

Исследование влияния оптического пульсирующего разряда на структуру сверхзвукового потока воздуха

А.Н.Малов, А.М.Оришнич

Представлены результаты исследования параметров оптического пульсирующего разряда (ОПР) и их связь как с газодинамическими параметрами сверхзвукового потока, так и с характеристиками лазерного излучения. Впервые для ОПР оптическим методом зарегистрированы дискретные объекты – каверны низкой плотности, движущиеся вместе с потоком. Измерены скорости распространения теплового следа, возникающего в сверхзвуковом потоке при воздействии на него ОПР. Получено, что каверны при частотах следования импульсов 90–120 кГц объединяются в единую плазменную струю.

Ключевые слова: мощный импульсно-периодический CO₂-лазер, механическая модуляция добротности, сверхзвуковой поток воздуха, оптический пульсирующий разряд, оптический пробой воздуха, тепловой след, каверны низкой плотности.

1. Введение

Использование лазерного излучения для создания оптического разряда в сверхзвуковом потоке воздуха и разработка методов эффективного поглощения энергии в нем являются одним из перспективных направлений исследований, цель которых – решение задачи управления параметрами аэродинамики летательных аппаратов, плазмохимии, горения и т. п. [1–4]. В работах [5–8] был получен оптический пульсирующий разряд (ОПР), который зажигался в фокусе пучка излучения импульсно-периодического CO₂-лазера в сверхзвуковой струе аргона и воздействовал на поток аналогично непрерывному оптическому разряду. Однако для реализации ОПР в воздухе необходима большая мощность излучения лазера. Это стимулировало исследования по созданию мощных импульсно-периодических лазеров. В работах [9–11] нами описан импульсно-периодический CO₂-лазер с частотой следования импульсов до 80 кГц и мощностью до 4.5 кВт. Характеристики данного лазера позволили впервые зажечь ОПР в сверхзвуковом потоке воздуха (число Маха $M = 2$) и сформулировать требования к плотности газа и параметрам импульса излучения, при выполнении которых удалось достичь высокого (до 65%) поглощения мощности излучения в потоке. Свойства потока при наличии ОПР и структура течения газа в тепловом следе существенно образом влияют на возможности управления аэродинамическими характеристиками сверхзвукового летательного аппарата и, в частности, на подавление эффекта звукового удара [12]. В работе [10] нами получены среднemasовые температуры воздуха вдоль теплового следа после воздействия ОПР, которые составляют

120–150 °С. В этих экспериментах было зарегистрировано свечение теплового следа, которое не может определяться указанной температурой газа в струе. Однако это свечение может быть связано со свечением каверн, возникающих в потоке в процессе периодического пробоа газа излучением лазера.

Динамика формирования лазерной искры в неподвижном воздухе и гидродинамическая релаксация облака горячего газа исследованы достаточно хорошо [13–15]. Наблюдалось формирование практически сферической ударной волны и относительно медленное радиальное расширение светящейся области нагретого ионизованного газа или плазмы. В ряде последних исследований анализируются проблемы лазерного пробоа при сверхвысоких частотах следования импульсов, а также проблемы получения с помощью одиночного импульса протяженных плазменных каналов [16, 17]. В работах, посвященных исследованию искры в неподвижном воздухе [13–15, 18], отмечалось, что динамика расширения плазменного шара существенным образом зависит от условий подвода энергии и может иметь сложный асимметричный характер. Объяснялось это особенностями пробоа газа, развитием волны детонации вдоль лазерного пучка, которая обуславливает направленное движение плазмы и холодного газа, формирование вихревых структур и т. п. Характер расширения плазмы существенно влияет на ее время жизни. Динамика движения плазменных облаков при ОПР с высокой частотой следования импульсов ($\sim 10^5$ Гц) и их влияние друг на друга ранее не исследовались. Особый интерес представляет нахождение условий объединения отдельных плазменных облаков в единую плазменную струю.

Цель настоящей работы – получить данные о пространственных, временных и спектральных характеристиках оптического излучения сверхзвуковой струи воздуха после воздействия на нее ОПР.

2. Экспериментальная установка

В работе использовался импульсно-периодический CO₂-лазер с механической модуляцией добротности, ча-

А.Н.Малов, А.М.Оришнич. Институт теоретической и прикладной механики им. С.А.Христиановича СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Институтская, 4/1; e-mail: laser@itam.nsc.ru, malex@itam.nsc.ru

Поступила в редакцию 24 июня 2013 г., после доработки – 3 сентября 2013 г.

