

Скачки плотности в плазме наносекундной лазерной искры и их динамика

А.А.Малютин, В.А.Подвязников, В.К.Чевокин

Описаны эксперименты по исследованию структуры лазерной искры, создаваемой при фокусировке импульсов излучения длительностью 50 нс. В плазме лазерной искры обнаружены два скачка плотности. Первый локализован в области фокальной плоскости линзы, второй перемещается из этой плоскости с постоянной скоростью ~ 7.5 км/с в направлении распространения лазерного излучения.

Ключевые слова: лазерная искра, плазма, скачки плотности.

1. Введение

Создание плазмы с помощью лазеров, впервые продемонстрированное в воздухе [1], сегодня осуществимо в объеме или на поверхности практически всех газообразных, жидких и твердых веществ. Доступные диапазоны длин волн, длительности и мощности импульсов излучения современных лазеров предоставляют широкие возможности для исследования и применения этой плазмы. Так, лазерно-искровая эмиссионная спектрометрия (ЛИЭС) сегодня используется в материаловедении, медицине и экологии, а также в археологии, криминалистике и искусствоведении. Достоверность, чувствительность и точность ЛИЭС, как и любого другого применения лазерной плазмы, в значительной степени зависят от уровня понимания протекающих в ней физических процессов, исследование которых, в первую очередь, включает в себя изучение морфологии, т. е. структуры плазмы – геометрии, плотности, излучения, температуры и т. д., и ее изменений с течением времени.

Пожалуй, первое описание структуры лазерной искры, создаваемой в воздухе наносекундными импульсами излучения, дано в работе [2]: «В центре искры есть исключительно яркая сердцевина в форме тонкого цилиндра, ориентированного вдоль оси линзы. Эту сердцевину окружает область меньшей интенсивности, которая обычно разделяется на доли... искры исключительно воспроизводимы в наблюдаемых деталях... Окружает вторую область бесформенное облако, состоящее, по-видимому, из возбужденных атомов, а не ионов и электронов». Последующие работы с использованием наносекундных импульсов, включая недавние публикации, к этому описанию добавили не так много нового. Стало лишь ясно, что первая из выделенных авторами работы [2] областей искры связаны с излучением лазера, отраженным на границе плазма – невозмущенный газ [3–6], а вторая представляет собой собственно плазму, расши-

ряющуюся преимущественно в направлении фокусирующей линзы. Примечательно, что авторы статьи [2] приводят также схематическое изображение искры, положение фокальной плоскости линзы на котором попадает в промежуток между двумя ее долями. Данный факт, являющийся скорее предположением, чем результатом экспериментов [2], ни в одной известной нам публикации не был опровергнут, подтвержден и даже упомянут. И это при том, что в большинстве случаев структура искры, как правило, действительно совпадает с описанной в [2], даже если осуществляется регистрация собственного излучения плазмы искры спустя единицы, десятки и многие сотни наносекунд после пробоя [7–13].

Наблюдались также структуры искры и более сложные, чем описанная в [2], особенно при использовании длиннофокусных линз и энергиях излучения лазера, значительно превышающих пороговые для пробоя. При лазерной подсветке эти структуры имели вид тонких треков и точек (четочная структура) [3–6, 14–17], а при использовании теневого и шпирен-методов [18–21] представляли собой вытянутое образование, расширяющееся в направлении линзы и достаточно симметричное относительно ее оси. Отмечалось, что это образование может быть рассечено узкими разрывами, интерпретированными как столкновение плазменных фронтов и/или ударных волн. Наличие разрывов объясняют возникновением пробоя и энерговыделением в разных точках вдоль оси линзы.

Внутренняя структура плазмы лазерной искры исследовалась и методами голографической интерферометрии [22]. Было установлено, что концентрация электронов при лазерном пробое воздуха может достигать $\sim 8 \times 10^{19}$ см⁻³ на фронте плазмы, обращенном к фокусирующей линзе. В водороде и гелии заметных градиентов плотности в объеме может не наблюдаться, но в некоторых случаях они возникают на дальнем от линзы участке искры [20]. Похожий эффект отмечен также в работе [23].

