

03;04;07

## Исследование лазерной плазмы в стационарных газах при низких давлениях

© С.Г. Калмыков, М.В. Петренко, М.Э. Сасин

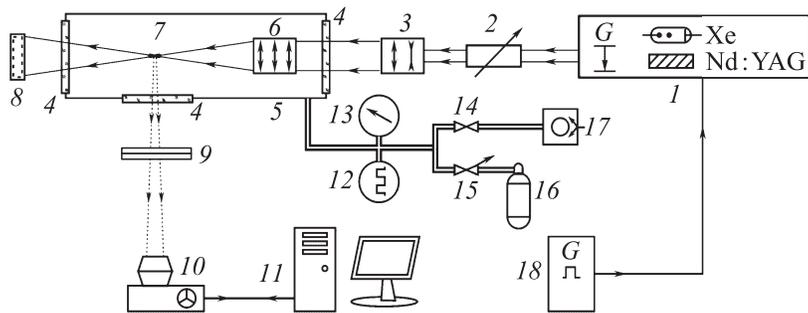
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург  
E-mail: Serguei.Kalmykov@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 1 сентября 2010 г.

Наблюдалась вытянутая вдоль лазерного луча и симметричная по отношению к фокусу форма лазерной искры, возбуждаемой Nd-лазером в стационарных газах при низких давлениях, длина которой возрастала с увеличением давления газа, достигая нескольких миллиметров. Ставится под сомнение традиционное объяснение распространения искры вдоль луча за счет ударных волн. Из величины поглощения лазерного излучения в искре определена температура плазмы.

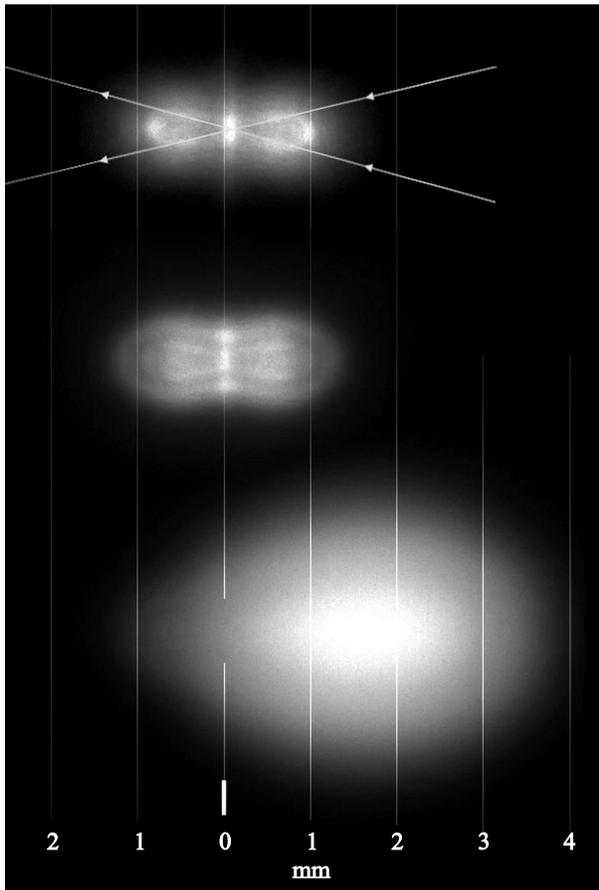
В рамках программы по оптимизации лазерно-плазменного источника коротковолнового излучения проводились исследования плазмы, возбуждаемой импульсом лазера на газовой мишени. В источнике в качестве мишени планируется использовать сверхзвуковую струю, но предварительные опыты были выполнены в стационарных газах с плотностью, соответствующей ожидаемой плотности в струе [1], т.е.  $10^{17} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Поэтому диапазон давлений, при которых проводились исследования, составил  $1 \text{ Torr} < P < 1 \text{ atm}$ .

Искра создавалась в цилиндрической камере из нержавеющей стали диаметром 80 mm и длиной 280 mm, которая перед заполнением исследуемым газом откачивалась форвакуумным насосом до давления  $\approx 6 \cdot 10^{-2} \text{ Torr}$ . В качестве рабочих газов использовались воздух,  $\text{H}_2$ , He, Ar, Xe. Для возбуждения плазмы использовался Nd-лазер (LQ929, SolarLS, Минск) с длиной волны излучения  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ , энергией импульса  $E_{las} < 1.4 \text{ J}$ , длительностью импульса 31–32 ns на уровне 0.2 от максимума (который достигается через 15 ns после начала импульса) и диаметром пучка на выходе 11 mm. Оптический тракт включал в себя помимо лазера и окон для ввода/вывода луча в камеру аттенюатор,