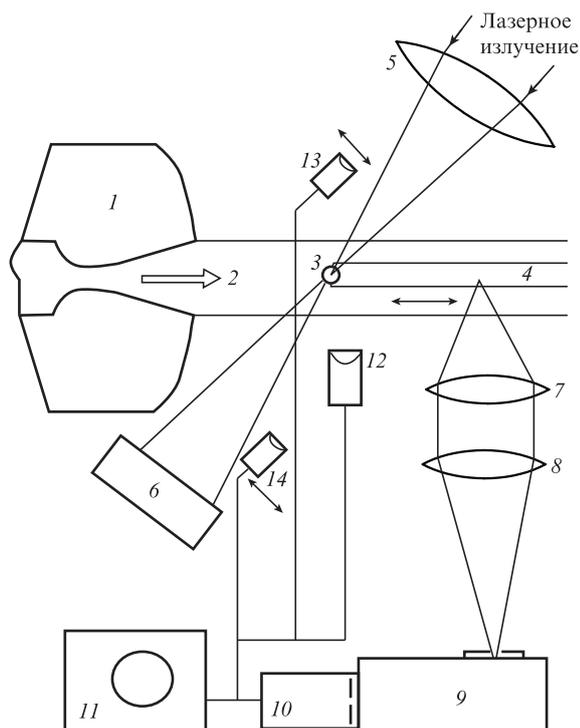


Рис.1. Схема экспериментов:

1 – коническое сопло; 2 – сверхзвуковой поток; 3 – область оптического пробоя воздуха; 4 – тепловой след; 5 – линза из материала ZnSe; 6 – калориметрический измеритель мощности; 7, 8 – линзы оптического тракта; 9 – двойной монохроматор ДМР-4; 10 – фотоумножитель; 11 – цифровой осциллограф; 12 – коаксиальный фотоэлемент; 13, 14 – фотодиоды ФД-24К.

стойкой следования импульсов до 120 кГц и мощностью до 4.5 кВт [7–9]. Импульсная мощность лазера в зависимости от условий модуляции составляла 60–200 кВт. Частота следования импульсов генерации 120 кГц является в настоящее время самой высокой частотой для мощных CO₂-лазеров с механической модуляцией добротности. Схема проведения экспериментов приведена на рис.1.

Сверхзвуковой поток 2 формировался с использованием конического сопла 1. Коническое сопло с углом раскрытия 13°, диаметром среза 10 мм и диаметром критического сечения 8 мм соответствовало геометрическому числу Маха 1.9. При этом расход газа составлял 2–4 кг/с. Излучение лазера через линзу 5 из материала ZnSe с фокусным расстоянием 63 мм поступало на осевую линию сверхзвуковой струи перпендикулярно потоку газа. Диаметр пятна в фокальной плоскости линзы составлял 100–150 мкм, что обеспечивало импульсную интенсивность излучения в оптимальном режиме работы лазера $(7–15) \times 10^8$ Вт/см² и оптический пробой воздуха в сверхзвуковой струе (3). Лазерное излучение на выходе из струи и зоны плазмообразования поглощалось калориметрическим измерителем мощности NOVA 2 с предельной измеряемой мощностью до 5 кВт (6).

На рис.2 приведена фотография внешнего вида рабочей зоны установки с оптическим разрядом в сверхзвуковом потоке воздуха. На ней видны шарообразное свечение плазмы оптического разряда и тепловой след шириной ~5 мм и длиной 20–30 мм. Для визуальных наблюдений процесса формирования плазмы в сверхзвуковом потоке и создаваемого ею теплового следа установка оснащена системой оптической диагностики. В работе

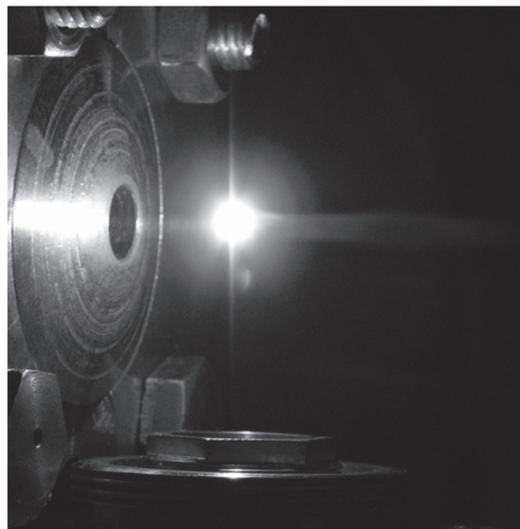


Рис.2. Фотография рабочей части установки с горящим ОПР.

