

Мощный импульсно-периодический CO₂-лазер с механической модуляцией добротности и его применение для исследований в аэродинамических установках

А.Н.Малов, А.М.Оришич, В.Б.Шулятьев

Рассматривается новый способ организации импульсно-периодического режима генерации CO₂-лазера с механической модуляцией добротности за счет использования самофильтрующего резонатора и применения во внутррезонаторном модуляторе двух вогнутых цилиндрических зеркал равной кривизны. Выполненные экспериментальные исследования энергетических и временных характеристик лазерного излучения показали, что созданный лазер имеет высокий КПД, близкий к КПД непрерывного лазера. Получены средняя и импульсная мощности 4.5 и 200 кВт соответственно. Продемонстрирована возможность оптического пробоя сверхзвукового широкоапертурного потока воздуха для широкого диапазона газодинамических характеристик. Исследован коэффициент поглощения лазерного излучения в плазме оптического пробоя сверхзвукового потока воздуха и получено его значение, достигающее 60%. Впервые установлено, что пороговая плотность воздуха, соответствующая резкому возрастанию коэффициента поглощения, равна 1.8–2 кг/м³ и не зависит от числа Маха $M = 1.7–3.7$.

Ключевые слова: мощный импульсно-периодический CO₂-лазер, механическая модуляция добротности, сверхзвуковой поток воздуха, оптический пробой воздуха, коэффициент поглощения плазмы.

1. Введение

Создание мощных лазеров, работающих в импульсно-периодическом режиме с частотами следования импульсов до 100 кГц и импульсной мощностью, существенно (примерно в 100 раз) превышающей среднюю, позволяет значительно расширить область применения лазерного излучения, увеличить эффективность его использования и реализовать качественно новые эффекты. Перспективным направлением является применение лазерного излучения для воздействия на сверхзвуковой поток газа [1, 2], а также для аэрокосмических приложений [3, 4]. Ввод излучения в газовый поток можно осуществить с помощью непрерывного оптического разряда (НОР), предложенного Ю.П.Райзером [5]. Однако проведенные исследования показали, что такой разряд не может быть сформирован при скоростях потока, превышающих несколько десятков метров в секунду [6, 7]. В [8] был получен оптический пульсирующий разряд (ОПР), который зажигался в фокусе пучка излучения импульсно-периодического CO₂-лазера в сверхзвуковой струе аргона. Влияние такого разряда на поток аналогично воздействию на него НОР. Для создания ОПР в сверхзвуковых потоках воздуха при проведении опытов в реальных аэродинамических сверхзвуковых трубах необходимы мощности излучения, на порядок превышающие мощность лазера, используемого в экспериментах с аргоном. Создание такого лазера открывает перспективу изучения ОПР в воздухе при числе Маха $M > 1$ [9].

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

Поступила в редакцию 16 июня 2011 г., после доработки – 4 августа 2011 г.

Успешно развиваемым направлением, связанным с получением мощного импульсно-периодического излучения, является применение оптико-механической модуляции потерь в резонаторе CO₂-лазера. В работе [10] использовалась модуляция коэффициента усиления активной среды методом самоинжекции излучения в неустойчивый резонатор. Показана возможность перевода мощного широкоапертурного CO₂-лазера в импульсно-периодический режим. Однако генерируемое излучение имело вид пакета импульсов с большим разбросом значений пиковой мощности, которые в 6.5–11 раз превышали среднюю мощность.

Перспективным представляется метод создания импульсно-периодического режима генерации CO₂-лазера [8], основанный на использовании самофильтрующего резонатора. Этот резонатор [11, 12] является конфокальным резонатором, состоящим из двух софокусных сферических зеркал разной кривизны, в общей фокальной плоскости которых расположено кольцевое выходное зеркало с отверстием связи. Из-за высокой степени дискриминации высших мод по потерям в резонаторе надежно выделяется низшая мода. В [8] блок модуляции, собранный на основе сферических зеркал и вращающегося диска, и сферическое зеркало резонатора находятся вне лазера. Получен стабильный импульсно-периодический режим генерации со средней мощностью до 3 кВт.

Цель настоящей работы – исследование нового способа организации импульсно-периодического режима генерации CO₂-лазера с самофильтрующим резонатором, основанного на применении во внутррезонаторном модуляторе двух вогнутых цилиндрических зеркал равной кривизны. Это позволило снизить время включения добротности, или время открывания пучка затвором, и получить мощный лидирующий пик в импульсе излучения при средней мощности до 5 кВт без какого-либо воздействия излучения на диафрагму модулятора. Показана перспективность созданного источника излучения для зажигания

ОПР в сверхзвуковом потоке воздуха. Впервые проведено детальное исследование закономерностей поглощения энергии в потоках при числах Маха $M = 1.7-3.7$, измерены коэффициенты поглощения в зависимости от плотности и скорости воздуха.

