

УДК 533.95

Исследование импульсных светоэрозионных оптических разрядов в радиально ограниченных каналах

Е.Ю. Локтионов, Ю.С. Протасов, Ю.Ю. Протасов

Радиальные ограничения области воздействия при лазерной абляции возникают как естественным образом (при сверлении глубоких отверстий), так и создаются искусственно, преимущественно для увеличения эффективности генерации импульса отдачи или интенсивности коротковолнового излучения. В статье приводятся результаты экспериментального исследования динамики и макроструктуры оптических разрядов с аблирующей стенкой (время возбуждения $\tau \sim 10^{-8}$ с) в квадратном канале, как в атмосферных, так и вакуумных условиях.

PACS: 52.35.Tc, 52.38.Mf, 52.50.Jm, 52.58.-c

Ключевые слова: оптические разряды, каналы, лазерная абляция, ударные волны, газовая динамика.

Введение

Как известно, исследование импульсных течений газоразрядных процессов представляет значительный интерес для фундаментальных и прикладных исследований [1]. Радиально ограниченные лазерно-индуцированные потоки генерируются в таких приложениях, как лазерное сверление глубоких отверстий [2], лазерная генерация тяги [3–5], увеличение выхода ВУФ-, ЭУФ- и МР-излучения [6–8], генерация ударных волн и инжекция плазмы, лазерное инициирование капиллярного разряда [9], ускорение тел лазерной волной детонации в канале с испаряющейся стенкой [10] и т.д. Распространенной особенностью исследования импульсных течений в каналах является то, что канал либо непрозрачен [1, 11], либо прозрачен в одном направлении, но при этом несимметричен [7, 12]. При достаточно большом отношении диаметра пятна фокусировки d излучения к диаметру канала D ($D/d < 3$) характер распространения ударной волны в канале вместо двухмерного эллипсоидного становится квазиодномерным плоским. Это означает, что энергия ударной волны остается сосредоточенной на небольшой поверхности фронта, сопоставимой с

поперечным сечением канала, в отличие от стремительно увеличивающейся площади полусферического фронта. При воздействии в вакууме температура и концентрация электронов в радиально ограниченном канале существенно превосходят аналогичные параметры для открытой поверхности [13, 14]. Импульс отдачи на мишени при наличии радиального ограничения возрастает в 2 раза для сопла с полууглом раскрытия $1,4^\circ$ [3] по сравнению с неограниченной поверхностью (как показано в работах [15–19], эффективность лазерной генерации тяги возрастает с уменьшением угла раскрытия сопла).

Целью настоящей работы является исследование влияния радиального ограничения на динамику и макроструктуру лазерно-индуцированных ударных волн и газовой плазмы.

Экспериментальная установка

В разработанном экспериментально-диагностическом модуле (рис. 1) в качестве источника излучения используется Nd:YAG наносекундный ($\tau_{0,5} \sim 11\text{--}18$ нс) лазерный комплекс 1 с генераторами I-V гармоник, излучение которого фокусируется кварцевой линзой 2 так, чтобы фокальная плоскость находилась за поверхностью полимерной $((C_2F_4)_n, (CH_2O)_n)$ аблирующей мишени 3, в пятно диаметром $d \sim 1\text{--}3$ мм, создавая, таким образом, плотности энергии до $W \sim 40$ Дж/см² и мощности $I_0 \sim 2 \cdot 10^9$ Вт/см². При исследовании динамики газовой плазмы в радиально ограниченном транспортном канале конденсированная мишень 3 помещалась в кварцевую ювенту 4 с квадратным сечением ($a \sim 10$ мм).

Локтионов Егор Юрьевич, зав. лабораторией.
Протасов Юрий Степанович, профессор.
Протасов Юрий Юрьевич, профессор.
Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана.
Россия, 105005, Москва, ул. 2-я Бауманская, 5.
Тел.: +7 499 263 6299. E-mail: stcpe@bmstu.ru

Статья поступила в редакцию 26 февраля 2013 г.