использовалась оптическая схема измерения слабого сигнала излучения теплового следа на фоне мощного излучения плазмоида, которая включала в себя оптический тракт (7, 8), передающий изображение точки области теплового следа 4 на входную щель монохроматора 9. Применялся двойной монохроматор ДМР-4, который обеспечивал сильное подавление постороннего излучения. Сигнал на выходе монохроматора регистрировался фотоэлектронным умножителем ФЭУ-106 10 с областью спектральной чувствительности 170–850 нм и передавался на вход осциллографа 11. Оптическая система обеспечивала пространственное разрешение в объеме теплового следа ~100 мкм, а электронная система регистрации свечения – временное разрешение ~50 нс. Для измерений динамики поглощения энергии в зоне оптического разряда использовались фотодиоды ФД-24К для регистрации падающего (13) и прошедшего (14) лазерного излучения и коаксиальный фотоэлемент ФК-22 12 для регистрации света плазмоида. Электрические сигналы фотоприемников фиксировались осциллографом 11.

3. Экспериментальные результаты

В работе [11] нами был детально исследован процесс поглощения энергии при формировании отдельного плазменного сгустка ОПР. После пробоя газа образуется фронт ионизации, который распространяется по каустике навстречу лазерному пучку. При интенсивностях лазерного излучения, достигаемых в наших экспериментах $(5 \times 10^8 – 2 \times 10^9)$ Вт/см², возможна реализация светодетонационной волны [9], движущейся с характерной скоростью ~ 2×10^6 мм/с. Характерное время поглощения энергии составляло 1 мкс, и длина плазменного сгустка вдоль пучка на начальной стадии поглощения энергии не превышала 1–2 мм, т. е. была существенно больше диаметра лазерного пучка (100–150 мкм) в фокальной плоскости линзы. Однако за фронтом светодетонационной волны происходит интенсивное боковое расширение плазмы. Таким образом, в лазерной искре очень быстро образуется сгусток плазмы высокого давления (плазмоид) с формой, близкой к сферической (рис.2). За относительно малое время происходит радиальный разлет плазмы с понижением давления до давления окружающей среды. Перед

фронтом расширяющейся плазмы формируется опережающая его, близкая к сферической ударная волна. Последующий относительно медленный процесс релаксации плазмы является изобарическим. При этом «качество» энерговклада определяет степень турбулентизации плазмы и, следовательно, скорость ее охлаждения.

Непосредственные измерения в центральной высокотемпературной области одиночного разряда проводились в работе [17], в которой спектральным методом была определена динамика температуры цилиндрической плазмы пробоя. Установлено, что независимо от величины энерговклада переход от адиабатического расширения к изобарической стадии процесса происходит при одной и той же температуре (8500 ± 500 К), но в разные моменты времени. При этом начальная температура имеет различные значения, т.к. зависит от вкладываемой мощности. Формируемое горячее облако – каверна – имеет очень малую плотность. Важно отметить, что свечение каверны наблюдалось как на адиабатической, так и на изобарической стадии процесса, т.е. в течение 300–500 мкс. Оценки, сделанные по данным работ [17, 19] для условий нашего эксперимента, дают характерное время завершения адиабатического расширения ~ 5 мкс. Следовательно, в процессе быстрого расширения при скорости потока воздуха ~ 500 м/с каверна переместится на расстояние 2–3 мм. Дальнейшее ее движение в потоке являлось предметом нашего исследования.

В настоящей работе выполнены исследования спектральных характеристик свечения каверны в сверхзвуковом потоке воздуха при наличии ОПР. На рис.3 показаны результаты измерения интенсивности оптического сигнала, полученного на нескольких длинах волн в диапазоне 300–950 нм. Измерения проводились при ширине выходной щели монохроматора 0.5 мм, что соответствовало ширине спектра прошедшего излучения ~ 5 нм. В спектре излучения (рис.3) надежно регистрируются линии первой, $A^3\Sigma_u^+ - B^3\Pi_g$ (460–950 нм), и второй, $B^3\Pi_g - C^3\Pi_u$ (300–500 нм), положительных полос азота и длинноволновые линии полосы Шумана–Рунге $X^3\Sigma_g^- - B^3\Sigma_u^-$ (300–460 нм) кислорода [20].