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки. 1 — лазер, 2 — регулируемый поляризационный аттенюатор, 3 — расширитель лазерного луча, 4 — оптические окна, 5 — вакуумная камера, 6 — объектив, фокусирующий лазерный луч, 7 — точка фокуса, 8 — измеритель энергии лазерного импульса, 9 — сменные поглощающие светофильтры, 10 — цифровая фотокамера (для получения осциллограмм на месте фотокамеры устанавливался фотодиод с предусилителем), 11 — персональный компьютер, 12 — вакуумметр термопарный, 13 — вакуумметр механический мембранный, 14 — вакуумный вентиль, 15 — дозирующий вентиль, 16 — баллон с газом, 17 — форвакуумный насос, 18 — блок управления лазером.

телескоп-расширитель лазерного луча до диаметра 36 mm и расположенный внутри вакуумной камеры объектив со световой апертурой 40 mm и задним фокальным отрезком 72 mm, посредством которого луч фокусировался в фокальное пятно с диаметром 30–40  $\mu\text{m}$ . Все элементы тракта были просветлены для  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ . Измерительный комплекс состоял из: пьезоэлектрического измерителя энергии лазерного импульса (Gentec, Канада), цифровой фотокамеры (Canon EOS 400D) с длиннофокусным объективом для фотографирования плазмы и разработанного в ФТИ поверхностно-барьерного Si-фотодиода [2], чувствительного к излучению от инфракрасного до мягкого рентгеновского, с предусилителем с частотной полосой 400 MHz для получения осциллограмм свечения плазмы и лазерного импульса. Для сбора, хранения и анализа данных измерений использовался персональный компьютер. Схема установки показана на рис. 1.



**Рис. 2.** Сравнение конфигурации лазерной искры при различных условиях. Верхняя фотография — лазерная искра в Ag при давлении  $P = 23$  Torr (концентрация атомов  $n = 8.3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ), начальная энергия падающего на плазму лазерного импульса (энергия, достигающая области фокуса в вакууме)  $I_0 = 0.63 \text{ J}$ , поглощение лазерной энергии  $I_{abs}/I_0 = 2\%$ ; показана геометрия лазерного луча. Посередине — искра в Xe,  $P = 11.5$  Torr ( $n = 4.1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ),  $I_0 = 0.60 \text{ J}$ ,  $I_{abs}/I_0 = 1.7\%$ . Нижняя — Xe,  $P = 96$  Torr ( $n = 3.4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ),  $I_0 = 0.60 \text{ J}$ ,  $I_{abs}/I_0 = 93\%$ . Внизу показан пространственный масштаб фотографий, одинаковый по обеим координатам. Точка фокуса на всех трех фотографиях находится вблизи координаты, равной нулю.

Осциллограммы показывают, что свечение плазмы достигает максимума на спаде лазерного импульса и затем длится в течение многих сотен наносекунд. Фотографирование плазмы производилось в видимом диапазоне с длительной экспозицией с накоплением на каждой фотографии от одного до ста импульсов.

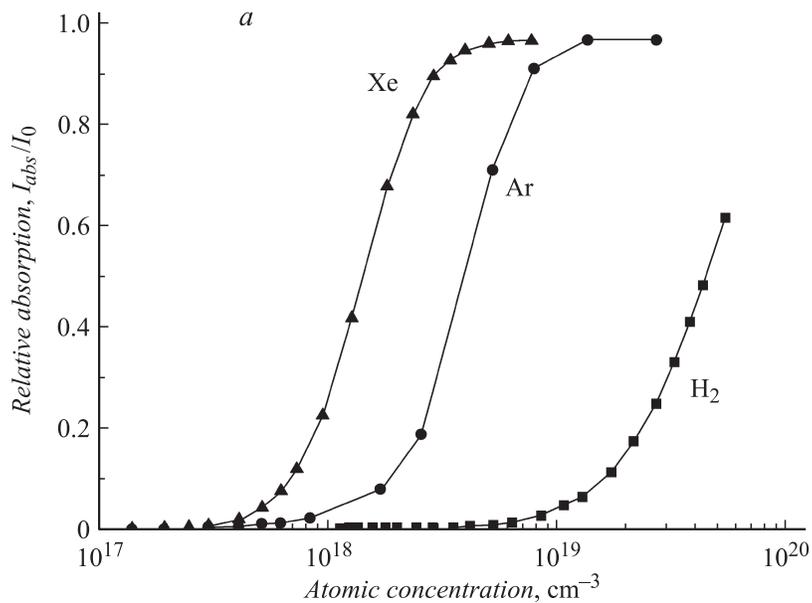
Сделанные при различных условиях фотографии плазмы показаны на рис. 2. При самых низких давлениях плазма появляется в области фокуса в виде светящейся сферы радиусом 100–150  $\mu\text{m}$ . С увеличением давления длина светящегося образования увеличивается, а его форма в общих чертах соответствует форме сходящегося к точке фокуса и расходящегося за ней лазерного луча. Обращает на себя внимание хорошо видимая на фотографиях сложная пространственная структура светящегося образования, различные элементы которого могли появляться в различные моменты времени существования плазмы. Подобные сложные, симметричные относительно фокуса структуры не обсуждались ранее в литературе [3–6].