В литературе указываются три возможные причины появления сложной структуры в плазме лазерной искры [24]: многомодовый состав излучения лазера, абберации фокусирующих линз и пробой на аэрозолях и пылинках.

Роль первой из названных причин была существенной в экспериментах 1960–1970 гг., особенно при работе с ру-

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

биновыми лазерами. В работах последнего времени [7–13] использовались преимущественно коммерческие лазерные устройства с кристаллами YAG: Nd, качество излучения которых, как правило, достаточно высокое. Во всяком случае это касается пространственно-угловых параметров пучка. Правда, отсутствие селекции продольных мод (особенно при электрооптической модуляции добротности) делает неопределенной временную структуру лазерного импульса, что может не регистрироваться осциллографически, но приводит к появлению соответствующей структуры искры (особенно при наблюдении на той же длине волны, что и длина волны излучения, формирующего искру). Если временное разрешение не лучше 10^{-9} с, то при измеренной скорости движения фронта плазмы $10^6 - 10^7$ см/с речь может идти о характерном размере, не превышающем 10–100 мкм [25].

Аберрации линз, как показано в [21, 26, 27], действительно сильно влияют на структуру искры. Однако, за редким исключением [8–11], даже в последнее время этому вопросу не уделяется должного внимания и используются обычные плоскосферические линзы. Их применение допустимо, по-видимому, лишь при исследовании поздних стадий развития лазерной плазмы – через сотни микросекунд после пробоя и отрыва ударной волны от тела плазмы. Это подтверждает, в частности, хорошее совпадение результатов численного моделирования с достаточно произвольным заданием начальных параметров лазерной искры [28] и эксперимента [29].

Как было установлено экспериментально [30], пылевое загрязнение воздуха влияет на структуру лазерной искры в основном при использовании длиннофокусных линз и малом отношении диаметра пучка к фокусному расстоянию ($D/F \ll 0.1$). Для короткофокусных линз при размере частиц, много меньшем длины волны излучения лазера, наблюдается только снижение порога пробоя [24].

В продолжение наших исследований наносекундной лазерной искры [25, 31] в настоящей работе сделана попытка более детально изучить внутреннюю структуру создаваемой плазмы.

2. Эксперимент

В экспериментах, как и ранее [25, 31], использовалось излучение лазера на неодимовом стекле с длительностью импульса $\tau = 50 \pm 5$ нс и энергией до 70 мДж. Пространственное распределение интенсивности излучения соответствовало моде TEM₀₀.

Для получения пробоя в воздухе излучение фокусировалось асферическими линзами с фокусными расстояниями $F = 8$ и 20 мм, использовалась также обычная плоскосферическая линза с $F = 50$ мм. Диаметр лазерного пучка $2w$ на входе в фокусирующие линзы в экспериментах не менялся и составлял ~ 4 мм.

Структура плазмы искры исследовалась теневым и шпирен-методами. Для этого использовался пробный импульс длительностью $\tau \approx 4$ нс, генерированный лазером на кристалле YAG: Nd. Способ синхронизации пробного импульса с импульсом лазера на неодимовом стекле длительностью 50 нс описан в [32]. Задержка пробного импульса относительно момента пробоя измерялась с помощью осциллографа Tektronix TDS5104B. Шпирен-метод применялся в варианте темного поля, т. е. низшие пространственные частоты блокировались в фокальной плоскости отображающего микробиоъектива

$3.5 \times / 0.1$ маской диаметром 50 мкм. В плоскости изображения устанавливалась либо CMOS-камера Elphel 313, либо, при пространственно-временных измерениях, входная щель электронно-оптической камеры (ЭОК) с микроканальным усилителем и ПЗС-приемником Видеоскан-415-USB. При работе с ЭОК в качестве пробного использовалось излучение основного лазера.