2. Экспериментальная установка

Импульсно-периодический CO_2 -лазер с механической модуляцией добротности был создан на основе непрерывного CO_2 -лазера с конвективным охлаждением рабочей среды [13]. Использовался самофильтрующий неустойчивый резонатор (рис.1), образованный сферическими зеркалами 31, 32 и выходным зеркалом В. Плоские поворотные зеркала П1 и П2 на рис.1 схематично обозначают, что в лазере применяется многопроходный резонатор (восемь проходов) с суммарной длиной 12 м. В этом случае обеспечивается эффективный съем энергии CO_2 -лазера с активной средой размером $100 \times 6 \times 10$ см (используется «двухэтажная» система возбуждения с межэлектродным расстоянием 6 см, длиной активной среды 100 см и ее размером вдоль потока ~ 10 см). В самофильтрующем неустойчивом резонаторе имеется плечо обратной связи длиной $f_2 = f_{21} + f_{22} + f_{23}$ (рис.1). В этом плече, длина которого в данном варианте резонатора равна 2 м, пучок имеет диаметр, в K раз меньший, чем в усилительном плече длиной $f_1 = f_{11} + f_{12} + f_{13}$ ($K = f_1/f_2 = 4.25$ – коэффициент увеличения резонатора). Мощность излучения в пучке обратной связи примерно в $K^2/2 - 1$ раз меньше мощности в выходном пучке. На рис.1 схематично отражено, что часть пути в плече обратной связи излучение проходит по активной среде. Малый диаметр пучка и меньшая мощность делают плечо обратной связи удобным для установки в нем элементов управления характеристиками излучения, в частности модулятора добротности резонатора. В качестве такого устройства был выбран механический модулятор (вращающийся диск с прорезями) [9].

Для получения мощного лидирующего пика в импульсе необходимо уменьшать время включения добротности, или время открывания затвора. Для уменьшения размера пучка в плече обратной связи в месте расположения диска установлен телескоп, составленный из двух вогнутых цилиндрических зеркал Ц1, Ц2 равной кривизны. Параметры телескопа выбирались такими, чтобы при двойном проходе по телескопу вносимые им искажения в распределение поля в пучке были пренебрежимо малы.

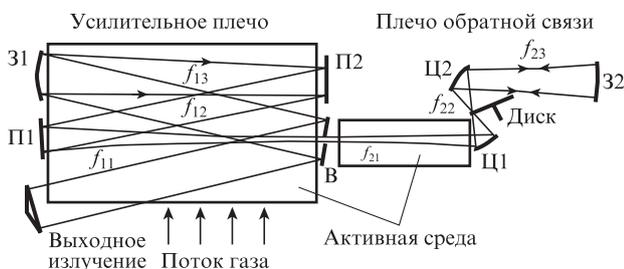


Рис.1. Схематическое изображение самофильтрующего резонатора с внутрирезонаторным цилиндрическим телескопом и диском модулятора:

31, 32, В, П1, П2 – зеркала многопроходного резонатора; Ц1, Ц2 – зеркала цилиндрического телескопа; f_{13} – расстояние между центрами зеркал 31 и П2, f_{12} – между центрами П1 и П2; f_{11} – между центрами П1 и В; f_{23} – между центрами Ц2 и 32, f_{22} – между центрами Ц1 и Ц2, f_{21} – между центрами В и Ц1.

Для фильтрации пучка фильтрующая диафрагма должна находиться в фокусе малого сферического зеркала 32 резонатора, т.е. должно выполняться условие $L_{\text{eq}} = f_2$, где L_{eq} – эквивалентная длина малого плеча, а f_2 – фокусное расстояние малого сферического зеркала. При наличии в малом плече цилиндрического телескопа эквивалентная длина имеет разные значения в тангенциальной (в направлении вдоль пучка и параллельно образующей цилиндра) и сагиттальной (в направлении вдоль пучка и перпендикулярно образующей цилиндра) плоскостях. Пучок в сагиттальной плоскости фокусируется, а в тангенциальной – нет: $L_{\text{eq}} = L$ в тангенциальной плоскости и $L_{\text{eq}} = L - 2f$ в сагиттальной. Здесь L – физическая длина малого плеча, а f – фокусное расстояние цилиндрического зеркала телескопа. При разных эффективных длинах условия фильтрации и качество пучка будут разными для разных плоскостей. Для уменьшения этого различия и приближения условий фильтрации к оптимальным следует выбирать длину малого плеча равной $L - f$, а расстояние f делать по возможности меньшим. Однако с уменьшением f возрастает чувствительность телескопа к точности настройки. Если же иметь в виду условия, при которых ширина перетяжки пучка в фокусе цилиндрического телескопа минимальна, то величина f должна иметь некоторое оптимальное значение, определяемое балансом дифракции и геометрических aberrаций.