© Локтионов Е.Ю., Протасов Ю.С., Протасов Ю.Ю., 2013

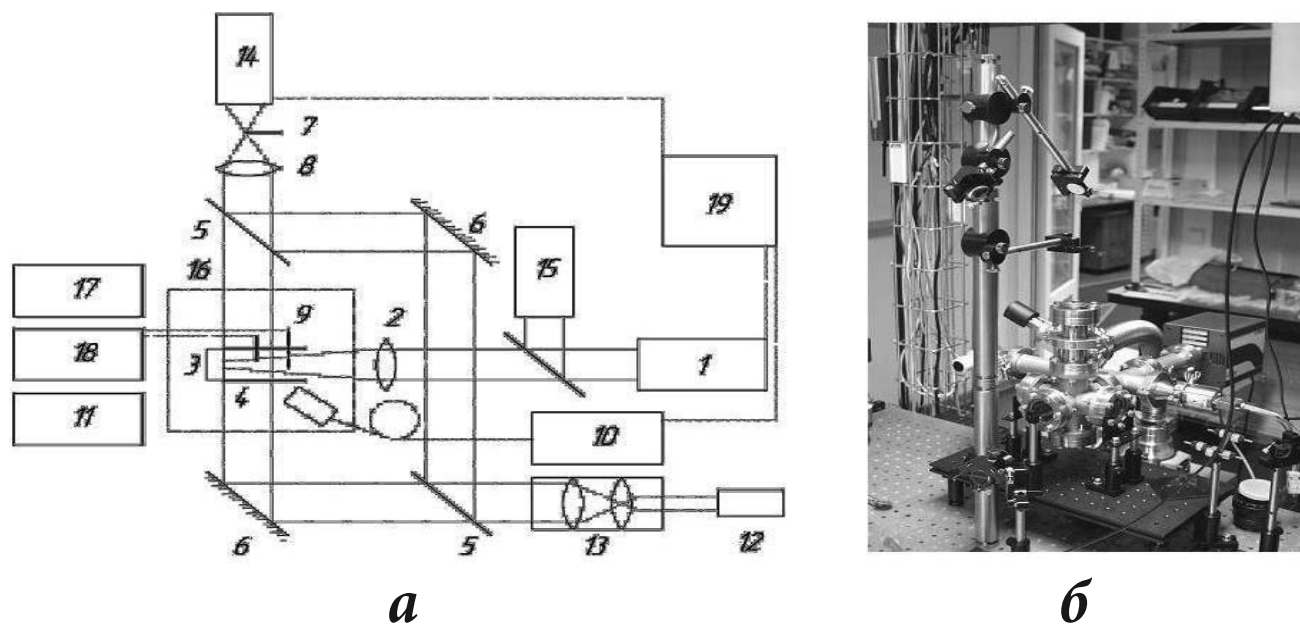


Рис. 1. Оптическая схема (а) и общий вид (б) экспериментального блока для исследования светозрозионных газовой-плазменных потоков: 1 – Nd:YAG лазер с генераторами гармоник (Solar LS LQ929), 2 – фокусирующая линза, 3 – аблирующая мишень, 4 – кварцевая кювета, 5 – полупрозрачное диэлектрическое зеркало, 6 – глухое зеркало, 7 – нож Фуко, 8 – однолинзовый объектив, 9 – времяпролетный зонд, 10 – широкодиапазонный спектрометр с волоконным сопряжением (Solar LS S-150), 11 – квадрупольный масс-спектрометр (MKS e-Vision), 12 – непрерывный лазерный диод, 13 – слабый телескоп, 14 – ПЗС-камера с электрооптическим затвором (НПО «Наноскан» Nanogate-2), 15 – фотодиод, 16 – вакуумная камера, 17 – вакуумный агрегат (Pfeiffer TSH071E) с вакуумметром (MKS 925C), 18 – цифровой осциллограф (Tektronix TDS2024B)

Диагностические тракты модуля содержат: интерферометр Маха-Цендера (5, 6), при закрытии опорного плеча которого регистрируются теннеграммы, а при дополнительном размещении ножа Фуко 7 в фокальной плоскости линзы 8 – шлиренграммы (рис. 2); времяпролетный зонд 9, состоящий из двух электродов, расположенных на расстоянии 1 мм и 2 мм от поверхности аблирующей мишени; широкодиапазонный (λ -190–1100 нм) спектрометр с волоконным со-

пряжением 10 (S-100, Solar LS) и квадрупольный масс-спектрометр 11 (e-Vision, MKS Instruments). Особенностью исследования динамики газовой-плазменного потока в канале является и то, что на стенках происходит конденсация паров мишени и оседание капельной фазы, что, с одной стороны, дает дополнительную информацию о течении, с другой, требует регулярной очистки стенок канала.

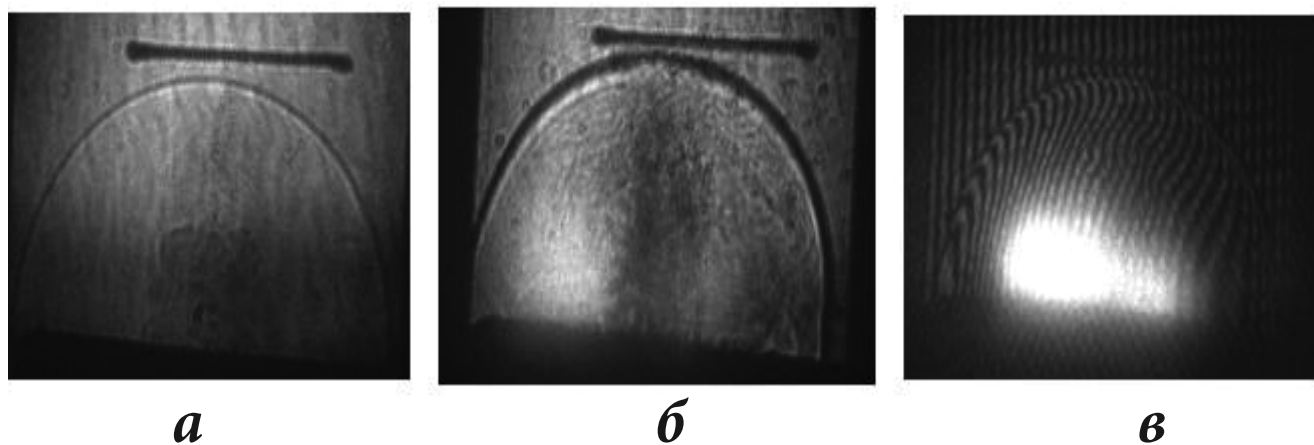


Рис. 2. Теневая (а), шлирен (б) и интерферограммы (в) приповерхностной области облучаемой конденсированной мишени через 1 мкс после лазерного воздействия