Дальнейшие исследования излучения теплового следа проводились при установке на монохроматоре длины волны 555 нм при ширине щели 4 мм (спектральная ширина 48 нм). Такой режим обеспечивал возможность получения достаточно большого сигнала от движущейся каверны, особенно при измерениях на далеких (более 20 мм) расстояниях от плазмоида.

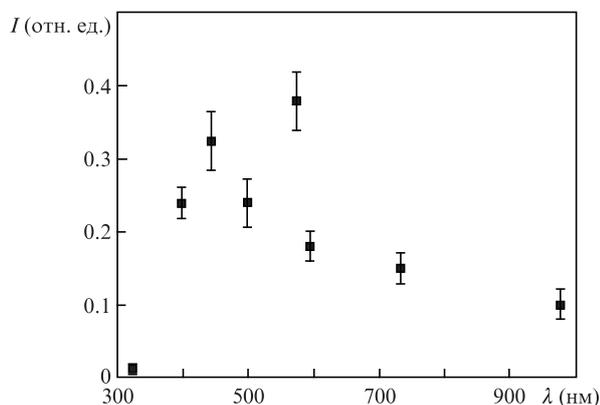


Рис.3. Спектр свечения области теплового следа, находящейся на расстоянии 8 мм от плазмоида, при давлении в форкамере 8 атм.

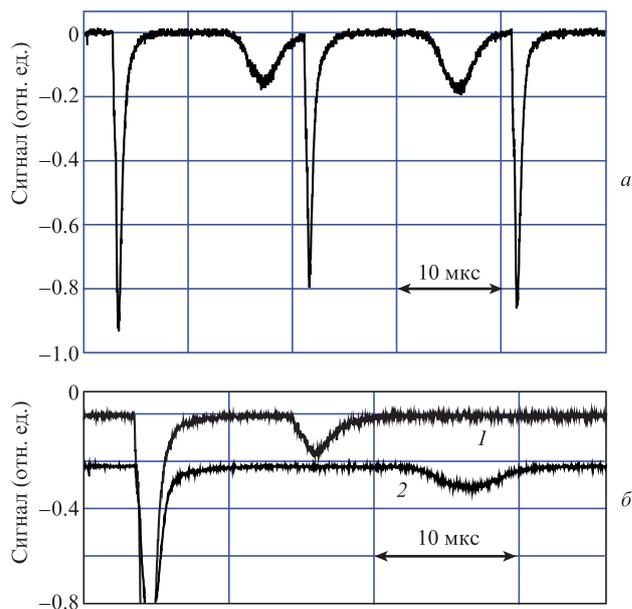


Рис.4. Осциллограммы импульсов свечения области теплового следа, находящейся на расстоянии 8 мм от плазмоида, при давлении в форкамере 8 (а), 10 (1; б) и 2 атм (2: б), частоте следования импульсов 50 (а) и 30 кГц (б).

На рис.4,а приведена осциллограмма сигнала с ФЭУ, полученная при настройке оптической системы на точку области теплового следа, расположенную вниз по потоку на расстоянии 8 мм от точки фокусировки лазерного пучка, при работе лазера с частотой следования импульсов 50 кГц. Наблюдаемый сигнал содержал мощные импульсы света, следующие с частотой повторения импульсов лазера и соответствующие засветке прибора от мощной вспышки при создании плазмы. Данные импульсы использовались в качестве опорного сигнала. Кроме этих мощных импульсов регистрировались импульсы света с меньшей мощностью, время появления которых зависело от расстояния между точками фокусировки регистрирующей оптической системы и местом формирования плазмы (рис.4,а). Эти световые импульсы относятся к излучению дискретных высокотемпературных каверн низкой плотности, возникающих вследствие развития оптического пробоя под действием мощного сфокусированного лазерного излучения и пролетающих с потоком мимо точки фокусировки регистрирующей системы. Задержка этих импульсов по времени относительно лазерных импульсов и их форма зависели от расстояния до точки формирования плазмоида и скорости потока, определяемой давлением в форкамере (рис.4,б).