Таким образом, внутрирезонаторный телескоп должен удовлетворять следующим условиям: малый размер перетяжки пучка в сагиттальной плоскости, минимальная разность оптических длин малого плеча резонатора для тангенциальной и сагиттальной плоскостей, минимальные фазовые искажения пучка при проходе через телескоп в прямом и обратном направлениях, приемлемая чувствительность к изменению параметров – углов падения и расстояния между зеркалами телескопа.

Оптимизация телескопа проводилась с использованием программы для расчета оптических систем ZEMAX. Из расчетов следует, что в фокальной плоскости телескопа создается протяженная перетяжка, длина которой равна 8 мм (диаметр нефокусированного пучка), а поперечный размер определяется радиусами кривизны зеркал телескопа и составляет ~ 200 мкм. Фокусное расстояние f зеркал цилиндрического телескопа выбрано равным 50 мм. При этом относительное изменение эквивалентной длины малого плеча составляет ~ 0.03 , что не приводит к значительному различию в качестве лазерного пучка в тангенциальной и сагиттальной плоскостях.

Для уменьшения потерь в резонаторе и реализации технологичности установки узлы модуляции установлены внутри лазерного модуля. Внешний вид узла модуляции показан на рис.2. Видны диск модулятора, высокоскоростной двигатель и юстировочные узлы. Особенностью предлагаемой конструкции является то, что впервые узел модуляции расположен внутри рабочего объема лазера, и установка может рассматриваться как мощный технологический импульсно-периодический лазер.

3. Исследование энергетических и временных характеристик лазера

Формирование импульса генерации начинается при включении добротности резонатора. За время между импульсами генерации, когда диск перекрывает ось резонатора, а через активную среду течет ток накачки, проис-



Рис.2. Внешний вид узла модуляции.

ходят возбуждение верхнего лазерного уровня, спонтанная релаксация нижнего лазерного уровня и аккумуляция на лазерном переходе энергии электрического разряда. При открывании оси резонатора начинает формироваться импульс излучения. Инверсная населенность в этом случае значительно превышает стационарное значение. Эксперименты проводились в CO₂-лазере с конвективным охлаждением газа и накачкой поперечным разрядом [13]. Скорость газа составляла ~50 м/с и была направлена перпендикулярно оси разряда. Характерный размер области разряда в направлении потока был равен ~100 мм. При типичной частоте следования импульсов 50 кГц за время между импульсами (20 мкс) газ перемещался на расстояние ~1 мм, и в формировании импульса излучения принимала участие среда, разные области которой находились в разных стадиях возбуждения (схема резонатора лазера – многопроходная, см. рис.1).

Средняя мощность излучения на выходе лазера измерялась стационарным калориметрическим измерителем NOVA 2 с предельной измеряемой мощностью до 5 кВт. Фотодиод ФСГ 22-3А1 использовался для контроля временной зависимости интенсивности падающего на плазму и прошедшего через нее лазерного излучения. С помощью вакуумного фотоэлемента ФЭК 22 выполнялись измерения интенсивности свечения плазмы оптического пробоя.

Осциллограмма импульса генерации (рис.3) имеет характерный передний пик и квазистационарное плато. Расчет импульсной мощности проводился следующим образом. Сначала определялась энергия в отдельном импульсе путем деления средней мощности на частоту следования импульсов. Последующие вычисления проводились методом численного интегрирования осциллограммы. Из рис.3 следует, что импульсная мощность достигает ~200 кВт при

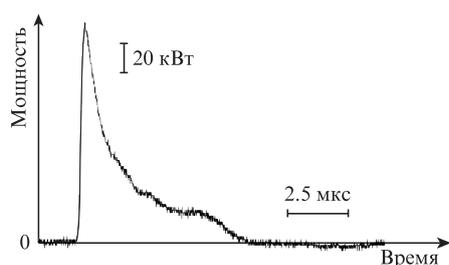


Рис.3. Осциллограмма импульса генерации. Диск модулятора имел 120 щелей шириной 1 мм. Смесь CO₂:воздух = 1:5. Частота следования импульсов 54 кГц.