Изображения искры, полученные шпирен-методом при различных энергиях излучения лазера и задержках пробного импульса относительно момента пробоя воздуха ($F = 8$ мм), представлены на рис.1. Отметим наличие интерференционных полос, характеризующих оптическую толщину плазмы искры, и характерную поперечную структуру (скачок плотности) в окрестности фокальной плоскости фокусирующей линзы. Отсутствие интерференционных полос на переднем, распространяющемся навстречу лазерному пучку фронте плазмы указывает на недостаточно малую длительность пробного импульса. Структуры, аналогичные показанным на рис.1, наблюдались также при использовании линз с фокусными расстояниями $F = 20$ и 50 мм в случае как теневого (рис.2), так и шпирен-метода регистрации (рис.3). Яркий трек на оси изображений искры (рис.1–3) – отраженное на переднем фронте плазмы лазерное излучение. Структура трека, подробно обсуждавшаяся ранее [25, 31], использовалась для определения положения перетяжки лазерного пучка.

Для пространственно-временных измерений изображение осевой зоны искры совмещалось с входной щелью ЭОК. Подобные эксперименты проводились нами и ранее [31]. В частности, при измерениях скорости распространения фронта плазмы в направлении от фокусирующей линзы было обнаружено, что спустя 35–40 нс после пробоя воздуха, т. е. далеко за максимумом лазерного импульса, наблюдается резкое увеличение интенсивности отраженного излучения (рис.4,а). По общему характеру сигнала можно было заключить, что данный отражающий (или рассеивающий) участок фронта плазмы имеет скорость, близкую к постоянной, но шумовая структура изображения не позволила утверждать это с уве-

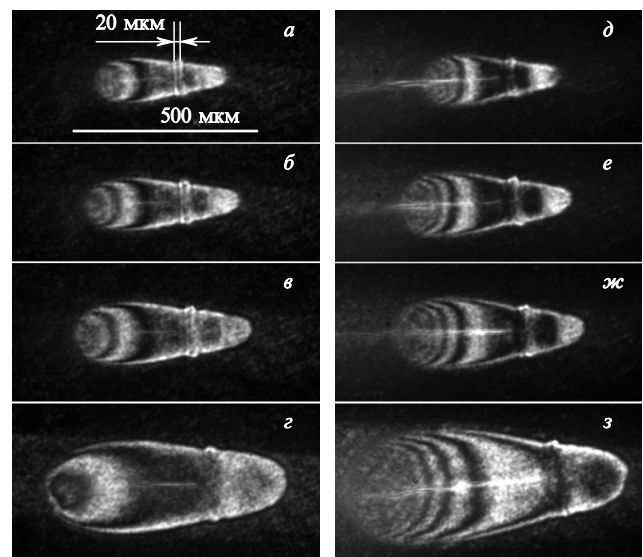


Рис.1. Изображения искры в воздухе, полученные шпирен-методом при энергиях излучения лазера $E = 10$ (а–г) и 22 мДж (д–з), задержках пробного импульса относительно момента пробоя воздуха $dt = 7$ (а, д), 9.5 (б, е), 12.5 (в, ж) и 24 нс (г, з), $F = 8$ мм.

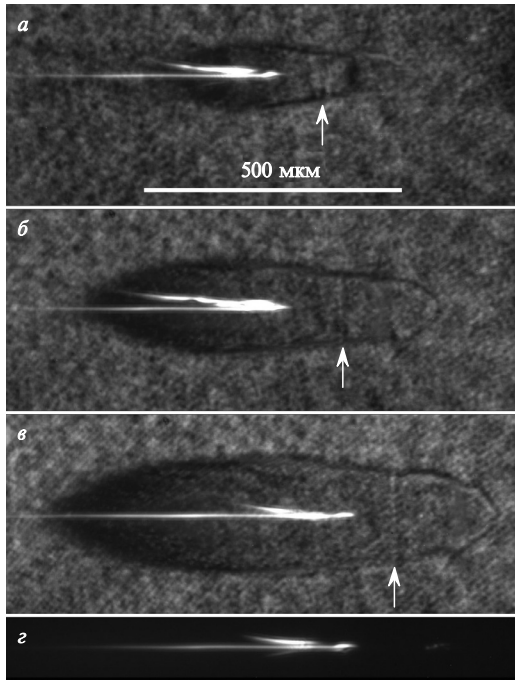


Рис.2. Изображения искры в воздухе, полученные теневым методом при задержках пробного импульса относительно момента пробоя воздуха $dt = 4$ (а), 8 (б) и 12 нс (в), а также интегральная фотография искры на длине волны лазерного излучения (г). Энергия излучения $E \approx 14$ мДж, $F = 20$ мм. Положение скачка плотности в фокальной плоскости отмечено стрелкой.

