

# Особенности углового распределения интенсивности лазерного излучения, рассеянного плазмой лазерной искры в воздухе

А.А.Малютин, В.А.Подвизников, В.К.Чевокин

*Описаны эксперименты по пространственно-временному исследованию диаграммы рассеяния лазерного излучения плазмой искры, создаваемой импульсами длительностью 3 и 50 нс. Показано, что появляющееся вне конуса лазерного пучка излучение рассеивается в течение первых одной-двух наносекунд после пробоя воздуха, когда плазма искры находится в окрестности перетяжки лазерного пучка и имеет форму, близкую к сферической.*

**Ключевые слова:** лазерная искра, рассеяние лазерного излучения плазмой искры.

## 1. Введение

Предсказание [1], а вскоре и неоднократное экспериментальное подтверждение возможности самофокусировки лазерного излучения в оптических средах [2–4], и обнаружение пробоя воздуха лазерным излучением (лазерной искры) [5] – события, произошедшие в течение короткого отрезка времени. Поэтому не столь удивительно, что в случае лазерной искры два этих явления, требующие лазерных импульсов высокой мощности, некоторыми исследователями рассматривались как вытекающие одно из другого. Лишь не было ясно, предваряет самофокусировку образование плазмы искры или наоборот. После того, как было выяснено, что при нормальных условиях нелинейность газов слишком мала для возникновения самофокусировки [6], было предложено несколько возможных механизмов самофокусировки излучения в плазме. Однако экспериментального подтверждения реальности этих механизмов в лазерной искре, инициируемой в газах импульсами наносекундной длительности, так и не последовало. Случай фемтосекундных импульсов является особым, и его мы здесь не рассматриваем.

В течение продолжительного времени основными проявлениями самофокусировки при оптическом пробое в газах считались наличие узкого канала рассеяния при наблюдении сбоку (так называемых плазменных нитей) и сопровождающее лазерную искру рассеяние излучения вперед за пределы конуса пучка [7]. Первое явление, как было показано в нашей предыдущей работе [8], не связано с самофокусировкой, а является особенностью отражения лазерного излучения на границе плазма – невозмущенный газ. Ранее было показано также [9], что угловая зависимость интенсивности рассеяния вперед может быть рассчитана количественно как дифракция излучения на плазме лазерной искры. Однако подробно рассеяние излучения плазмой искры изучалось недостаточно, хотя

было понятно, что измерение временной зависимости интенсивности этого излучения могло бы прояснить механизм его возникновения.

В принципе, о таких экспериментах сообщалось уже в ранних работах [10, 11], где удалось обнаружить лишь крутой фронт импульса рассеяния. В дальнейшем измерения проводились с временным разрешением, позволившим зарегистрировать в прошедшем через лазерную искру излучении (т. е. в пределах конуса лазерного пучка) и в его компоненте, рассеянной под большими углами, достаточно короткие, с длительностью фронта вплоть до  $\sim 100$  пс, импульсы [12]. В конусе рассеянного лазерного излучения за лазерной искрой были также обнаружены импульсы с амплитудой, заметно превышающей амплитуду импульсов лазера в отсутствие искры [13], а также интерференционная структура [14]. Подобные экспериментальные данные одними авторами трактовались как отражение на границе плазмы искры [12], другими – как самофокусировка лазерного излучения [13, 14].

Эксперименты, описываемые в настоящей работе, преследовали две цели. Во-первых, детально изучить пространственно-временную диаграмму рассеяния лазерного излучения плазмой искры и, во-вторых, обнаружить особенности, если таковые существуют, в динамике искры в окрестности перетяжки. Последнее касается главным образом рассеяния под углом  $90^\circ$  к направлению распространения лазерного пучка. Эта часть диаграммы рассеяния интересна в связи с тем, что рассеяние лазерного излучения, как было отмечено в работе [8], наиболее интенсивно вне перетяжки лазерного пучка, в области же перетяжки ( $\pm(20-25)$  мкм от фокальной плоскости линзы) оно мало и при интегральной регистрации за лазерный импульс практически не обнаруживается.