Время пролета каверны на расстояние ~ 10 мм от плазмоида при используемой на данной установке характерной скорости потока 500 м/с составляло ~ 20 мкс, что соответствует времени между импульсами при частоте их следования 50 кГц. Таким образом, импульс свечения каверны будет совпадать с импульсом свечения плазмоида, образованного в результате последующего оптического пробоя, а при расстоянии от плазмоида 15 мм он будет находиться примерно в середине интервала между последующими импульсами свечения плазмоида. Для исследования зависимостей скорости потока (движения каверн) в тепловом следе от расстояния до плазмоида и давления воздуха в форкамере использовалась более низкая частота следования импульсов (7 кГц), задаваемая диском мо-

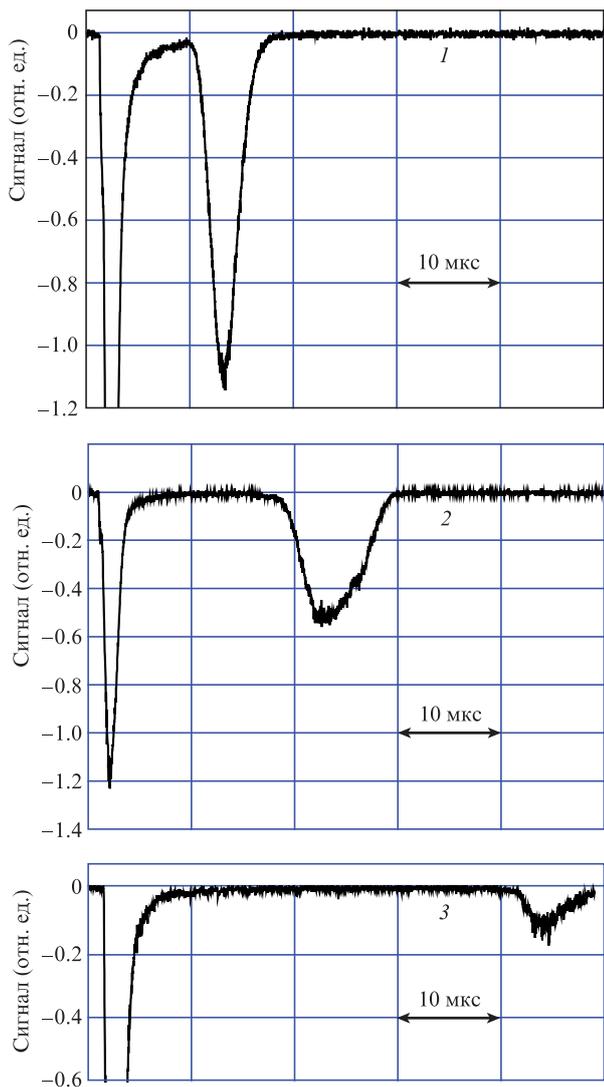


Рис.5. Осциллограммы импульсов свечения областей теплового следа, находящихся на расстояниях 8 (1), 13 (2) и 21 мм (3) от плазмоида, при давлении в форкамере 8 атм.

дулятора с меньшим количеством щелей, но с той же скоростью вращения.

На рис.5 приведены результаты регистрации свечения в трех точках теплового следа, расположенных на расстояниях 8, 13 и 21 мм от плазмоида при частоте следования импульсов 7 кГц и времени между импульсами 140 мкс. Измерение времени прохождения каверны расстояния от одной точки до другой проводилось по центрам изображений каверн. Таким образом была получена *RT*-диаграмма и построена зависимость скорости потока *V* от расстояния до плазмоида (рис.6). За скорость потока в «нулевой точке» была принята расчетная скорость стационарного сверхзвукового потока при давлении в форкамере 8 атм [9]. Из рис.6 видно, что скорость потока на расстоянии 4 мм от плазмоида увеличивается до 650 м/с, а далее уменьшается до 360 м/с. Из измеренных значений скорости (рис.6) и осциллограмм (рис.5) можно оценить характерный размер каверн $d = V\tau$, где τ – длительность импульса по основанию. Для расстояний 8–13 мм получим размер каверны ~4–5 мм.