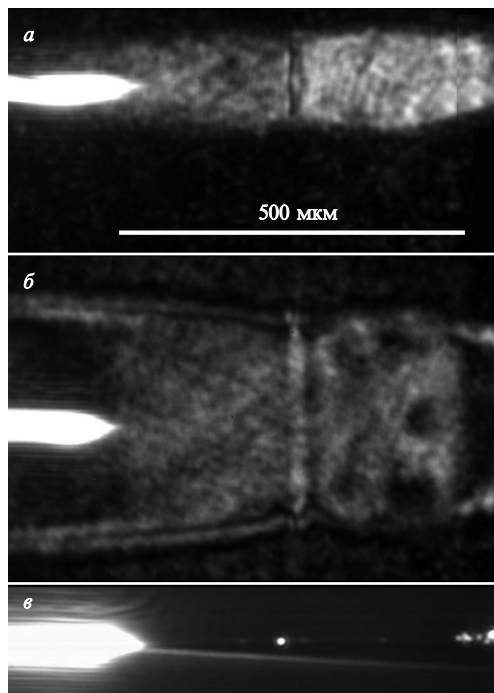


Рис.3. Фрагменты изображений плазмы искры в воздухе, полученные шлирен-методом при задержках пробного импульса относительно момента пробоя воздуха $dt = 4$ (а) и 14 нс (б), а также интегральная фотография искры на длине волны лазерного излучения (в). Энергия излучения $E \approx 50$ мДж, $F = 50$ мм.

ренностью. Полученные шлирен- и теневым методами временные развертки осевой части изображений плазмы искры, приведенные на рис.4,б, в и рис.4,г соответственно (направление распространения лазерного пучка – снизу

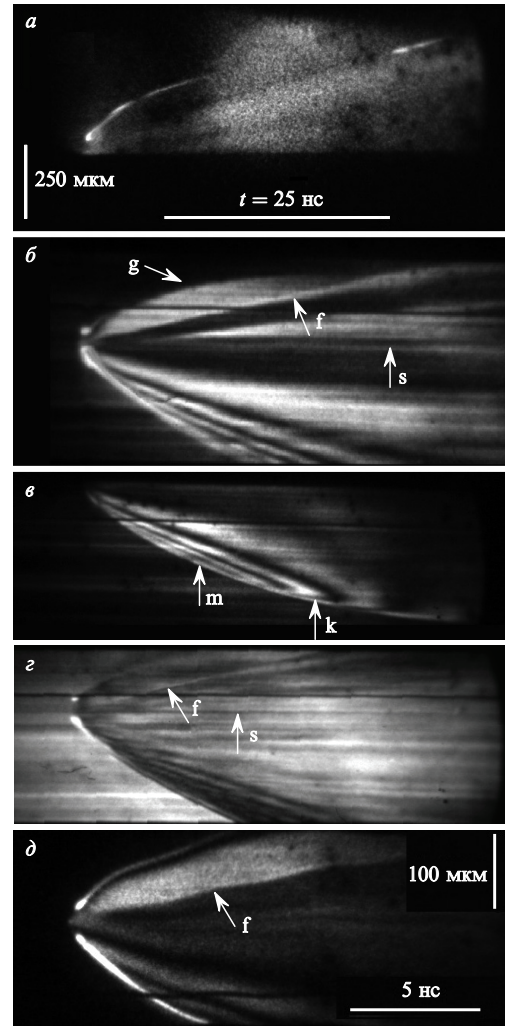


Рис.4. Пространственно-временные развертки изображений плазмы лазерной искры, полученных в рассеянном лазерном излучении (а), шлирен-методом (б, в, д) (в – только фронт, движущийся к фокусирующей линзе, д – изображение с увеличенными пространственным и временным разрешениями) и теневым методом (г). Обозначения см. в тексте.