## 2. Эксперимент

В экспериментах использовалось излучение двух лазеров – на неодимовом стекле ГЛС 23 и на кристалле  $YAG:Nd$ . Первый лазер генерировал импульсы длительностью  $\tau = 50 \pm 5$  нс с энергией до 50 мДж и мог работать в одночастотном режиме на модах  $TEM_{00}$ ,  $TEM_{01}$  [15]. Длительность импульсов второго лазера составляла  $3.2 \pm 0.1$  нс (длина резонатора 25 см, модуля-

А.А.Малютин, В.А.Подвизников, В.К.Чевокин. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: amal@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 7 мая 2009 г., после доработки – 28 сентября 2009 г.

тор добротности – краситель 1055 в пластиковой матрице с пропусканием 18 %, энергия – до 4 мДж. Излучение этого лазера (мода  $TEM_{00}$ ) также было одночастотным.

Для фокусировки лазерного излучения в лабораторном воздухе при нормальном давлении применялись асферические линзы [16] с фокусными расстояниями  $f = 8$  и 20 мм. В последнем случае для увеличения числовой апертуры фокусируемого лазерного пучка (обе линзы имеют  $NA = 0.5$ ) перед линзой устанавливался галилеевский телескоп с увеличением  $3\times$ , так что для обеих линз выполнялось условие  $2w/f \approx 0.4$  ( $w$  – радиус пучка на линзе), а расчетная длина перетяжки в фокусе  $2w_f$  составляла 4 мкм.

Диаграмма рассеяния лазерного излучения плазмой искры в ходе экспериментов регистрировалась двумя способами.

В первом случае использовались три фотодиода. Расстояние от первого из них до искры было постоянно ( $\sim 25$  см) с точностью  $\sim 1$  мм, а его смещение относительно оси лазерного пучка могло меняться в пределах от  $-50^\circ$  до  $+120^\circ$ . Положение второго фотодиода было фиксировано под углом  $\sim 45^\circ$  к оси пучка. Телесный угол регистрации этими фотодиодами рассеянного лазерного излучения определялся размерами их апертур и составлял  $\sim 10^{-4}$  ср. Третий фотодиод, использовавшийся в качестве опорного, служил для контроля амплитуды и длительности лазерного импульса перед фокусирующей линзой. Сигнал с фотодиодов подавался на вход осциллографа Tektronix TDS5104B, осуществлявшего измерение амплитуды импульсов и задержки между максимумами импульсов с первого и второго фотодиодов, а также усреднение этих величин и определение дисперсии. Для ослабления излучения перед всеми фотодиодами устанавливались калиброванные светофильтры типа НС и ИКС.

Диаграммы рассеяния, измеренные при использовании лазерного излучения с длительностью импульсов 50 нс, для вертикальной (электрический вектор перпендикулярен плоскости сканирования первого фотодиода) и горизонтальной поляризации лазерного пучка (использовалась линза с  $f = 8$  мм) приведены на рис.1. Там же показаны диаграммы, зарегистрированные в отсутствие пробоя воздуха. Здесь и далее точки на кривых – результаты, усредненные по сериям из 20–30 измерений.

Достаточно надежное определение относительной задержки между максимумами импульсов рассеянного излучения, регистрируемых первым и вторым фотодиодами, оказалось возможным только в диапазоне углов

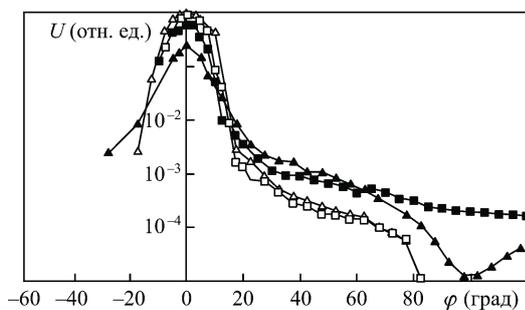


Рис.1. Диаграммы рассеяния лазерного излучения для горизонтальной ( $\blacktriangle$ ,  $\triangle$ ) и вертикальной ( $\blacksquare$ ,  $\square$ ) поляризаций пучка при наличии (темные точки) и в отсутствие (светлые точки) плазмы искры. Интенсивность рассеяния нормирована на максимальную амплитуду сигнала в отсутствие искры.