длительности пика на полувысоте не более 500 нс. Полная длительность импульса излучения в квазистационарной фазе (плато) с мощностью, примерно равной удвоенной мощности в непрерывном режиме (средняя мощность 4.5 кВт), составляет не менее 5 мкс.

Система модуляции добротности дает возможность изменять в широких диапазонах частоту следования импульсов и их скважность, а также форму импульса генерации за счет изменения частоты вращения диска, ширины щели, количества щелей и состава смеси рабочих газов. В работе использовались диски с количеством щелей 40, 120, 300, 400, что позволило получить максимальную частоту следования импульсов 80 кГц при частоте вращения диска 200 Гц.

На рис.4 для созданного лазера приведены зависимости средней мощности генерации и КПД в непрерывном и импульсно-периодическом режимах от мощности разряда. Увеличение частоты модуляции приводит к асимптотическому приближению средней мощности в импульсно-периодическом режиме к мощности в непрерывном режиме. При максимальной частоте, при которой выполнялись эксперименты (80 кГц), различие мощностей составляло ~0.8 кВт, а различие в КПД – около 1%. Результаты исследования зависимости средней и импульсной мощностей генерации лазера от частоты следования импульсов приведены на рис.5. Видно, что средняя мощность растет с ростом частоты. Однако если для мощного энергетического воздействия на сверхзвуковой поток воздуха большое значение имеет средняя мощность, то для зажигания разряда принципиальную роль играют скорость нарастания и максимальное значение пиковой мощности генерации [14]. Эксперименты показали, что минимальная длительность переднего фронта импульса достигается при максимальной частоте вращения дисков и практически не зависит от количества щелей. Длительность фронта изменяется от 130 нс при частоте вращения диска 180 Гц до 240 нс при частоте вращения 20 Гц. Однако из рис.5,а видно, что существует оптимальная частота следования импульсов, соответствующая максимальной пиковой мощности.

Таким образом, для высокоэффективного зажигания разряда, т.е. для получения максимальных средней и пиковой мощностей при минимальной длительности переднего фронта импульса необходимо использовать оптимальный режим работы лазера с частотой следования им-

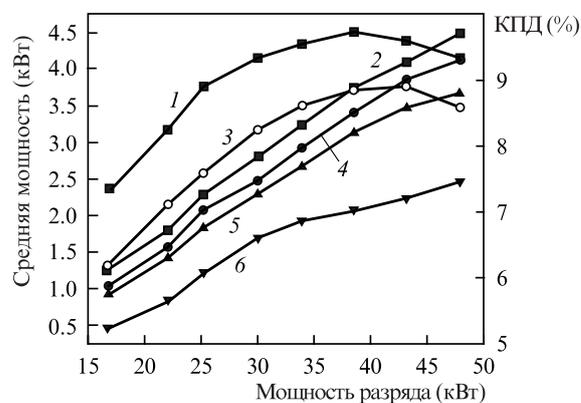


Рис.4. Зависимости КПД (1,3) и средней мощности генерации (2,4–6) в непрерывном (1,2) и импульсно-периодическом (3–6) режимах от мощности разряда для смеси CO₂:воздух:He = 1:7:8. Частота следования импульсов 54 (3,4), 21 (5) и 7.2 кГц (6).

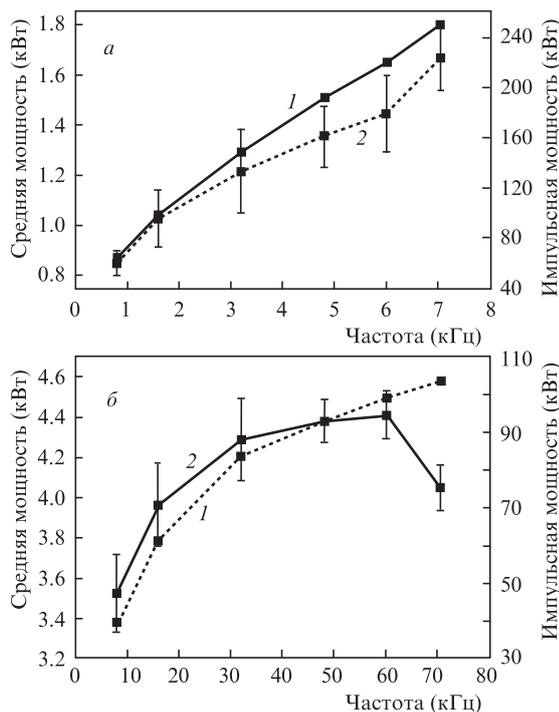


Рис.5. Зависимости средней (1) и импульсной (2) мощностей генерации лазера от частоты следования импульсов для смеси CO_2 : воздух: He = 1:7:8. Диск модулятора имел 40 щелей шириной 1 мм (а) и 400 щелей шириной 0.5 мм (б).