вверх), позволили проследить развитие изменений плотности и поглощения на переднем и заднем фронтах расширяющейся плазмы искры более детально. Динамику плазмы с увеличенными пространственным и временным разрешениями в окрестности фокальной перетяжки – зоне возникновения пробоя воздуха – демонстрирует рис.4,д.

3. Обсуждение результатов эксперимента

Поскольку интерпретация изображений плазмы, получаемых шлирен-методом, не столь однозначна, как при интерферометрических измерениях, обсуждение экспериментальных результатов начнем с рассмотрения результатов численного моделирования используемой оптической схемы. В этих модельных расчетах показатель преломления плазмы искры задавался некоторой функцией $dn(z)$ с максимумом на фронте, обращенном к фокусирующей линзе (кривая 1 на рис.5,а). Граница плазмы, считавшейся аксиально-симметричной, была задана образующей $R(z)$ (кривая 2 на рис.5,а). Размеры тела плазмы были взяты примерно соответствующими наблюдаемым.

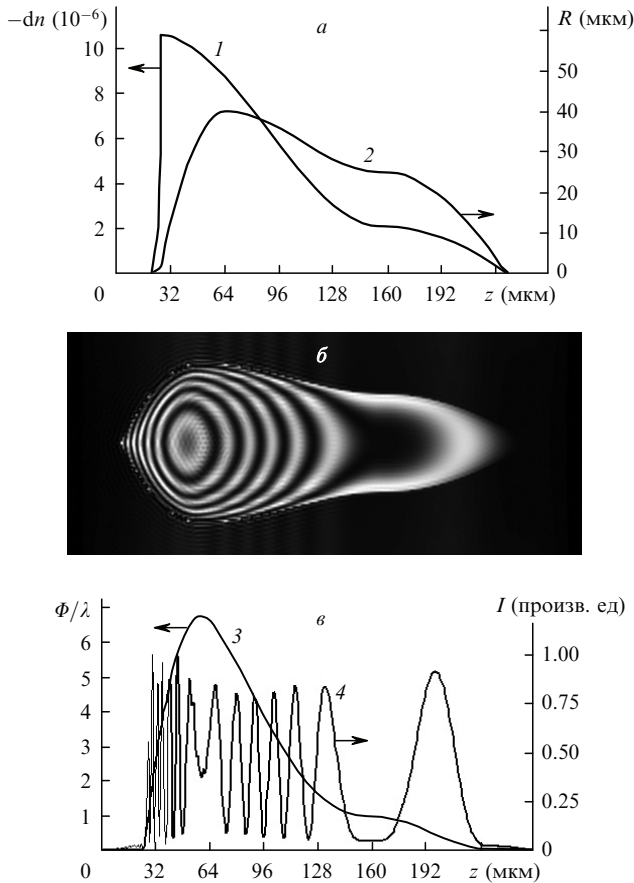


Рис.5. К компьютерному моделированию изображения плазмы искры шлирен-методом: принятое в расчетах распределение показателя преломления $dn(z)$ и радиус плазмы $R(z)$ (а), изображение плазмы искры на выходе оптической схемы (б), набег фазы и распределение интенсивности на оси изображения плазмы искры (в).

На основе этих величин с учетом задержки, вносимой в фазу пробного излучения, распространяющегося ортогонально оси тела плазмы, был рассчитан фазовый экран

$$\Phi(x, z) = \frac{2dn}{\lambda} \sqrt{R^2(z) - x^2}, \quad x(z) \leq R(z)$$

и выбрано максимальное значение функции $dn(z)$, соответствующее наибольшему набегу фазы на оси $\Phi(x=0, z) \approx 7\lambda$ (кривая 3 на рис.5,в). Далее с использованием программы «Френель» численно моделировалось прохождение пробного пучка через экран $\Phi(x, z)$ в оптической схеме шлирен-метода темного поля. Полученное в результате расчета изображение на выходе оптической схемы (рис.5,б) достаточно хорошо соответствует изображениям, наблюдаемым экспериментально. Распределение интенсивности на оси изображения (рис.5,в) показано кривой 4 на рис.5,в. Из сопоставления кривых 3 и 4 на рис.5,в следует, что максимумы интенсивности на рис.5,б соответствуют полуволне, а минимумы – целому числу длин волн в распределении фазы $\Phi(x, z)$.