С ростом давления растет поглощение лазерной энергии. Когда оно достигает примерно 20–30%, плазма теряет симметричную по отношению к точке фокуса форму — при более высоких давлениях доминирует передняя, обращенная к лазеру ее часть, которая перехватывает большую долю энергии лазера. При давлениях в десятки и сотни  $\text{mm Hg}$  (в зависимости от сорта газа) полная длина лазерной искры достигает 3–5  $\text{mm}$ .

На рис. 3, *a* приведены кривые поглощения энергии лазера плазмой в функции от концентрации атомов газа. Анализ доли прошедшей энергии,  $I_{tr}/I_0 = \exp\{-\mu x\}$ , позволяет определить температуру плазмы. Действительно, если по фотографиям измерить длину искры  $x$ , то из величины пропускания легко выводится коэффициент поглощения  $\mu$ , который зависит от параметров плазмы (см., например, [7]):

$$\mu = \frac{4\pi e^2 n_e v_{ei}}{m_e c \omega^2} = \frac{4\pi e^2 n_e n_i \langle \sigma_{ei} V_e \rangle}{m_e c \omega^2} = \frac{16\pi^2 e^6}{(3m_e)^{3/2} c} L_C \frac{Z^3 n_i^2}{\omega^2 (k_B T_e)^{3/2}}. \quad (1)$$

Здесь:  $n_i$  — концентрация ионов плазмы, равная концентрации атомов газа,  $n_e = Z n_i$  — электронная концентрация,  $Z$  — средний ионный заряд,  $T_e$  — температура электронов,  $V_e$  — их тепловая скорость,  $v_{ei}$  — частота соударений электрона с ионами,  $\sigma_{ei}$  — сечение кулоновских электрон-ионных соударений,  $\omega$  — круговая частота лазерного излучения,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $e$  и  $m_e$  — соответственно заряд и



**Рис. 3.** Определение температуры плазмы по поглощению энергии лазерного импульса. *a* — кривые поглощения для трех газов в функции от атомарной плотности; начальная энергия лазерного импульса для Xe —  $I_0 = 0.60$  J, для Ar —  $I_0 = 0.63$  J, для H<sub>2</sub> —  $I_0 = 0.59$  J. *b* — температура водородной плазмы при  $I_0 = 0.59$  J.

масса электрона,  $c$  — скорость света,  $L_C = 7$  — кулоновский логарифм. Для водородной плазмы, где  $Z = 1$ , температура плазмы однозначно определяется из экспериментально измеренной величины пропускания (рис. 3, *b*).

Некоторую неопределенность вносит измерение длины искры. Поскольку поглощение происходит лишь в плазме с высокой концентрацией заряженных частиц, в качестве длины искры была принята хорошо видимая на рис. 2 длина темного пространства вблизи оси луча. Предполагалось, что это — высокоионизованная, слабо излучающая в видимом диапазоне плазма. Ее длина примерно в 2 раза меньше полной длины светящегося образования.

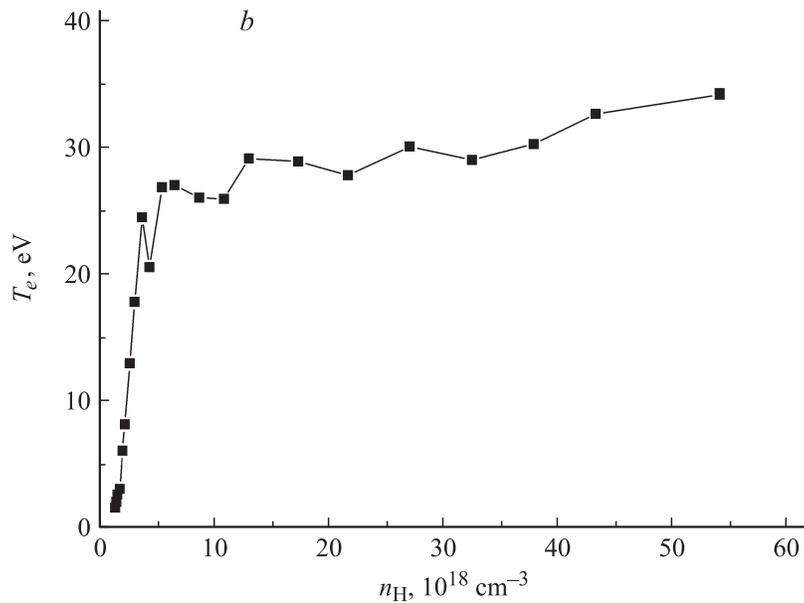


Рис. 3 (продолжение).