Источником зондирующего излучения в схемах фоторегистрации служит непрерывный диодный лазер **12** ($\lambda = 655$ нм, 15 мВт). Апертура плоскопараллельного пучка на выходе из телескопа **13** составляет ~ 14 мм, а приемником является ПЗС-камера с наносекундным электрооптическим затвором **14** (Nanogate-2, НПП «Наноскан»). Энергия излучения лазерных импульсов регистрируется фотодиодом **15**, калиброванным по радиационному калориметру (30-RP-A, Ophir). Сигналы времяпролетного зонда **9** и фотодиода **15** регистрируются цифровым осциллографом **18** (TDS 2024B, Tektronix), управление экспериментально-диагностическим модулем осуществляется с рабочей станции **19**.

Экспериментальные результаты и их анализ

Как видно из рис. 2, полученные с использованием интерферометрии, шлирен- и теневой фоторегистрации картины потоков существенно различны по информативности. Так, на шлиренграммах благодаря высоким градиентам плотности на поверхностях разрыва наиболее четко прослеживается структура ударно-волновых фронтов и контуры газовой плазмы. На тенеграммах, а точнее, на абсорбционных фотографиях, четче выражена структура светозероэрозийного потока, градиенты плотности в котором невелики, но на ранних этапах распространения (до 100 мкс) существенно поглощение зондирующего излучения. На более поздних этапах (свыше 100 мкс) заполнение канала парами мишени, температура которых существенно выше температуры окружающей среды, визуализируется лишь интерференционными методами.

Особенностью светозероэрозийных газовой плазмы с радиальным ограничением является взаимодействие отраженных от стенок канала ударно-волновых фронтов (рис. 3), структура которых особенно ярко проявляется при несовпадении осей светозероэрозийного потока и канала. Фронты, отраженные от стенок канала, движутся в области разрежения за внешней ударной волной; фронт, отраженный от дальней от оси потока стенки подавляет фронт, отраженный от ближней.

В течение первых микросекунд ($\tau = 1-4$ мкс) после воздействия на шлиренграммах (рис. 4, б-д) регистрируются несколько следующих друг за другом ударных волн. Взаимное расположение фронта паров и внешней ударной волны свиде-

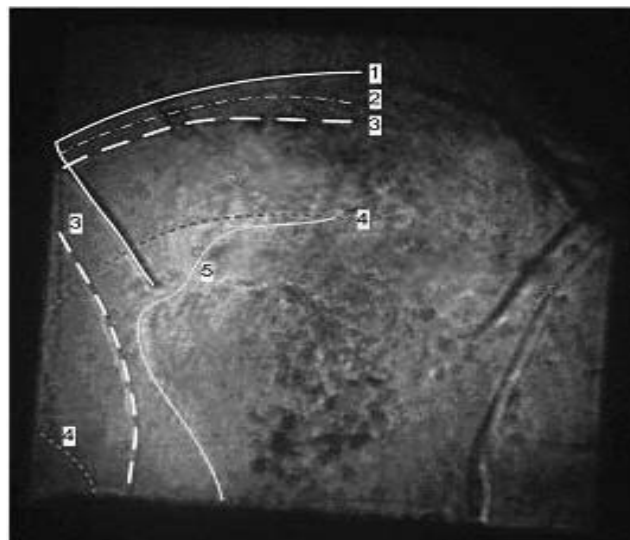


Рис. 3. Макроструктура светозероэрозийного радиально ограниченного газовой плазмы потока в канале: 1 – внешняя ударная волна, 2, 3 – вторичные ударные волны, 4 – внутренняя ударная волна, 5 – граница светозероэрозийного газовой плазмы потока

тельствует о том, что последующие ударно-волновые фронты образуются в светозероэрозийных парах, то есть уже после лазерного воздействия генерируются несколько волн испарения с поверхности мишени, что описано ранее теоретически [20], но визуализируется при воздействии наносекундных импульсов лазерного излучения на плоскую неограниченную мишень. Отражение внутренних ударных волн от внешней ограничивает осевую компоненту скорости разлета паров. Аналогично, отражение от стенок канала ограничивает ее радиальную составляющую. Рекомбинационное свечение светозероэрозийных паров регистрируется на шлиренграммах до $\tau \sim 1$ мкс после лазерного воздействия. Динамика паров и при наличии радиального ограничения, и при его отсутствии для заданного соотношения пятна фокусировки излучения и диаметра канала мало отличается в первые микросекунды после лазерного воздействия (рис. 4, а-г). Однако после отражения ударной волны от стенок канала возникают существенные различия, связанные со схлопыванием отраженных «хвостов» ударно-волновых фронтов, приводящим к гомогенизации и выталкиванию вперед части облака паров мишени, что хорошо иллюстрируется тенеграммами на рис. 5, и равномерному заполнению канала остатками паров мишени в отличие от имеющего четкие границы факела, образующегося на свободной поверхности.