Если сделанные при расчетах предположения верны, то каждому из наблюдаемых на рис.1 максимумов и минимумов, можно приписать вполне определенное значение набегу фазы. Тем самым из измерений шлирен-методом можно извлечь не только качественную, но и количественную информацию. Пример рассчитанных распределений концентрации электронов N_e в плазме искры

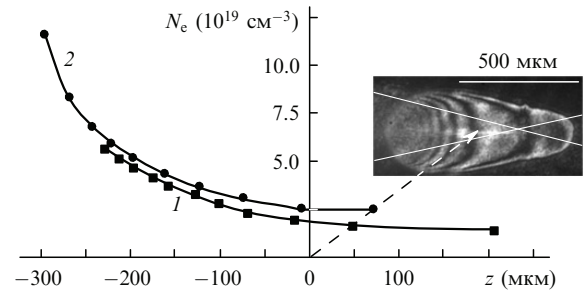


Рис.6. Распределение концентрации электронов $N_e(x, z)$ в плазме искры на оси ($x = 0$) (1) и при $x = 120$ мкм (2). На изображении плазмы, полученном шлирен-методом, стрелкой указана точка, соответствующая $x = z = 0$, и проведены линии равной интенсивности лазерного пучка по уровню e^{-1} от максимальной.

через $dt = 24$ нс после пробоя воздуха лазерным импульсом с энергией $E = 22$ мДж приведен на рис.6. Как показывает расчет, в данном случае при $\Phi_{\max} = (5.5 - 6)\lambda$ наибольшее значение $N_e = 1.2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ достигается на расстоянии ~ 120 мкм от оси пучка вблизи переднего фронта плазмы. Небольшое (на $\sim 20\%$) увеличение N_e по сравнению с его значением на оси плазмы наблюдается также в радиальном направлении.

О динамике N_e на переднем фронте плазмы можно судить по временной развертке шлирен-изображения плазмы (рис.4,в). Так, примерно через 15 нс после пробоя (соответствует метке m на рис.4,в) число интерференционных полос, а следовательно и концентрация электронов за фронтом, достигают максимума. По-видимому, в этот же момент наибольшую величину на фронте плазмы имеет крутизна dN_e/dz . Спустя еще ~ 10 нс (метка k) часть интерференционных полос исчезает, а максимум N_e отодвигается от границы плазма – невозмущенный газ.

Согласно измерениям теньвым методом (рис.2) плазма искры в области, прилегающей к движущемуся в направлении фокусирующей линзы фронту, обладает достаточно большим поглощением. При этом, несмотря на значительное по мере удаления от перетяжки пучка уменьшение плотности энергии излучения*, увеличение суммарной энергии E лазерного импульса приводит как к росту N_e за фронтом плазмы ($\Phi_{\max} = (1.5 - 2.5)\lambda$ в левой колонке на рис.1 и $(5.5 - 6)\lambda$ – в правой), так и к увеличению скорости ее расширения (рис.7). На скорости движения плазмы сразу после пробоя ($t = 0$) такое уве-

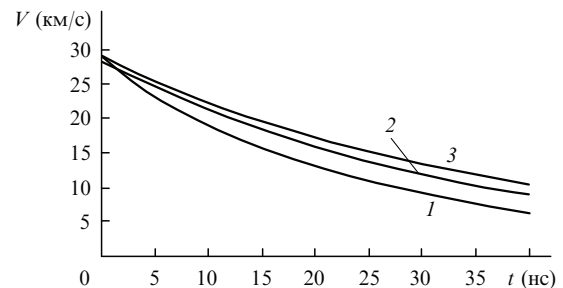


Рис.7. Временные зависимости скорости расширения переднего, движущегося в направлении фокусирующей линзы ($F = 8$ мм) фронта плазмы искры в воздухе при энергиях лазерного импульса 10 (1), 30 (2) и 65 мДж (3). Каждая кривая получена усреднением измерений по 8 – 10 импульсам.