пульсов ~ 40 кГц, максимальной частотой вращения диска ~ 180 Гц и количеством щелей 200–300.

4. Исследование оптического пробоя в сверхзвуковых потоках воздуха

Исследование оптического разряда проводилось на двух установках. Для изучения усредненной структуры и характеристик сверхзвукового течения при наличии оптической искры применялась малоразмерная аэродинамическая труба, позволяющая реализовать однородный поток воздуха в диапазоне чисел Маха $M = 2-7$. С помощью быстродействующего клапана осуществлялось импульсное истечение запасенного в баллонах сжатого воздуха в газодинамический тракт установки. При запуске установки на выходе из профилированного сопла диаметром 100 мм в течение ~ 1.5 с реализовался квазистационарный сверхзвуковой поток [9].

Для исследования закономерностей поглощения энергии в газе использовалась вторая установка, в которой формировалась сверхзвуковая струя газа, распространяющаяся в свободном пространстве (рис.6). На фотографии видны шарообразное свечение плазмы оптического разряда и тепловой след. Установка состояла из подводящего трубопровода диаметром 15 мм, соединенного гибким шлангом с форкамерой и коническим соплом. Полное давление потока измерялось в форкамере. Эксперименты выполнялись при максимальном давлении в форкамере 1.8 МПа. Для конического сопла с углом раскрытия 13° при диаметре среза 10 мм и диаметре критического сечения 8 мм геометрическое число Маха было равно 1.9. При этом расход газа составлял 2–4 кг/с.

Для проведения визуальных наблюдений процесса формирования плазмы в сверхзвуковом потоке и создава-

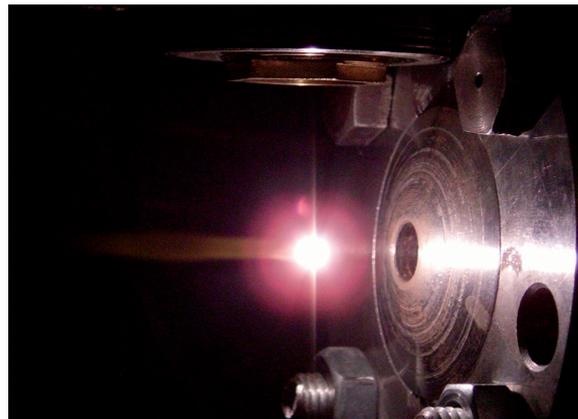


Рис.6. Внешний вид установки для исследования сверхзвуковой струи газа, распространяющейся в свободном пространстве.

емого ею теплового следа установка была оснащена системой оптической диагностики. Эта система включает в себя оптическую приставку к теньвым приборам на базе адаптивных визуализирующих транспарантов, разработанных в ИТПМ СО РАН [15], в комплекте с коллиматором на базе телескопов ТАЛ-100R и скоростную видеокамеру с временем экспозиции ~ 1 мс. Источником зондирующего излучения служил непрерывный лазер с диодной накачкой на длине волны 532 нм.

Излучение лазера через линзу из ZnSe с фокусным расстоянием 63 мм падало на ось сверхзвуковой струи перпендикулярно потоку газа. Диаметр пятна излучения в фокусе линзы составлял 100–150 мкм, что обеспечивало пиковую интенсивность в оптимальном режиме работы лазера $(7-15) \times 10^8$ Вт/см². Лазерное излучение на выходе из струи и зоны плазмообразования поглощалось калориметрическим измерителем мощности NOVA 2 с предельной измеряемой мощностью 5 кВт.

На рис.7 приведена теньвая фотография оптического разряда в сверхзвуковом потоке при числе Маха $M = 2.0$, частоте следования импульсов 54 кГц и средней мощности излучения лазера 3.2 кВт. Перед областью оптического разряда формируется головная ударная волна, такая же, как и от затупленного твердого тела. За плазмой имеется тепловой след, конфигурация которого изменяется вниз по потоку. Максимальный поперечный размер плазмоида составляет 5–6 мм. Важно отметить, что каждый кадр получен при усреднении по ~ 20 импульсам (время между импульсами 20 мкс). Следовательно, несмотря на периодический характер вклада энергии и высокую скорость рекомбинации плазмы в воздухе, наблюдается квазистационарная структура течения газа.