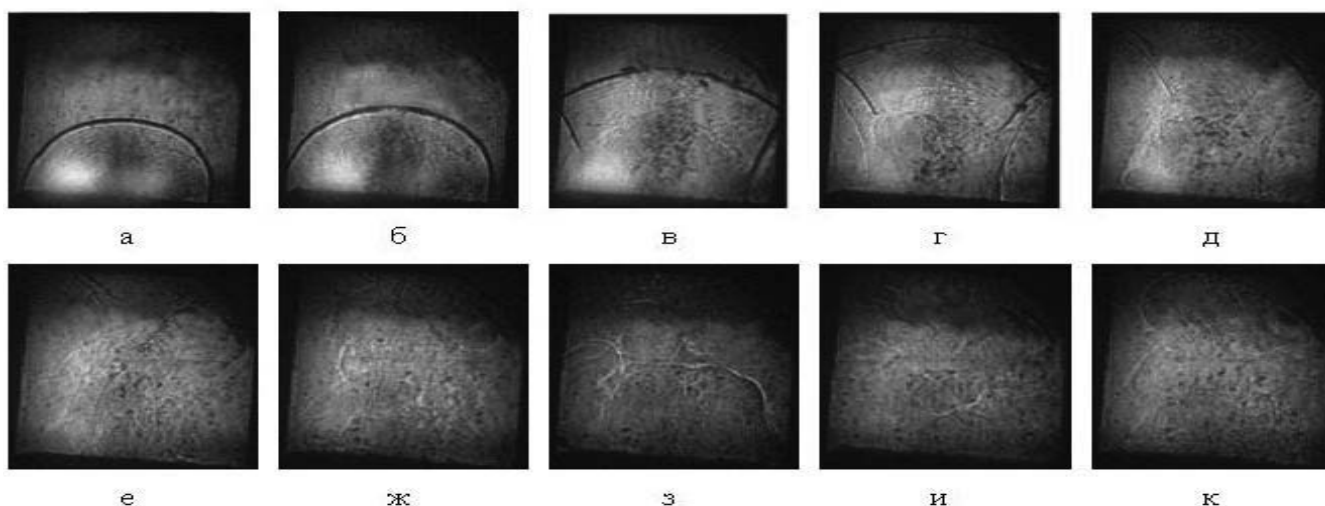


Рис. 4. Шлиренграммы радиально ограниченного потока, при воздействии импульсного лазерного излучения ($\tau_{\text{л}} \sim 11$ нс, $\lambda_2 \sim 532$ нм, $W \sim 2,23$ Дж/см², $I \sim 1,86 \cdot 10^8$ Вт/см²) на $(\text{C}_2\text{F}_4)_n$ -мишень при атмосферных условиях для разных временных задержек ($\tau_{\text{эксн}} \sim 50$ нс): а – 800 нс; б – 1 мкс; в – 2 мкс; г – 3 мкс; д – 4 мкс; е – 5 мкс; ж – 20 мкс; з – 50 мкс; и – 500 мкс; к – 1 мс

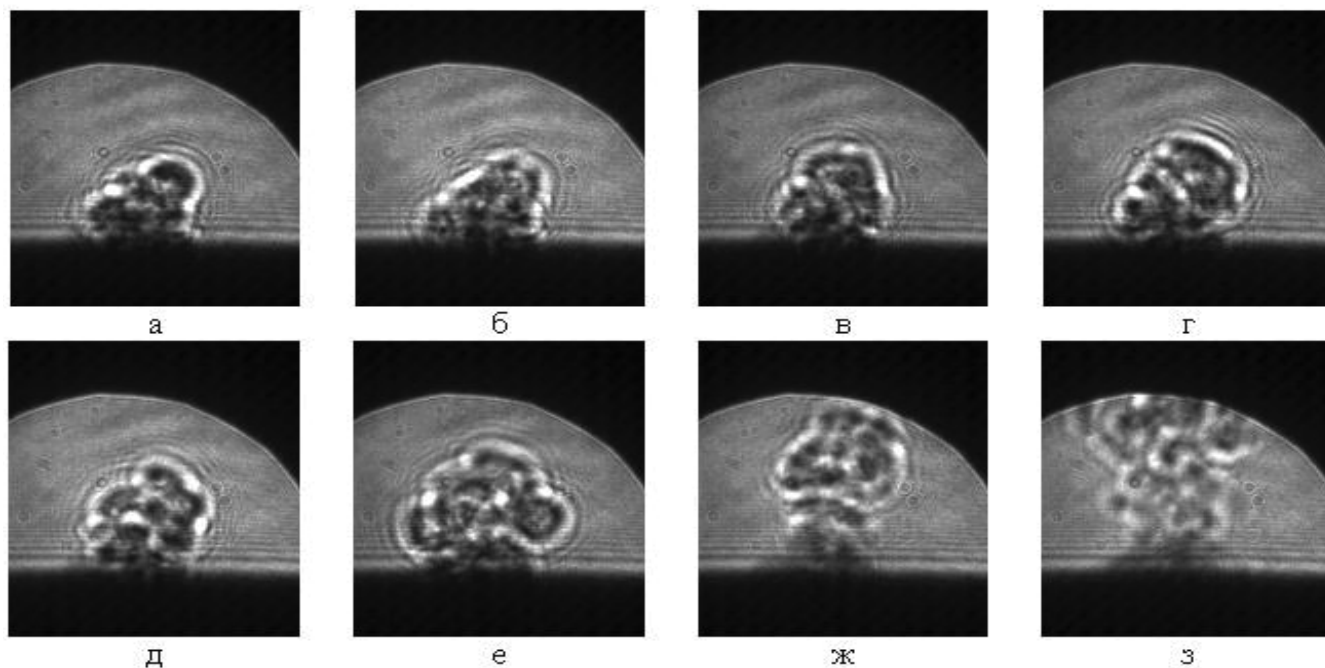


Рис. 5. Тенеграммы неограниченного потока при воздействии импульсного лазерного излучения ($\tau_{\text{л}} \sim 11$ нс, $\lambda_2 \sim 1064$ нм, $W \sim 6,4$ Дж/см², $I \sim 5,8 \cdot 10^8$ Вт/см²) на $(\text{C}_2\text{F}_4)_n$ -мишень при атмосферных условиях для разных временных задержек: а – 4 мкс; б – 5 мкс; в – 6 мкс; г – 7 мкс; д – 10 мкс; е – 20 мкс; ж – 40 мкс; з – 100 мкс