Зная размер каверны и среднюю скорость потока, можно определить частоту следования импульсов $f_{crit} = V/d$, необходимую для объединения каверн в единый след го-

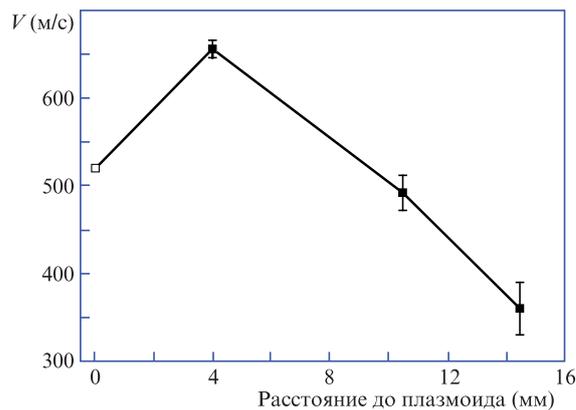


Рис.6. Зависимость скорости потока от расстояния до плазмоида. Белый квадрат – рассчитанная скорость.

рячей струи низкой плотности. Используя характерные параметры $d = 4–5$ мм и $V = 500$ м/с, получаем минимальную частоту 80–100 кГц.

Для реализации данного режима была проведена модернизация лазерной системы [9–11], позволяющая получить частоту следования импульсов CO_2 -лазера низкого давления до 120 кГц при средней мощности до 4 кВт.

На рис.7 приведены осциллограммы импульсов свечения областей теплового следа, расположенных на расстояниях 8 и 13 мм от плазмоида, при давлении в форкамере 8 атм и частоте следования импульсов 120 кГц. Особенностью этих осциллограмм по сравнению с приведенными на рис.4 является то, что они имеют постоянную составляющую (при использовании открытого для постоянного тока входа осциллографа), т.е. на них зарегистрировано постоянное свечение теплового следа. Это доказывает, что каверны при частоте 120 кГц объединя-

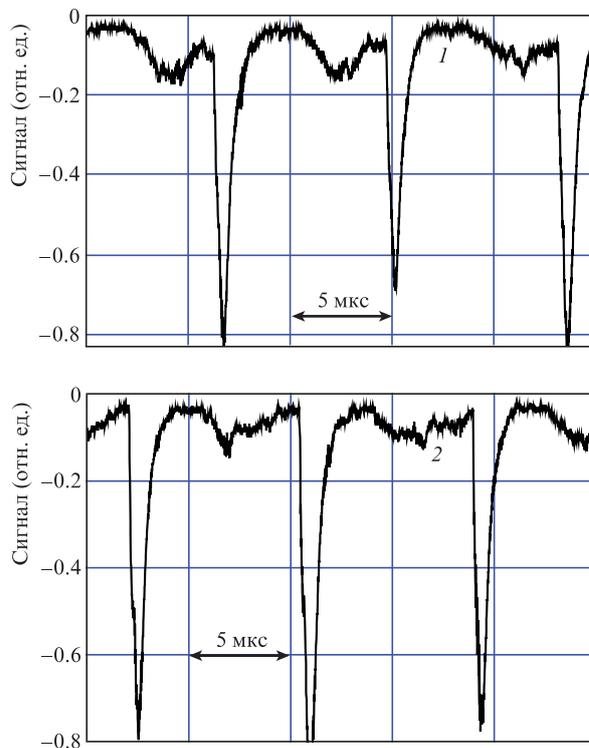


Рис.7. Осциллограммы импульсов свечения областей теплового следа, находящихся на расстояниях 8 (1) и 13 мм (2) от плазмоида, при частоте следования импульсов 120 кГц и давлении в форкамере 8 атм.

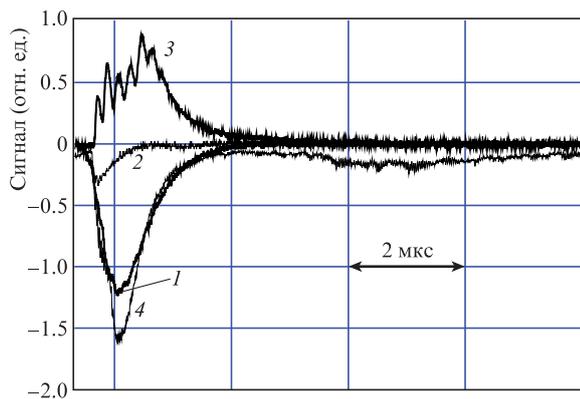


Рис.8. Осциллограммы оптических сигналов: падающего (1) и прошедшего (2) лазерного излучения, света от плазмоида (3) и излучения теплового следа (4).