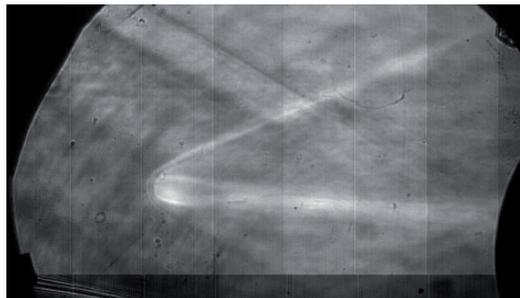


Рис.7. Теньвая фотография оптического разряда в сверхзвуковом потоке.

Для использования квазинепрерывного оптического разряда в качестве способа дистанционного ввода энергии в потоки воздуха, в том числе и сверхзвуковые, большое значение имеет коэффициент поглощения излучения внутри плазмодного образования. Измерение поглощенной в сверхзвуковом потоке энергии проводилось при зажигании разряда в свободной струе воздуха.

Поглощение излучения CO₂-лазера в плазме оптического разряда можно оценить с помощью комплексной диэлектрической проницаемости $\epsilon' = \epsilon + i\sigma$, где

$$\epsilon(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \nu^2\omega^2}; \quad \sigma(\omega) = \frac{\omega_p^2\nu\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \nu^2\omega^2};$$

$\omega_p^2 = 4\pi e^2 N_e / m$ – квадрат плазменной частоты; ω_0 – резонансная частота; ν – частота столкновения электронов с нейтральными частицами. Для свободных электронов ($\omega_0 = 0$ и $\omega \gg \nu$) получаем $\epsilon(\omega) = 1 - \omega_p^2/\omega^2$ и $\sigma(\omega) = \omega_p^2\nu\omega/\omega_0^4 = 4\pi e^2 N_e \nu \omega / (m\omega_0^4)$, т.е. поглощение возрастает с увеличением концентрации электронов N_e . Однако излучение проникает в плазму при условии $\omega_p^2/\omega^2 \leq 1$. Таким образом, при заданной частоте излучения ω проникновение его в плазму ограничено условием $4\pi e^2 N_e / (m\omega^2) \approx 1$. Для CO₂-лазера ($\lambda = 10.6$ мкм) критическое значение N_e равно $\sim 10^{19}$ см⁻³. Согласно данным [14] необходимые параметры плазмы с концентрацией электронов $N_e \sim 10^{19}$ см⁻³ для неподвижного воздуха могут быть получены при плотности мощности 5×10^8 Вт/см² и концентрации молекул $\sim 3 \times 10^{19}$ см⁻³. Такие значения N_e предполагают работу при атмосферном давлении газа и выше, т.к. при давлении ниже атмосферного трудно обеспечить степень ионизации в плазме оптического разряда, близкую к 100%.

Теневая фотография течения при давлении в форкамере 1.5 МПа в отсутствие плазмы приведена на рис.8,а. Структура течения при оптическом пробое показана на рис.8,б. Измерения коэффициента поглощения проводились в пределах так называемой первой бочки сверхзвуковой струи вдоль ее оси на разных расстояниях от среза сопла. В этом случае процессы взаимодействия лазерного излучения со сверхзвуковым потоком идентичны таковым для малоразмерной аэродинамической установки.

На рис.9 приведены осциллограммы импульсов падающего и прошедшего лазерного излучения и свечения плазмы в сверхзвуковом потоке воздуха. Видно, что на фронте мощного лазерного импульса в течение 50–70 нс от его начала происходит пробой газа и появление свечения плазмы. При этом начинается эффективное поглощение лазерного излучения, сопровождающееся значительным снижением его интенсивности. Интересно, что временная зависимость интегральной интенсивности свечения плазменной искры является немонотонной, т.е. имеет два максимума, которые обусловлены, по-видимому, динамикой искры и изменением условий распространения света (просветлением плазмы).

Параметры потока при истечении его в окружающую атмосферу определялись при численном решении уравнений Навье–Стокса с помощью программного комплекса FLUENT. Возможности численного моделирования и сравнение его результатов с результатами эксперимента детально обсуждались в литературе (см., напр., [16]). Расчеты проведены для ряда давлений воздуха в форкамере p (0.8, 1.15 и 1.5 МПа) и соответствующих им режимов «недо-расширения». Параметры потока при промежуточных давлениях определялись интерполяцией расчетных данных.