Динамика паров $(\text{CH}_2\text{O})_n$ -мишени с радиальным ограничением потока в канале существенно отличается от случая плоской пространственно неограниченной мишени, а именно, через $\tau \sim 50$ мкс осевая составляющая скорости расширения паров меняет знак, что приводит к растеканию паров вдоль поверхности мишени (модель этого явления кратко рассмотрена в [21]). Однако наличие радиального ограничения канала препятствует этому процессу, в результате чего регистрируется вихревое движение паров у стенок

канала. При этом вблизи оси потока пары продолжают двигаться по направлению к мишени, приводя к образованию своего рода провала; пары регистрируются в приповерхностной зоне аблирующей мишени вплоть до $\tau \sim 3$ мс.

Анализ параметров ударно-волнового фронта (давления $P_{\text{ув}}$ и температуры $T_{\text{ув}}$) и эффективности преобразования $\eta_{\text{ув}}$ энергии воздействующего лазерного излучения, в энергию ударной волны выполнен на основе теории Седова-Тэйлора для сильного взрыва [22]:

$$R = \left(\frac{2\alpha E_s}{\rho} \right)^{1/2+\beta} t^{2/2+\beta},$$

$$v = \frac{2}{\beta+2} \sqrt{\frac{2\alpha E_s}{\rho}} R^{-\beta/2}$$

где R – радиус ударной волны, γ и ρ – показатель адиабаты и плотность буферного газа, E_s – энергия источника возмущения, t – время после лазерного воздействия, α – константа буферного газа (для воздуха принимается $\alpha = 1,175$), β – параметр размерности, равный 3 при сферической ударной волне, 2 – при цилиндрической, 1 – при плоской.

Почти все характеристики ударной волны определяются параметром размерности β , причем большинство зависимостей обратно пропорциональны ему. Так, давление и температура на фронте ударной волны:

$$p = \frac{8}{(\beta+2)^2(\gamma+1)} \rho^{\beta/\beta+2} E_s^{2/\beta+2} t^{-2\beta/\beta+2} =$$

$$= \frac{8\rho R^2}{(2\alpha)^{2/\beta+2} (\beta+2)^2 (\gamma+1) t^2};$$

$$T = \frac{p(\gamma-1)}{R(\gamma+1)} \rho;$$

Как видно из этих соотношений, при равных радиусах фронта R большие значения p и T достигаются при меньших размерности β . Вблизи центра взрыва:

$$p_c = k_2 \rho^{\beta/\beta+2} E_s^{2/\beta+2} t^{-2\beta/\beta+2} =$$

$$= k_2 (2\alpha)^{-2/\beta+2} \rho R^2 / t^2;$$

$$T_c = \frac{k_3}{c_v} \left(\frac{E_s}{\rho} \right)^{\frac{2(\gamma+1)+\beta}{(\gamma-1)(\beta+2)}} t^{\frac{2\beta(2-\gamma)}{(\beta+2)(\gamma-1)}} R^{\frac{\beta}{\gamma-1}} =$$

$$= \frac{k_3}{c_v} \left(\frac{1}{2\alpha} \right)^{\frac{2(\gamma+1)+\beta}{(\gamma-1)(\beta+2)}} R^{\frac{2(\gamma+1)}{\gamma-1}} t^{-\left(2+\frac{4\beta}{(\beta+2)(\gamma-1)}\right)};$$

Коэффициенты k_2 и k_3 определяются показателем адиабаты газа, немного различаются для разных β и изменяются в пределах 0,05–0,15 (см. [22], с. 254). Если давление в центре взрыва слабо зависит от параметра размерности, то температура пропорциональна ему при $t \ll 1$. Энергия источника ударной волны:

$$E_s = \frac{\rho R^{2+\beta}}{2\alpha t^2};$$

т.е. учитывается, что для абсолютного большинства случаев $R \ll 1$. Для плоской ударной волны некоторого радиуса требуется существенно более

мощный источник, чем для сферической и цилиндрической. Таким образом, уменьшение параметра размерности вследствие радиального ограничения газово-плазменного потока приводит к виртуальному увеличению энергии источника сильного взрыва и, следовательно, повышается коэффициент преобразования энергии лазерного излучения E в энергию ударной волны, а также пропорционального ему удельного механического импульса отдачи:

$$C_m = \frac{2E_s}{E_{<v>}} = \frac{\rho R^{1+\beta}}{\alpha E}$$

Для корректной оценки C_m необходимо подставлять время релаксации ударной волны (10^{-5} – 10^{-4} с), т.е. выравнивания давления на фронте с атмосферным, или ее выхода за пределы мишени (10^{-6} – 10^{-5} с) – в зависимости от того, какое событие наступит раньше.