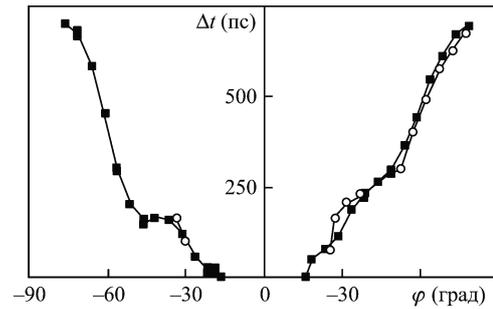


Рис.2. Задержка максимума импульса рассеяния лазерного излучения плазмой искры в зависимости от угла наблюдения.

$\varphi = 15^\circ - 80^\circ$ , т. е. вне конуса исходного лазерного пучка. Результаты двух независимых экспериментов, во втором из которых для уменьшения влияния рассеяния поверхностью и апертурой линзы с  $f = 8$  мм фокусировка излучения ( $\tau = 50$  нс) осуществлялась через диафрагму диаметром 600 мкм в фольге толщиной 40 мкм, приведены на рис.2.

Более информативным оказался второй метод измерения, позволивший детально изучить диаграмму рассеяния лазерного излучения плазмой искры. Его схема приведена на рис.3. В этом случае использовался фокон диаметром 40 мм, выход которого находился в контакте с волоконно-оптическим жгутом. Второй конец жгута был совмещен со входной щелью электро-оптической камеры (ЭОК), работающей в режиме линейной развертки. Ориентация щели ЭОК соответствовала плоскости поворота фокона. Данная оптическая схема дала возможность одновременно и с высоким временным разрешением исследовать диаграмму рассеяния лазерного излучения в диапазоне углов  $\sim 15^\circ$ , а достаточно высокая воспроизводимость пробоя воздуха импульсами длительностью  $\tau = 3$  нс ( $f = 20$  мм) позволила построить обзорную диаграмму рассеяния, приведенную на рис.4,а. С использованием схемы рис.3 была получена также диаграмма рассеяния для линзы с  $f = 8$  мм и  $\tau = 50$  нс.

Для наблюдения приосевой части лазерного пучка, прошедшего через плазму искры, с угловым разрешением  $\sim 1^\circ$ , эта часть отображалась на щель ЭОК с помощью объектива. Из рис.4,б видно, что при  $f = 20$  мм и  $\tau = 3$  нс интенсивность лазерного излучения в этой зоне испытывает ряд осцилляций с характерными временами от 100 пс до 1 нс.

Использование ЭОК позволило также обнаружить момент возникновения первичной плазмы при пробое

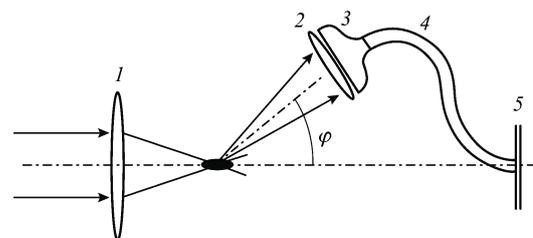


Рис.3. Схема пространственно-временных измерений диаграммы рассеяния лазерного излучения плазмой искры: 1 – фокусирующая линза; 2 – полевая линза; 3 – оптоволоконный фокон; 4 – оптоволоконный жгут; 5 – щель ЭОК.

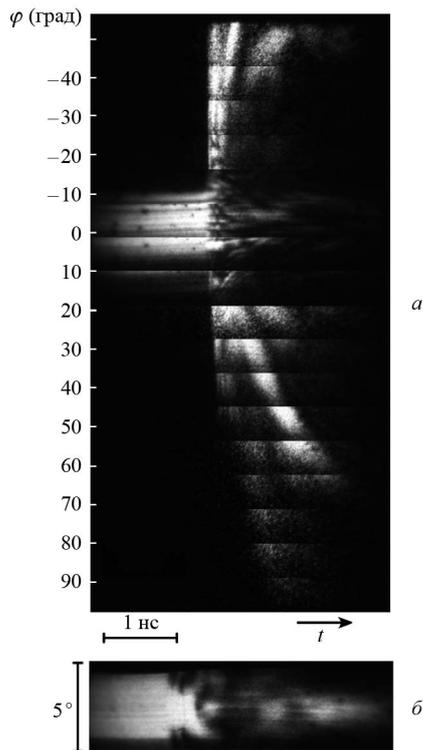


Рис.4. Пространственно-временная диаграмма рассеяния лазерного излучения плазмой искры (а) и ее приосевая зона (б). Длительность лазерного импульса 3 нс.