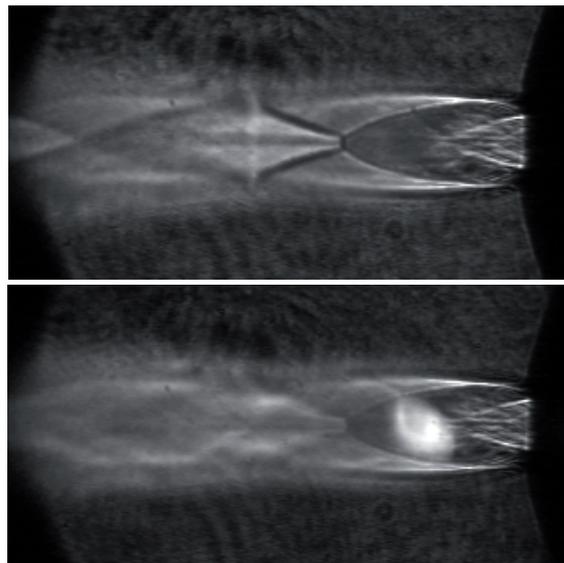


Рис.8. Теневые фотографии сверхзвукового течения в отсутствие плазмы (а) и структур течения при оптическом пробое (б). Давление в форкамере 1.5 МПа.

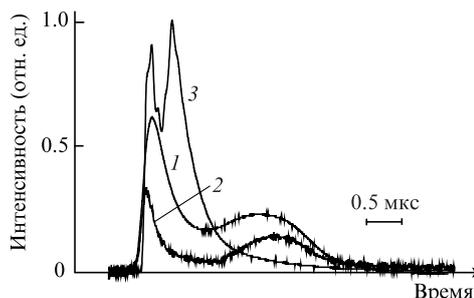


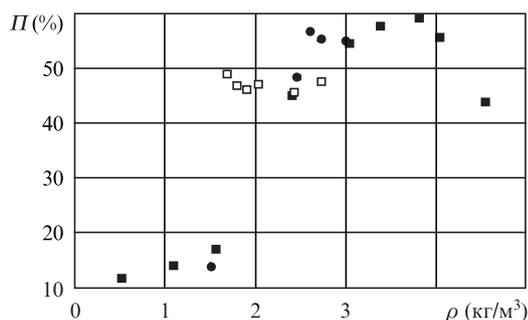
Рис.9. Осциллограммы импульсов падающего (1) и прошедшего (2) лазерного излучения и свечения плазмы в сверхзвуковом потоке воздуха (3).

В табл.1 приведены рассчитанные значения плотности ρ , числа Маха M и скорости V вдоль оси потока воздуха на различных расстояниях x от среза сопла, а также коэффициенты поглощения Π лазерного излучения, измеренные в различных точках на оси струи.

На рис.10 данные табл.1 представлены в виде зависимости коэффициента поглощения от плотности газа. Они позволяют сделать вывод о существовании диапазона плотностей газа, а точнее, некоторой минимальной плотности воздуха, после достижения которой наблюдается эффективное поглощение лазерной энергии в плазме оптического пробоя в сверхзвуковом потоке воздуха. Эта плотность в нашем случае составляет $1.8\text{--}2$ кг/м³ (концентрация 10^{19} см⁻³) и находится в хорошем соответствии с проведенными выше оценками. Важно отметить, что критическая плотность не зависит от режима формирования потока при давлениях в форкамере 0.8–1.5 МПа. Несмотря на большую скорость газа (500–650 м/с) и большие числа Маха (1.8–3.7), можно полагать, что во всем диапазоне измеряемых величин эффективность поглощения энергии определяется в основном плотностью воздуха. Иными словами, при заданных средней мощности и длине волны излучения существует минимальная плотность сверхзвукового воздушного потока, при которой реализуется максимальное поглощение энергии в плазме оптического пробоя.

Табл.1.