На Рис. 6 представлена временная зависимость удаления характерных поверхностей разрыва от мишени. Интерполяция представленных данных позволяет установить параметр размерности. Для внешней ударной волны I при воздействии на полимеры он составляет $\beta \sim 1,5$, что согласуется с результатами, полученными в [23–25] ($\beta = 1–1,4$). Очевидно, теория сильного взрыва к наносекундной лазерной абляции полимеров в рассматриваемом временном интервале так же ограничено применима, как и к фемтосекундной [26], что может быть обусловлено невыполнением условия сильного взрыва $R \gg (3m/2\pi\rho)^{1/3}$ (в нашем случае $R_{кр} \sim 2$ мм) и иницированием экзотермических реакций при разрыве ковалентных связей (в нашем случае это возможно только при многофотонном поглощении лазерного излучения или поглощении коротковолнового излучения лазерно-индуцированной плазмы).

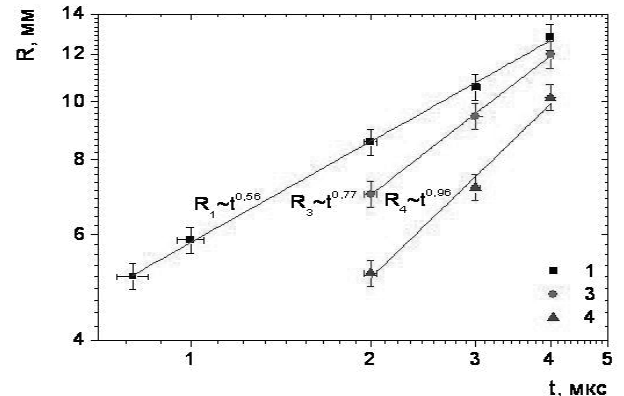


Рис. 6. Скорость распространения фронтов (нумерация в соответствии с Рис. 3) при лазерном воздействии на радиально ограниченную $(C_2F_4)_n$ -мишень

Для металлов [27] и кремния [28] параметр размерности при аналогичных условиях лазерного воздействия соответствует сферическому фронту ($\beta = \sim 3$). В [27] для меди показан переход из режима плоской ударной волны в режим сферической через $\Delta t \sim (2-4)10^{-7}$ с после лазерного воздействия ($\lambda \sim 532$ нм) в низкоэнергетичном ($W \sim 5,2$ Дж/см², порог абляции $W_a \sim 1$ Дж/см²) режиме и изначально сферический характер распространения ударной волны – в высокоэнергетичном ($W \sim 52$ Дж/см²). Интересен факт, что при воздействии излучения первой гармоники ($\lambda \sim 1064$ нм) на плоскую фторопластовую мишень характер распространения ударной волны, оцененный по осевой координате, соответствует плоскому фронту и в высокоэнергетичном ($W/W_a \sim 15$) режиме, а для полиформальдегида – сферическому в среднеэнергетичном ($W/W_a \sim 7$), причем переходных режимов не наблюдается в обоих случаях. При низкоэнергетичном воздействии ($\lambda \sim 532$ нм) на фторопласт наблюдается цилиндрический режим распространения ударной волны.

Таким образом, характер распространения ударной волны может определяться соотношением энергии, выделяющейся при абляции мишени и при пробое в воздухе. На начальном этапе абляционный поток частиц направлен по нормали к облучаемой поверхности, что должно инициировать плоскую ударную волну, которая по мере торможения потока в осевом направлении и вынужденному растеканию в радиальном переходит в сферическую. Если же энергия источника пробоя в воздухе оказывается больше энер-

гии абляции, фронт ударной волны изначально является сферическим. О конкуренции этих двух механизмов формирования ударной волны свидетельствуют 8-образные формы фронтов, зарегистрированные в некоторых работах [29]. Преобладание того или иного механизма определяется как положением мишени относительно плоскости фокусировки воздействующего излучения, так и возможностью инициирования экзотермических реакций при данных условиях лазерного воздействия. При наличии канала у поверхности мишени радиальное распространение абляционного потока ограничено стенками канала и отраженными от них ударными волнами, что затрудняет переход характера распространения ударной волны из плоского в сферический (изначально плоский характер распространения обусловлен конечным размером источника, а время перехода составляет около 150 нс [27]), т.е. скорость фронта уменьшается медленнее.

Как видно из Рис. 6, фронт вторичной ударной волны 3 обладает большей скоростью, чем фронт внешней, очевидно, вследствие меньшего сопротивления среды, обусловленного как ее разрежением, так и температурным увеличением местной скорости звука. Еще одной особенностью рассматриваемых зависимостей является то, что внутренняя ударная волна 4 перемещается с почти постоянной скоростью, равной местной скорости звука [30], что позволяет оценить температуру среды перед ее фронтом, движущимся со скоростью $\sim 2,5$ км/с, для воздуха на уровне $T \sim 15,5$ К.