ются в световой шнур, промодулированный на частоте лазерных импульсов.

На рис.8 приведены осциллограммы всех световых сигналов, сопровождающих работу системы. Осциллограммы 1 и 2 соответствуют падающему и прошедшему через плазмид лазерному излучению, осциллограмма 3 отвечает свету непосредственно от плазмоида, зарегистрированному с помощью фотозлемента ФК-22 (см. рис.1) с высоким временным разрешением (~ 5 нс), а осциллограмма 4 – сигналу с ФЭУ излучения теплового следа. Видно, что сигнал с ФЭУ, сглаживая высокочастотные колебания, хорошо описывает основную форму импульса свечения плазмы. Измерения мощностей падающего и прошедшего лазерного излучения позволили определить аналогичным используемому в работах [9–11] методом коэффициент поглощения излучения в плазмиде, который оказался равным 70%, т.е. близким к измеренным ранее на более низкой частоте. В работе [11] было показано, что отражение и рефракция в процессе формирования плазмы малы.

4. Обсуждение результатов

Создание квазинепрерывного высокоэнтальпийного теплового следа низкой плотности имеет очень большое значение для обеспечения более эффективного управления сверхзвуковым потоком воздуха, поскольку этот след имеет ряд преимуществ по сравнению с дискретным импульсно-периодическим. В частности, это открывает возможности более эффективного поглощения энергии высокочастотных генераторов, управления структурой ударных волн, управления процессом контролируемого горения в сверхзвуковом потоке и т.п. Рассмотрим условия создания квазинепрерывного теплового следа низкой плотности более подробно.

Прежде всего необходимо отметить, что создание плазменного облака сопровождается формированием ударной волны в окружающем газе. Эта волна догоняет ранее созданную каверну и воздействует на нее. Наши измерения позволяют сделать вывод о том, что такое воздействие не приводит к существенному разрушению теплового следа. При низкой частоте следования импульсов ударная волна сильно ослабевает, и ее воздействие на свечение каверны не наблюдается (см. рис.4). При высокой частоте (см. рис.6), когда каверны сливаются, имеют место колебания интенсивности свечения, которые можно

интерпретировать как деформацию облака горячего газа. Однако и в этом случае четко видны отдельные сгустки светящегося горячего газа, т.е. быстрого разрушения облаков не происходит.

Формирование отдельного плазмоида хорошо описывает теория точечного взрыва с учетом противодействия, которая детально описана в работах [16, 18]. Оценку радиуса R_0 сферической каверны на стадии ее квазистационарного остывания проведем аналогично [17] по формуле

$$R_0 = \left[\frac{3AQ}{4\pi(W_\tau + W_\infty)} \right]^{1/3},$$

где Q – энергия отдельного импульса; A – коэффициент поглощения излучения лазера в плазме; $W_\tau \approx 0.5$ Дж/см³ – избыток концентрации тепла в каверне на стадии ее изобарического остывания [18, 19, 21]; W_∞ – энтальпия невозмущенного газа. В нашем случае при средней мощности лазерного излучения 4 кВт, частоте следования импульсов 120 кГц и коэффициенте поглощения $A = 0.7$ получим $R_0 \approx 3.3$ мм, что близко к наблюдаемому в эксперименте.

Используя соотношения $f_{\text{crit}} = V/d$, $d = 2R_0 = BQ^{1/3}$ и $P_{\text{crit}} = Qf_{\text{crit}}$, находим связь критической мощности лазерного излучения P_{crit} , частоты следования импульсов f_{crit} и скорости сверхзвукового потока V , при которых обеспечивается объединение каверн: $P_{\text{crit}} \approx V^3/(B^3f_{\text{crit}}^2)$. Здесь использовалось $B = \text{const}$. Таким образом, увеличение средней мощности не позволяет существенно увеличить скорость потока. Для обеспечения слияния каверн, например, при увеличении скорости в два раза (до 1000 м/с) понадобилось бы увеличение мощности в восемь раз. Перспективнее увеличивать частоту следования импульсов. При этом параметры отдельного импульса (в частности, пиковая мощность) должны обеспечивать эффективное формирование плазмы [9]. Это стимулирует исследование энергетических характеристик CO_2 -лазеров с высокими частотами следования импульсов (100 кГц и более) и релаксационных процессов в активных средах этих лазеров.