* При $F = 8$ мм радиус пучка в перетяжке примерно в 20 раз меньше, чем на расстоянии 100 мкм от нее.

личение энергии в пределах ошибки измерений не сказывается.

Изображения плазмы искры и их развертки во времени, полученные, как тeneвым, так и шпирен-методом, показывают наличие в объеме плазмы достаточно сильных неоднородностей N_e . Прежде всего, это отмеченный выше стационарный по положению скачок плотности, находящийся в (или в непосредственной близости от) фокальной плоскости фокусирующей линзы (рис.1–3). Он виден, хотя и с меньшим контрастом, и на развертках изображений плазмы искры (метка s на рис.4,б, з).

На рис.4,з, полученном при развертке теневого изображения плазмы, видно также, что до и после пробоя пространственные структуры просвечивающего излучения различны. Однако это может быть связано не только с локальными вариациями поглощения плазмы, но и с объемными изменениями N_e . На последнюю возможность указывает визуализация интерференционных полос, подобных наблюдавшимся при регистрации шпирен-методом. В отличие от шпирен-метода темного поля, когда отсекаются низшие пространственные частоты, в случае теневого метода роль маски выполняет апертура микрообъектива, ограничивающая высшие пространственные частоты.

Еще одной примечательной особенностью является наличие в плазме искры скачка плотности (метка f на рис.4,б), движущегося в направлении распространения лазерного излучения. Он виден также на развертках теневого изображения на рис.4,з. Постоянная скорость его перемещения (7–8 км/с) и положение относительно заднего (движущегося от фокусирующей линзы) фронта плазмы (метка g) полностью согласуются с наблюдениями рассеяния лазерного излучения (рис.4,а). Как видно из рис.4,б, задний фронт плазмы (метка g) движется с замедлением и в некоторый момент времени скачок (метка f) его догоняет, что и приводит к резкому увеличению отражательной способности границы плазма–невозмущенный газ. При этом, поскольку интенсивность соответствующей интерференционной полосы на рис.4,б практически не меняется, можно заключить, что при выходе на границу плазмы концентрация N_e в скачке плотности достигает максимума, т. к. длина пути в плазме, обеспечивающая набег фазы пробного излучения, по мере приближения скачка к фронту уменьшается. Предположительно набег фазы $\Phi \leq 0.5\lambda$.

При более детальном рассмотрении видно, что начало скачка плотности (метка f) указывает непосредственно на точку пробоя воздуха в фокальной плоскости линзы (рис.4,д). На рис.4,д заметен также аналогичный скачок со значительно меньшей плотностью, движущийся навстречу лазерному пучку.

4. Заключение

Традиционно лазерная искра описывается как последовательность трех процессов: собственно пробой газа в поле мощного сфокусированного лазерного пучка – первичное образование плазмы в прифокальной области; расширение плазмы за время лазерного импульса, в те-

чение которого она, находясь в пределах каустики лазерного пучка, движется преимущественно в направлении к фокусирующей линзе; свободный разлет и остывание плазмы. Как следует из проведенных экспериментов, сразу после пробоя газа включается дополнительный механизм взаимодействия мощного лазерного излучения с плазмой, ранее в связи лазерной искрой не учтывавшийся. По-видимому, именно он ответствен за появление в области перетяжки лазерного пучка по крайней мере двух скачков плотности: стационарного, т. е. не меняющего своего положения со временем, и перемещающегося с постоянной скоростью 7–8 км/с в направлении распространения лазерного излучения. Вполне возможно, что и структура искры в виде двух излучающих областей, регистрируемая, в том числе, спустя сотни наносекунд после окончания лазерного импульса [7–13], является собой результат процессов, протекающих в перетяжке лазерного пучка на самых ранних стадиях развития искры.