Для плазмы с многозарядными ионами, в соответствии с (1), из величины пропускания может быть определена лишь комбинация  $Z/(k_B T_e)^{1/2}$ . Если принять, как это следует из многочисленных экспериментальных и расчетно-теоретических работ (см., например, [4,8,9]), что для Хе лазерной плазмы наиболее представленными являются ионы с  $Z = 9-11$ , то из данных по поглощению следует, что температура Хе-плазмы также близка к  $T_e \approx 30 \text{ eV}$ , а в Ag-плазме при той же температуре средний заряд ионов тогда составит  $Z = 5$ .

Обращает на себя внимание (рис. 3, *b*), что при увеличении плотности газа в 11 раз (от  $5 \cdot 10^{18}$  до  $55 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) температура плазмы возрастает лишь на 30%. При малом поглощении  $\mu x \ll 1$  поглощаемая плазмой мощность лазерного излучения в расчете на одну частицу пропорциональна концентрации частиц (см. [7]), т. е. увеличение плотности газа оказывается эквивалентным увеличению мощности греющего плазму электромагнитного излучения. Таким образом, лазерная плазма

обладает своего рода „термостатичностью“, что уже отмечалось ранее в [10]. Это свойство можно объяснить лишь сильной зависимостью радиационных потерь энергии из плазмы от ее температуры.

Видимые на рис. 2 особенности лазерной искры и, в первую очередь, ее длина требуют объяснений. Из того факта, что конфигурация светящегося образования при низких давлениях соответствует геометрии лазерного луча, следует, что его формирование происходит в основном во время лазерного импульса, и тогда скорость распространения свечения от точки фокуса может быть оценена из длины искры и длительности импульса лазера — она превышает  $3 \cdot 10^6$  cm/s и может достигать  $10^7$  cm/s. С другой стороны, верхним пределом скорости распространения любого процесса переноса вещества или энергии в рассматриваемом явлении является тепловая скорость ионов (или атомов), которая при температуре  $T \approx 30$  eV не может превосходить, для Хе, например,  $8 \cdot 10^5$  cm/s. Таким образом, ударные волны, которые традиционно, со времен пионерских работ по лазерному пробою в газах, рассматривались в качестве механизма распространения лазерной искры вдоль луча [3], не являются подходящим объяснением высокой скорости распространения лазерной искры в газах при низких давлениях. Разработка более правдоподобной гипотезы, однако, требует более детального исследования развития лазерной искры во времени и пространстве.

Авторы выражают благодарность В. Аснину, В. Кожевину (оба ФТИ), А. Пастору, П. Сердобинцеву (оба СПбГУ) за интерес к работе и полезные советы, студентам СПбГТУ И. Илюковичу и С. Некрасову и ученикам Физико-математического лицея № 566 В. Иванову и А. Козлову за помощь в производстве измерений.

Работа выполнена при поддержке МНТЦ, проект № 3857, и РФФИ, проект 10-02-00935-а.

## Список литературы

- [1] *Гарбарук А.В.* и др. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 23. С. 9.
- [2] *Гольдберг Ю.А.* и др. // ФТП. 1999. Т. 33. В. 3. С. 344.
- [3] *Райзер Ю.П.* Лазерная искра и распространение разрядов. М., 1974.
- [4] *Vakshi V.* EUV Sources for Lithography. Bellingham, WA, USA: SPIE Press, 2006.

- [5] *Капралов В.Г.* и др. // Квантовая электроника. 2002. Т. 32. В. 2. С. 149.
- [6] *Леваишов В.Е.* и др. // Квантовая электроника. 2006. Т. 36. В. 6. С. 549.
- [7] *Калмыков С.Г.* // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. В. 17. С. 65.
- [8] *Schrieffer G.* et al. // J. Vac. Sci. Technol. 1999. V. B 17. N 5. P. 2058.
- [9] *Fahy K.* et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2004. V. 37. N 23. P. 3225.
- [10] *Калмыков С.Г.* // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. В. 21. С. 97.