5. Заключение

На основе приведенных экспериментальных результатов можно сделать следующие выводы:

1. Впервые для ОПР оптическим методом зарегистрированы устойчивые дискретные объекты – каверны низкой плотности, движущиеся вместе с потоком.
2. Измерены скорости теплового следа, возникающего в сверхзвуковом потоке при воздействии на него ОПР.
3. Получено, что каверны низкой плотности при частотах следования импульсов 90–120 кГц объединяются в единую плазменную струю.

1. Ellinwood J.W., Mirels H. *Appl. Opt.*, **14**, 2238 (1975).
2. Ахманов С.А., Руденко О.В., Федорченко А.Т. *Письма в ЖТФ*, **5**, 934 (1979).
3. Bagayev S.N., Grachev G.N., Ponomarenko A.G., Smirnov A.L., Demin V.N., Okotrub A.V., Baklanov A.M., Onischuk A.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6732**, 6732062 (2007).
4. Зудов В.Н., Грачев Г.Н., Крайнев В.Л., Смирнов А.Л., Третьяков П.К., Тушкин А.В. *Физика горения и взрыва*, № 2, 144 (2013).
5. Третьяков П.К., Грачев Г.Н., Иванченко А.И., Крайнев В.Л., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н. *Докл. РАН*, **336**, 466 (1994).
6. Багаев С.Н., Грачев Г.Н., Пономаренко А.Г., Смирнов А.Л., Демин В.Н., Око́труб А.В., Бакланов А.М., Онишук А.А. *Наука и нанотехнологии* (Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2007, с. 123).

7. Тищенко В.Н., Грачев Г.Н., Павлов А.А., Смирнов А.Л., Павлов А.А., Голубев М.П. *Квантовая электроника*, **38**, 82 (2008).
8. Тищенко В.Н., Аполлонов В.В., Грачев Г.Н., Гулидов А.И., Запрягаев В.И., Меньшиков Я.Г., Смирнов А.Л., Соболев А.В. *Квантовая электроника*, **34**, 941 (2004).
9. Малов А.Н., Оришич А.М., Шулятьев В.Б. *Квантовая электроника*, **41**, 1027 (2011).
10. Малов А.Н., Оришич А.М. *Письма в ЖТФ*, **38**, 32 (2012).
11. Малов А.Н., Оришич А.М. *Квантовая электроника*, **42**, 843 (2012).
12. Гаранин А.Ф., Третьяков П.К., Чиркашенко В.Ф., Юдинцев Ю.Н. *Изв. РАН. Сер. Мех. жидк. газа*, № 5, 186 (2001).
13. Райзер Ю.П. *Лазерная искра и распространение разрядов* (М.: Наука, 1980).
14. Борзов Ю.В., Михайлов В.М., Рыбка И.В., Савищенко Н.П., Юрьев А.С. *Инж.-физ. журн.*, **66**, 515 (1994).
15. Буфетов И.А., Прохоров А.М., Федоров В.Б., Фомин В.К. *ДАН СССР*, **261**, 586 (1981).
16. Зворыкин В.Д., Ионин А.А., Левченко А.О., Месяц Г.А. и др. *Квантовая электроника*, **43**, 339 (2013).
17. Кабанов С.Н., Маслова Л.И., Терехова Т.А., Трухин В.А., Юров В.Т. *ЖТФ*, **60**, 37 (1990).
18. Кононенко В.В., Кононенко Т.В., Пашинин В.М., Конов В.И. *Квантовая электроника*, **43**, 356 (2013).
19. Коробейников В.П. В сб.: *Труды ордена Ленина Математического института имени В.А.Стеклова* (М.: Наука, 1973, с. 268).
20. Авилова И.В., Биберман Л.М., Воробьев В.С. и др. *Оптические свойства горячего воздуха* (М.: Наука, 1962, с. 320).
21. Предводителев А.С., Ступоченко Е.В., Плешаков А.С. и др. *Таблицы термодинамических функций воздуха* (М.: изд-во Вычислительного центра АН СССР, 1970, с. 320).