воздуха излучением лазера. Соответствующие развертки для различных фокусных расстояний линз и длительностей лазерных импульсов приведены на рис.5. Отметим, что при интегральной за время импульса регистрации перетяжки лазерного пучка с высоким пространствен-

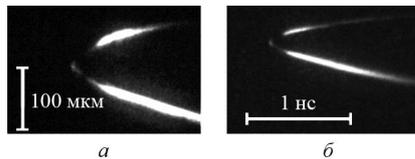


Рис.5. Пространственно-временная динамика рассеяния лазерного излучения на начальной стадии развития искры при пробое воздуха импульсами длительностью 3 (а) и 50 нс (б) при фокусных расстояниях линз 20 (а) и 8 мм (б).

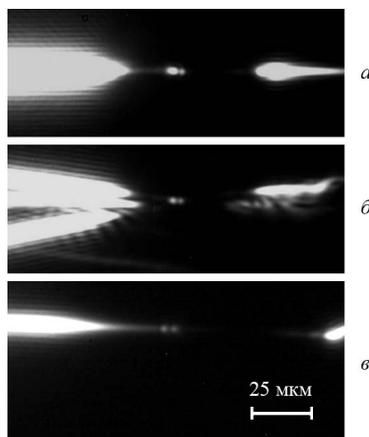


Рис.6. Изображения лазерной искры в области перетяжки пучка, полученные при использовании фокусирующих линз с  $f = 8$  (а, б) и 20 мм (в) и мод излучения  $TEM_{00}$  (а, в) и  $TEM_{01}$  (б).

ным разрешением (рис.6), как правило, независимо от фокусного расстояния линз, длительностей импульсов лазера и типа фокусируемой моды излучения в области вблизи фокальной плоскости линзы вдоль ее оси расположены две зоны рассеяния. Расстояние между этими зонами составляет 3–4 мкм.

### 3. Обсуждение результатов

Диаграмма рассеяния лазерного излучения плазмой искры в воздухе, построенная на основе осциллографических измерений для  $\tau = 50$  нс (рис.1), достаточно хорошо повторяет диаграммы, полученные ранее экспериментально и в модельном расчете при  $\tau = 1$  нс [9]. Зависимость интенсивности рассеяния от угла  $\varphi$  для горизонтальной и вертикальной поляризаций определяется разностью коэффициентов френелевского отражения лазерного излучения на границе плазмы. При этом минимум отражения для горизонтальной поляризации соответствует  $\varphi \sim 100^\circ$ , что несущественно отличается от  $\varphi \sim 105^\circ$  из работы [9], несмотря на различие длительностей импульсов и параметров фокусировки ( $2w/f \sim 0.06$  в [9] и  $\sim 0.4$  в нашем случае).

Импульс рассеянного излучения вблизи границы конуса лазерного пучка (рис.4,а) и излучение, прошедшее через область плазмы искры (рис.4,б), имеют характерную тонкую пространственно-временную структуру, отсутствующую при больших углах рассеяния (более  $50^\circ$ ). При этом в диапазоне углов  $20^\circ - 50^\circ$  (рис.4,а) интенсивность рассеяния нарастает за  $\sim 50 - 60$  пс. Общая длительность импульса рассеянного излучения при пробое воздуха лазерным импульсным излучением с  $\tau = 3$  и 50 нс составляет не более 1–2 нс. В этом диапазоне лежит и измеренная задержка максимума импульса рассеяния (рис.2). Следует отметить, что диаграмма рассеяния лазерного излучения, приведенная на рис.4,а, не вполне симметрична относительно оси пучка. Это связано, скорее всего, с чувствительностью использовавшейся асферической оптики к качеству лазерного пучка и условиям фокусировки (особенно к взаимному рассогласованию осей линзы и пучка\*).