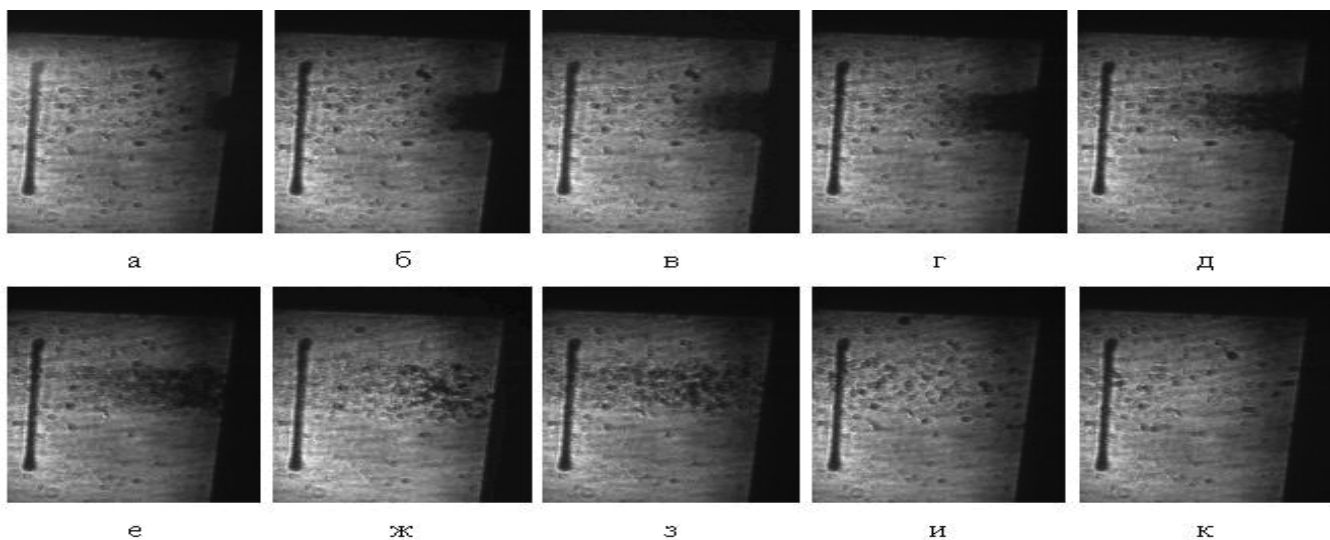


Рис. 7. Шлиренграммы газовой-плазменной радиально ограниченного потока (канал 10 x 10 мм) при воздействии импульсного лазерного излучения ($\tau_u \sim 11$ нс, $\lambda_2 \sim 532$ нм, $W \sim 2,23$ Дж/см², $I \sim 1,86 \cdot 10^8$ Вт/см²) на $(C_2F_4)_n$ -мишень в вакууме для разных временных задержек ($\tau_{эксн} \sim 50$ нс): а – 200 нс, б – 400 нс, в – 500 нс, г – 600 нс, д – 800 нс, е – 1 мкс, ж – 2 мкс, з – 3 мкс, и – 5 мкс, к – 10 мкс (длина вертикальной риски – 6 мм)

При лазерном воздействии в вакууме (рис. 7) светозероизионный газово-плазменный поток хорошо коллимирован, в результате чего влияние радиального ограничения на его динамику и макроструктуру при использованном нами соотношении диаметров пятна фокусировки излучения и канала ($d_{\text{кан}}/d_n \sim 4$) отсутствует, а сам газово-плазменный поток регистрируется в течение $\tau \sim 2$ мкс после лазерного воздействия. В отличие от атмосферных условий радиальная составляющая скорости светозероизионного газово-плазменного потока в вакууме близка к нулю, а его коэффициент поглощения на длине волны $\lambda_2 \sim 532$ нм составляет $\kappa_v \sim 0,7$ см⁻¹, что соответствует температуре ~ 50 кК. Процесс светозероизации мишени в этом случае имеет несколько стадий: сначала происходит разлет плотных паров, а через $\tau \sim 10^{-5}$ с в потоке регистрируются относительно крупные частицы (в частности, осевшие на вакуумном оптическом вводе, расположенном в ~ 200 мм от стенки, частицы обладали размером 50–70 мкм, а полный угол раскрытия потока этих частиц в таком случае составляет $2\varphi \sim 10^\circ$).

Заключение

Методами скоростной теневой и шпирен фоторегистрации, лазерной интерферометрии и масс-спектрометрии в газовакуумных условиях экспериментально исследованы динамика и макроструктура светозероизионных газово-плазменных потоков в радиально ограниченных каналах. Полученные результаты являются необходимыми при анализе и разработке широкого спектра фотонных энергоустановок высокой плотности мощности.

Впервые показано, что при исследовании ударных волн, индуцируемых при лазерной абляции конденсированных сред, с применением теории сильного взрыва в общем случае следует рассматривать наличие нескольких источников, обусловленных оптическим пробоем в буферном газе и волнами испарения с поверхности мишени. Этими источниками генерируются ударные волны не только разной энергии, но с разным характером распространения (размерностью). При единичном воздействии с поверхности мишени может происходить несколько волн испарения, каждая из которых может инициировать ударную волну в среде с большей скоростью звука, чем в буферном газе, что приводит к взаимодействию внешней и внутренних ударных волн. Суперпо-

зиция ударных волн от разных источников сопоставимой энергии приводит к распространению фронта с дробной размерностью, что особенно ярко проявляется при радиальном ограничении газово-плазменного потока.

