плотность газа на оси $n_{jet\ axis} \approx 7 \cdot 10^{18}$ cm $^{-3}$. Видно, что, действительно, при $\Delta t \approx 550$ ns EUV-излучение исчезает и восстанавливается лишь при $\Delta t \geq 2-3 \mu\text{s}$. Приводимые в [1] фотографии плазмы для этого эксперимента также соответствуют расчетному сценарию:

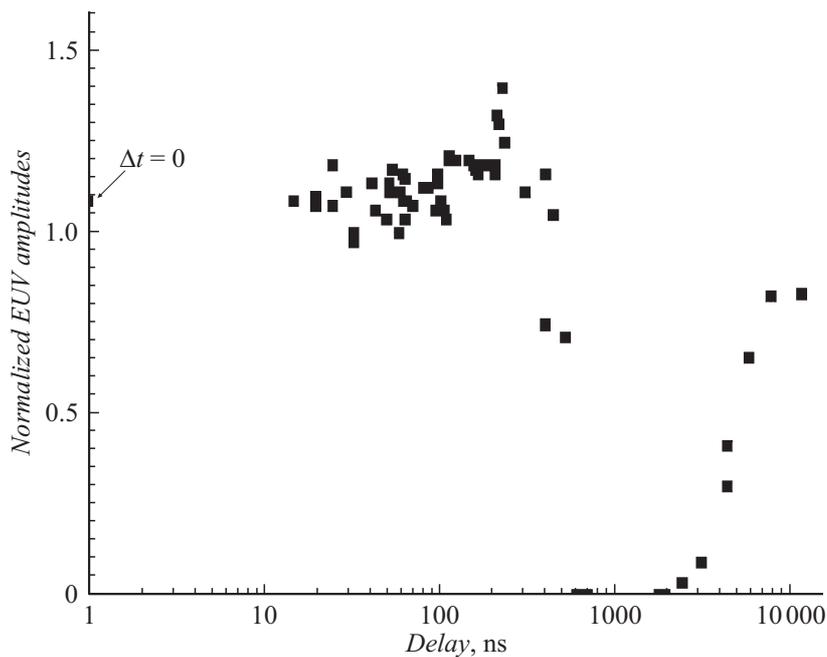


Рис. 2. Сигнал наблюдаемой интенсивности EUV-излучения из плазмы в функции от времени задержки между лазерными импульсами. Сигнал нормирован на то его значение, когда плазма возбуждается одним лишь импульсом ИК-лазера.

при $\Delta t = 234$ ns светящееся под действием основного ИК-лазерного импульса тело плазмы состоит из двух фрагментов; при $\Delta t = 624$ ns свечение не наблюдается вовсе, виден лишь след от УФ-предымпulses; при $\Delta t = 8 \mu s$ свечение плазмы восстанавливается.

Следует отметить также, что фотографии в [1] качественно подтверждают результаты моделирования невозмущенной струи в расчетной работе [3]: размеры плазмы вдоль луча лазера в опытах при $\Delta X = 1$ и 4 mm соответствуют величинам расчетного эффективного диаметра струи.

Описанная структура ударной волны позволяет использовать ее в практических целях для повышения выхода наблюдаемого EUV-излучения. Для увеличения излучательной способности плазмы следует

возбуждать основной ИК-лазерный импульс в такой момент времени, когда фокус лазерного луча находится в плотном газовом слое. Для уменьшения самопоглощения EUV-излучения окружающим плазму низкоионизованным и нейтральным газом направление луча наблюдения должно быть выбрано так, чтобы он проходил по области пониженной плотности под большим углом к ударному фронту.

Отметим, что идея возбуждения предимпульсом ударной волны в газоструйной мишени и использования связанного с нею слоя уплотнения для повышения излучательной способности плазмы ранее была сформулирована и экспериментально апробирована в работах [8,9].

Список литературы

- [1] *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>.
- [2] *Забродский В.В.* и др. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. В. 15. С. 38.
- [3] *Гарбарук А.В.* и др. // ЖТФ. 2011. Т. 81. В. 6. С. 20.
- [4] *Задиранов Ю.М.* и др. // ЖТФ. 2012. Т. 82. В. 12. С. 72.
- [5] *Murthy J., Minkowycz W., Sparrow E., Mathur S.* // Handbook of Numerical Heat Transfer / 2nd edition by W.J. Minkowycz, E.M. Sparrow, J.Y. Murthy. 2006. P. 1–984.
- [6] *Mathur S.R., Murthy J.Y.* Numerical Heat Transfer B: Fundamentals. 1997. V. 32. N 2. P. 195.
- [7] *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматлит, 2008. С. 82–87.
- [8] *de Bruijn R. et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2003. V. 36. P. L88–L91.
- [9] *de Bruijn R. et al.* // Phys. Plasmas. 2005. V. 12. P. 042 701.