Прежде всего обращает на себя внимание тот факт, что длительность импульса рассеянного излучения не зависит (или слабо зависит) от длительности лазерного импульса, инициирующего образование искры в воздухе. Это не противоречит тому, что при отображении трека рассеяния сбоку (под углом  $90^\circ$  к оси лазерного пучка) фронт плазмы, движущийся по направлению к линзе, прослеживается практически в течение всего лазерного импульса, т. к. в формировании изображения трека участвует набор углов, определяемый всей апертурой микроскопического объектива ( $NA = 0.2 - 0.25$ ). При этом, как следует из диаграммы на рис.4,а, разверток изображения искры на рис.5 и зависимостей на рис.2, боковое рассеяние появляется с задержкой относительно момента пробоя воздуха. Малая интенсивность рассеяния на стадии развития искры (через 0.5–2 нс после пробоя) объясняет также, почему модель [9], в которой плазма искры была представлена сферой радиусом 9.3 мкм с показателем преломления  $n = 0.7 - 0.45i$ , достаточно хорошо соот-

\* Асферические линзы, применявшиеся в экспериментах, предназначены для работы в оптоволоконных устройствах и имеют компенсацию только сферических аберраций.

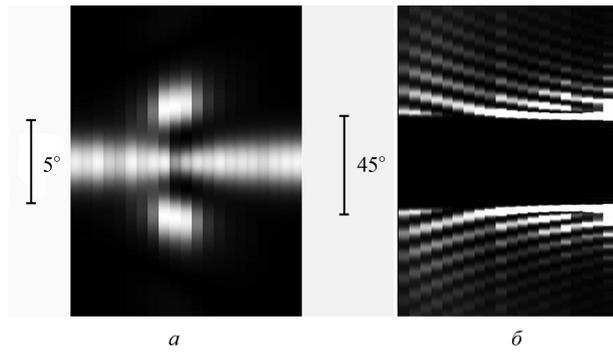


Рис.7. Приосевая (а) и периферийная (б) зоны дифракции лазерного пучка на круглом фазовом экране с линейно меняющимся диаметром (5–15 мкм) и фазовой задержкой ( $-\lambda \dots -2\lambda$ ).

ответствует эксперименту. Радиус плазменной сферы, который использовался в данной модели, является усредненным за интервал времени, соответствующий расширению первичной плазмы до размера порядка диаметра перетяжки пучка в фокусе линзы. При этом радиусу 9.3 мкм, если скорость расширения плазмы принять равной  $10^6$ – $10^7$  см/с, соответствует интервал 0.1–1 нс. В данном интервале времени рассеяние на плазме искры (рис.4,а и 5) имеет максимальную интенсивность.

Вблизи границ конуса лазерного пучка (рис.4), наблюдается квазипериодическая структура, особенно хорошо заметная при углах  $15^\circ$ – $30^\circ$ . Причиной возникновения этой структуры, а также структуры на рис.4,б, является не рассеяние, а рефракция и дифракция лазерного излучения на плазме искры. Это подтверждается расчетом, результаты которого приведены на рис.7. В расчете плазма в перетяжке лазерного пучка моделировалась круглым фазовым экраном с диаметром, увеличивающимся от 5 до 15 мкм, и фазовым набегом, меняющимся линейно от  $-\lambda$  до  $-2\lambda$ . Набег, равный одной длине волны на расстоянии 10 мкм, отвечает электронной концентрации  $n_e \sim 4 \times 10^{20}$  см $^{-3}$  ( $n = 0.895$ ), соответствующей полной ионизации воздуха\*. Хотя приосевая часть изменяющейся во времени дифракционной картины на рис.7,а не вполне соответствует эксперименту, с учетом того, что поглощение плазмы, истинный профиль и динамика изменения распределения электронов не известны, результаты данного расчета можно рассматривать как вполне адекватные экспериментальным. Более того, результат расчета для периферийной части дифракционной картины (рис.7,б) объясняет также обнаруженную ранее квазипериодическую временную структуру рассеянного лазерного излучения (см. рис.1,е из работы [12]).