Как уже было сказано, полученные результаты являются необходимыми при анализе и разработке широкого спектра фотонных энергоустановок высокой плотности мощности.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (госконтракты №№ 14.518.11.7009, 16.120.11.328-МК, 16.740.11.0686) и Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 11-08-00843, 12-08-12047, 13-08-01391).

Литература

1. Голуб В.В., Баженова Т.В. Импульсные сверхзвуковые струйные течения. -Москва: Наука, 2008
2. Brajdic M., Hermans M., Horn A., et al. // Measurement Science and Technology. 2008. V. 19. No. 10. P. 105703.
3. Watanabe K., Sasoh A. // Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences. 2005. V. 48. No. 159. P. 49.
4. Salvador J.I. Static and hypersonic experimental analysis of impulse generation in air-breathing laser-thermal propulsion. Ph.D. Troy: Rensselaer Polytechnic Institute, 2010. 200 P.
5. Katsurayama H., Komurasaki K., Arakawa Y., Pulse-Laser Powered Orbital Launcher / Laser Pulse Phenomena and Applications, F.J. Duarte, Editor.: InTech, 2010. P. 3-18.
6. Yeates P., Kennedy E.T. // Physics of Plasmas. 2010. V. 17. No. 9. P. 093104-8.
7. Theobald W., Ovchinnikov V., Ivancic S., et al. // Physics of Plasmas. 2010. V. 17. No. 10. P. 103101-7.
8. Yeates P., Kennedy E.T. // Journal of Applied Physics. 2010. V. 108. No. 9. P. 093306-12.
9. Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф., Шулепов М.А., et al. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. № 3. С. 53-59.
10. Sasoh A. // Journal of Thermal Science. 2011. V. 20. No. 3. P. 201
11. Kleine H., Vo Le C., Takehara K., et al. // Journal of Visualization. 2010. V. 13. No. 1. P. 33
12. Ushio M., Komurasaki K., Kawamura K., et al. // Shock Waves. 2008. V. 18. No. 1. P. 35
13. Zeng X., Mao S.S., Liu C., et al. // Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy. 2003. V. 58. N 5. P. 867-877.
14. Zeng X., Mao X., Mao S.S., et al. // Applied Physics Letters. 2006. V. 88. No. 6. P. 061502.
15. Katsurayama H., Komurasaki K., Hirooka Y., et al. // Journal of Propulsion and Power. 2008. V. 24. No. 5. P. 999

16. Mori K., Komurasaki K., Arakawa Y. // Journal of Spacecraft and Rockets. 2004. V. 41. No. 5. P. 887
17. Hirooka Y., Katsurayama H., Mori K., et al., *Nozzle Performance of a RP Laser Thruster, in 39th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, 20-23/07/2003*. 2003, AIAA: Huntsville. p. AIAA-2003-4429.
18. Протасов Ю.Ю. // Приборы и техника эксперимента. 2003. № 2. С. 60
19. Ageev V.P., Barchukov A.I., Bunkin F.V., et al. // Acta Astronautica. 1981. V. 8. No. 5-6. P. 625.
20. Булгакова Н.М. Исследование динамики и механизмов лазерной абляции в режимах мили-, нано- и фемтосекундных импульсов. Диссертация ... доктора физико-математических наук. Новосибирск: 2002.
21. Zhou Y., Tao S., Wu B. // Applied Physics Letters. 2011. V. 99. No. 5. P. 051106.
22. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. 8 ed. М.: Наука, 1977
23. Hauer M., Funk D.J., Lippert T., et al. // Thin Solid Films. 2004. V. 453-454. P. 584
24. Sinko J. Vaporization and shock wave dynamics for impulse generation in laser propulsion. ... Ph.D. Huntsville: University of Alabama, 2008. 249 P.
25. Локтионов Е.Ю., Протасов Ю.Ю. // Инженерная физика. 2010. № 8. С. 13
26. Локтионов Е.Ю., Овчинников А.В., Протасов Ю.Ю., et al. // Теплофизика высоких температур. 2011. Т. 49. № 3. С. 415.
27. Yoh J.J., Lee H., Choi J., et al. // Journal of Applied Physics. 2008. V. 103. No. 4. P. 043511-6.
28. Zeng X., Mao X.L., Greif R., et al. // Applied Physics A: Materials Science & Processing. 2005. V. 80. No. 2. P. 237
29. Yoh J.J., Gojani A.B. // Applied Surface Science. 2010. V. 256. No. 8. P. 2423
30. Ben-Eliahu Y., Haas Y., Welner S. // The Journal of Physical Chemistry. 1995. V. 99. No. 16. P. 6010

Investigation of the pulsed light-erosive optical discharges in radially confined channels

E.Yu. Loktionov, Yu.S. Protasov, and Yu.Yu. Protasov

Bauman Moscow State Technical University
5 2-nd Baumanskaya str, Moscow, 105005, Russia
E-mail: stcpe@bmstu.ru

Interaction zone radial confinements at laser ablation may appear both naturally (deep holes drilling) and artificially (mostly for momentum coupling efficiency or shortwave radiation output increase). Optical discharges with ablative wall in square channel (excitation time $\tau \sim 10^{-8}$ s) dynamics and macrostructure investigation results both in ambient and vacuum conditions are presented.

PACS: 52.35.Tc, 52.38.Mf, 52.50.Jm, 52.58.-c

Keywords: optical discharges, channels, laser ablation, shock waves, gas dynamics

Bibliography – 30 references

Received February 26, 2013