ρ (кг/м ³)	M	V (м/с)	Π (%)	x (мм)	p (МПа)
4.95	1.85	486	43.8	3	1.5
4.72	1.92	497	55.6	3.5	
4.18	1.99	508	59.8	5	
3.62	2.12	532	57.7	7	
3.17	2.24	540	54.6	9	
2.77	2.36	555	45.1	11	
2.1	2.61	580	17	13	
1.43	2.96	609	13.8	15	
0.66	3.71	654	11.7	20	
3.47	1.95	502	55	4.5	
3.1	2.05	516	55.3	6	
2.87	2.12	525	56.7	7	
2.7	2.18	533	48.3	8	
2.05	2.42	561	13.8	12	
2.7	1.85	487	47.7	3	0.8
2.5	1.92	497	45.5	4	
2.31	1.99	507	47.1	5	
2.16	2.05	516	46.1	6	
2	2.12	525	46.8	7	
1.87	2.18	533	49	8	
1.75	2.24	540	41.4	9	
1.63	2.3	547	29.1	10	
1.53	2.36	554	21.8	11	

Рис.10. Зависимости коэффициента поглощения Π от плотности газа ρ для давлений в форкамере 1.5 (■), 1.15 (●) и 0.8 МПа (□).

5. Заключение

В настоящей работе приведены результаты исследования созданного мощного импульсно-периодического CO_2 -лазера с механической модуляцией добротности. Получены

импульсная мощность лазера, превышающая 200 кВт, и средняя мощность до 5 кВт.

Продемонстрирована возможность эффективного оптического пробоя и зажигания ОПР в сверхзвуковом широкоапертурном потоке воздуха для широкого диапазона газодинамических характеристик.

Впервые установлено, что пороговая плотность воздуха в сверхзвуковом потоке, соответствующая резкому возрастанию эффективности поглощения, равна 1.8–2 кг/м³.

Впервые измерен коэффициент поглощения лазерного излучения в плазме оптического пробоя при сверхзвуковом потоке воздуха для широкого диапазона газодинамических параметров. Максимальный коэффициент поглощения составил 60%.

Результаты исследований позволяют определить параметры сверхзвукового течения, обеспечивающего высокий энерговыход в поток и, как следствие, возможность управления структурой такого потока.

1. Борзов В.Ю., Михайлов В.М., Рыбка И.В., Юрьев А.С. и др. *Инж.-физ. журн.*, **66**, 515 (1994).
2. Третьяков П.К., Грачев Г.Н., Иванченко А.И., Крайнев В.Л., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н. *Докл. РАН*, **336**, 466 (1994).
3. Зеркл Д.К., Шварц С., Мертогул Э., Чжэнь С., Криер Х., Мазумдер Дж. *Ракетная техника и космонавтика*, № 11, 3 (1990).
4. Тищенко В.Н., Гулидов А.И. *Письма в ЖЭТФ*, **26**, 77 (2000).
5. Райзер Ю.П. *Письма в ЖЭТФ*, **11**, 195 (1970).
6. Генералов Н.А., Зимаков В.П., Козлов Г.И., Масюков В.А., Райзер Ю.П. *Письма в ЖЭТФ*, **11**, 447 (1970).
7. Генералов Н.А., Захаров А.М., Косынкин В.Д., Якимов М.Ю. *Физика горения и взрыва*, **12**, 91 (1986).
8. Грачев Г.Н., Иванченко А.И., Пономаренко А.Г. *Тезисы докл. междунар. конф. «Оптика лазеров 93»* (С.-Петербург, 1993, с. 130).
9. Малов А.Н., Оришич А.М., Фомин В.М., Внучков Д.А., Наливайченко Д.Г., Чиркашенко В.Ф. *Изв. Томского политехнического ун-та*, **317**, 155 (2010).
10. Аполлонов В.В., Кийко В.В., Кислов В.И., Суздальцев А.Г., Егоров А.Б. *Квантовая электроника*, **33**, 753 (2003).
11. Gobbi P.O., Reali G.C. *Opt. Commun.*, **52**, 195 (1984).
12. Иванченко А.И., Крашенинников В.В., Пономаренко А.Г., Шулятьев В.Б. *Квантовая электроника*, **16**, 305 (1989).
13. Афонин Ю.В., Гольшев А.П., Иванченко А.И., Малов А.Н., Оришич А.М., Филев В.Ф., Печурин В.А., Шулятьев В.Б. *Квантовая электроника*, **34**, 307 (2004).
14. Райзер Ю.П. *Лазерная искра и распространение разрядов* (М.: Наука, 1974).
15. Тищенко В.Н., Грачев Г.Н., Павлов А.А., Смирнов А.Л., Павлов Ал.А., Голубев М.П. *Квантовая электроника*, **38**, 82 (2008).
16. Дулов В.Г., Лукьянов Г.А. *Газодинамика процессов истечения* (Новосибирск: Наука, 1984).