Пространственно-временные измерения скорости расширения первичной плазмы искры в области перетяжки (рис.5) показали, что на расстоянии  $\pm(20-25)$  мкм от фокальной плоскости она лишь в 2–3 раза выше скорости в области интенсивного рассеяния лазерного излучения. Во всяком случае это справедливо при оптическом

пробое воздуха на длине волны 1.06 мкм с использованием одномодовых лазерных пучков, имеющих числовую апертуру  $2w/f \approx 0.4$ . С учетом сказанного выше это подтверждает сделанные ранее предположения [8] о том, что в ближайшей окрестности перетяжки плазма искры имеет сферическую форму с центром в фокальной плоскости фокусирующей линзы и отражение от границы плазмы может происходить только обратно в апертуру линзы. Таким образом, к первой фазе развития искры, длящейся  $\sim 1$  нс, вполне применима теория точечного взрыва. При этом длительность импульса рассеяния первичной плазмы (рис.5) составляет не более 30–40 пс. Почему в данной ситуации пространственная структура рассеяния на этой плазме при интегральной регистрации имеет вид двух точек, расположенных на расстоянии  $\sim 3-4$  мкм вдоль оптической оси, не ясно.

#### 4. Заключение

Результаты экспериментов, выполненных с использованием лазерных импульсов, длительности которых различаются более чем на порядок, свидетельствуют о том, что лежащее вне конуса лазерного пучка излучение лазера рассеивается в основном в течение первых одной-двух наносекунд после пробоя воздуха. На данной фазе развития оптического пробоя плазма искры находится в окрестности перетяжки лазерного пучка и имеет форму, близкую к сферической. На это указывают как результаты наших экспериментов и расчетов, так и их сравнение с результатами работы [9]. Рассеяние же лазерного излучения плазмой искры, наблюдаемое под углом  $90^\circ$ , происходит в основном на более поздних стадиях существования плазмы, когда ее размер существенно превышает рэлеевскую длину сфокусированного лазерного пучка, а форма отличается от сферической. За некоторую долю излучения, находящегося вне конуса лазерного пучка, ответственна также дифракция на плазме искры.

Авторы благодарят Р.В.Серова за полезное обсуждение результатов работы.

1. Аскарьян Г.А. *ЖЭТФ*, **42**, 1568 (1962).
2. Mayer G., Gires F. *Compt. Rend.*, **258**, 2039 (1964).
3. Garmire E., Chiao R., Townes C. *Phys. Rev. Lett.*, **16**, 347 (1966).
4. Brewer R.G., Lifshitz J.R. *Phys. Lett.*, **23**, 79 (1966).
5. Maker P.D., Terhune R.W., Savage C.M., in *Quantum Electronics III* (New York: Columbia Univer. Press, 1964, p.1559).
6. Alcock A.J., in *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena* (New York: Plenum, 1972, Vol. 2, p.155).
7. Островская Г.В., Зайдель А.Н. *УФН*, **111**, 579 (1973).
8. Малютин А.А. *Квантовая электроника*, **38**, 462 (2008).
9. Wang Ch.C., Davis L.I. *Phys. Rev. Lett.*, **26**, 822 (1971).
10. Korobkin V.V., Alcock A.J. *Phys. Rev. Lett.*, **21**, 1433 (1968).
11. Belland P., De Michelis C., Mattioli M. *Opt. Commun.*, **4**, 50 (1971).
12. Глебов Л.Б., Ефимов О.М., Петровский Г.Т., Роговцев П.Н. *Квантовая электроника*, **12**, 2077 (1985).
13. Bakos J., Földes I.B., Sörlei Zs. *J. Appl. Phys.*, **52**, 627 (1981).
14. Буфетов И.А., Буфетова Г.А., Федоров В.Б. *Квантовая электроника*, **21**, 1177 (1994).
15. Малютин А.А., Илюхин В.А. *Квантовая электроника*, **37**, 181 (2007).
16. Catalogue of ThorLabs Inc. (Newton, NJ, USA, 2007, Vol. 19).

\* Используемая в расчетах [9] действительная часть показателя преломления соответствует электронной концентрации, вдвое большей, чем при полной ионизации воздуха.