1. Maker P.D., Terhune R.W., Savage C.M. *Proc. 3rd Int. Conf. on Quantum Electronics* (New York: Columbia, 1963, p. 1559).
2. Joung M., Hercher M., Wu C.J. *J. Appl. Phys.*, **37**, 4938 (1966).
3. Савченко М.М., Степанов В.К. *Письма в ЖЭТФ*, **10**, 458 (1968).
4. Tomlinson R.G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **5**, 591 (1969).
5. Ahmad N., Gale B.C., Key M.H. *J. Phys. B*, **2**, 403 (1969).
6. Wang C.C., Davis L.I. *Phys. Rev. Lett.*, **26**, 822 (1971).
7. Chen Y.-L., Lewis J.W.L. *Opt. Express*, **9**, 360 (2001).
8. Harilal S.S., Harilal B. Report UCSD-LPLM-02-02 (2002).
9. Bindhu C.V., Harilal S.S., Tillack M.S., Najmabadi F., Gaeris A.C. *J. Appl. Phys.*, **94**, 7402 (2003).
10. Bindhu C.V., Harilal S.S., Tillack M.S., Najmabadi F., Gaeris A.C. *Appl. Spectrosc.*, **58**, 719 (2004).
11. Harilal S.S. *Appl. Opt.*, **43**, 3931 (2004).
12. Glumac N., Elliott G., Boguszko M. *AIAA J.*, **43**, 1984 (2005).
13. Kawahara N., Beduneau J.L., Nakayama T., Tomita E., Ikeda Y. *Appl. Phys. B*, **86**, 605 (2007).
14. Мандельштам С.Л., Пашинин П.П., Прохоров А.М., Райзер Ю.П., Суходрев Н.К. *ЖЭТФ*, **49**, 127 (1965).
15. Коробкин В.В., Мандельштам С.Л., Пашинин П.П., Прохиндеев А.В., Прохоров А.М., Суходрев Н.К., Щелев М.Я. *ЖЭТФ*, **53**, 116 (1968).
16. Korobkin V.V., Alcock A.J. *Phys. Rev. Lett.*, **21**, 1433 (1968).
17. Key M.H., Preston D.A., Donaldson T.P. *J. Phys. B*, **3**, L88 (1970).
18. Евтушенко Т.П., Малышев Г.М., Островская Г.В., Семенов В.В., Челидзе Т.Я. *ЖТФ*, **36**, 1115 (1966).
19. Wilson J.R. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **3**, 2005 (1970).
20. Игнатов А.Б., Комиссарова И.И., Островская Г.В., Шапиро Л.Л. *ЖТФ*, **41**, 701 (1971).
21. Zhang Yi et al. *Chin. Phys.*, **16**, 3728 (2007).
22. Островская Г.В. *ЖТФ*, **78**, 1 (2008).
23. Soubaq S. et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **37**, 2686 (2004).
24. Morgan C.G. *Rep. Progr. Phys.*, **38**, 621 (1975).
25. Малютин А.А. *Квантовая электроника*, **38**, 462 (2008).
26. Evans L.R., Morgan C.G. *Phys. Rev. Lett.*, **22**, 1099 (1969).
27. Vogel A., Nahen K., Theisen D., Birngruber R., Thomas R.J., Rockwell B.A. *Appl. Opt.*, **38**, 3636 (1999).
28. Ghosh S., Mahesh K. *J. Fluid Mech.*, **605**, 329 (2008).
29. Glumac N., Elliott G., Boguszko M. *AIAA J.*, **43**, 1984 (2005).
30. Захарченко С.В., Синтюрин Г.А., Скрипкин А.М. *Письма в ЖТФ*, **6**, 1065 (1980).
31. Малютин А.А., Подвязников В.А., Чевокин В.К. *Квантовая электроника*, **40**, 149 (2010).
32. Багдасаров В.Х., Денисов Н.Н., Малютин А.А., Чигаев И.А. *Квантовая электроника*, **39**, 887 (2009).