

Измерение параметров нестационарных газовых потоков методом диодной лазерной абсорбционной спектроскопии

М.А.Большов, Ю.А.Курицын, В.В.Лигер, В.Р.Мироненко, А.И.Надеждинский, Я.Я.Понуровский, С.Б.Леонов, Д.А.Яранцев

Разработан абсорбционный спектрометр на основе диодных лазеров для измерения двумерной карты распределения температуры и концентрации паров воды в зонах горения смешивающихся сверхзвуковых потоков топлива и окислителя в условиях однократных пусков. Методика измерения параметров горячих зон горения основана на регистрации нестационарных спектров поглощения паров воды. Конструкция спектрометра позволяет значительно снизить влияние поглощения паров воды на трассе зондирующего лазерного луча вне камеры сгорания. Разработана оптическая схема, позволяющая «сшивать» результаты измерения в разных пусках процесса горения смеси. Предложен новый алгоритм получения информации о температуре смеси путем построения функций корреляции экспериментального спектра со спектрами, смоделированными на основе баз данных. Впервые получена двумерная карта распределения температуры в тестовой камере в условиях плазменно-индуцированного горения смеси этилена и воздуха.

Ключевые слова: абсорбционная спектроскопия, диодный лазер, зондирование газовых потоков, измерение температуры и концентрации.

1. Введение

Для детектирования параметров зон горения в нестационарных газовых потоках широко используется метод диодной лазерной абсорбционной спектроскопии (ДЛАС) [1, 2]. Этот метод активно применяется не только для измерения температуры и парциальных давлений компонентов горения [3–5], но и для исследования каналов протекания газозависимых химических реакций [2]. Данные, полученные методом ДЛАС, дают важную информацию, которая используется при разработке и совершенствовании конструкций современных двигателей [6–9]. Сложность измерений параметров зон горения методом ДЛАС связана как с нестационарным характером горения в потоках горючего и окислителя, так и со значительной неоднородностью зон химических реакций, обусловленной турбулентным характером перемешивания компонентов при прямой инжекции топлива со стенки.

Конкретная реализация метода ДЛАС зависит от параметров зоны горения, основным из которых является полное давление смеси. В случае, когда горение происходит при давлениях, меньших 1 атм, ширины линий тестовых молекул достаточно малы, и, как правило, удается выбрать либо изолированные, либо слабо перекрывающиеся линии поглощения. Наиболее часто в качестве тестовой молекулы выбирается молекула воды, поскольку

H_2O является конечным продуктом сгорания углеводородных компонентов топлива и имеются коммерчески доступные лазерные диоды, работающие в спектральных диапазонах, в которых лежат линии поглощения воды. По концентрации паров воды на финальных стадиях процесса горения судят об эффективности сгорания топлива.

Существуют различные модификации метода ДЛАС, обусловленные спецификой задачи. При наличии достаточно сильных линий поглощения тестовой молекулы используют измерение прямого поглощения из-за относительно простой интерпретации результатов таких измерений [3, 5]. Для измерения температуры регистрируется поглощение на различных линиях тестовой молекулы, отличающихся положением нижнего уровня колебательно-вращательного перехода. Для сравнительно медленных процессов и высоких концентраций компонентов можно считать, что в среде существует термодинамическое равновесие и населенности уровней подчиняются распределению Больцмана. Температуру газа определяют либо из отношения амплитудных значений коэффициентов поглощения, либо, более точно, из отношения интегралов по всему контуру линий.

При диагностике процессов горения в высокоскоростных потоках требуется измерение параметров зоны горения в нестационарных условиях. Характерные времена изменения плотности и температуры в таких потоках составляют 10^{-5} с, что диктует необходимость измерять поглощение за времена порядка десятков микросекунд. Оценки показывают, что если зондируемая толщина зоны горения составляет 1–10 см, то при давлении $P = 0.1–1$ атм требуется измерять относительное изменение интенсивности зондирующего излучения на достаточно низком уровне: $\Delta I/I_0 \sim 10^{-3}$.

В предыдущих публикациях мы сообщали о разработке метода ДЛАС для определения температуры и парциального давления паров воды в различных участках зоны горения смешивающихся сверхзвуковых потоков топлива (водорода или этилена) и окислителя (воздуха) [10, 11].

М.А.Большов, Ю.А.Курицын, В.В.Лигер, В.Р.Мироненко. Институт спектроскопии РАН, 142190 Москва, Троицк, ул. Физическая, 5; e-mail: bolshov@isan.troitsk.ru

А.И.Надеждинский, Я.Я.Понуровский. Институт общей физики РАН им. А.М.Прохорова, Россия, 119991 Москва, ул.Вавилова, 38; e-mail: nad@nsc.gpi.ru

С.Б.Леонов, Д.А.Яранцев. Институт теплофизики экстремальных состояний Объединенного института высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, ул Ижорская, 13/19; e-mail: s.leo@com.ru

Поступила в редакцию 19 июня 2014 г., после доработки – 22 июля 2014 г.

Продемонстрирована работоспособность метода в достаточно жестких условиях диагностики газовой смеси на установке сверхзвукового горения ИАДТ-50 в Объединенном институте высоких температур (ОИВТ РАН).

Серьезными проблемами в этих экспериментах явились существенная невоспроизводимость детального распределения параметров зоны горения от пуска к пуску и влияние поглощения зондирующего лазерного излучения в атмосфере лабораторного воздуха на оптическом пути вне тестовой камеры. Первый фактор затруднял возможность сравнения результатов измерений в разных пусках. Второй фактор приводил к тому, что регистрируемый спектр поглощения паров воды представлял собой наложение достаточно узких линий поглощения паров, находившихся в тестовой камере при давлении 150–400 Тор, и более широких линий паров воды, находившихся при атмосферном давлении вне камеры. Наложение этих спектров существенно усложняло процедуру обработки экспериментальных спектров и в результате увеличивало ошибку определения параметров газовой смеси.

На следующем этапе требовалось разработать методику регистрации пространственного профиля температуры в рабочей камере, информация о котором крайне важна для совершенствования конструкции камеры сгорания и геометрии электродов плазменного генератора.

Цель настоящей работы – разработка нового варианта ДЛАС, пригодного для измерения двумерного (вдоль и поперек газового потока) пространственного распределения параметров нестационарной зоны горения в условиях однократных запусков установки. Для этого пришлось существенно модифицировать оптическую схему спектрометра и разработать систему, позволяющую учитывать изменения параметров горения от пуска к пуску. Кроме того, предложена и реализована дифференциальная схема, позволившая аппаратно уменьшить влияние атмосферной воды на сигнал поглощения. В процессе модернизации были полностью переделаны системы управления диодным лазером и цифровой регистрации аналитических сигналов, а также разработан новый алгоритм вычисления параметров среды в процессе обработки нестационарных спектров поглощения.

2. Основные соотношения

Распространение света через поглощающую среду подчиняется закону Бугера–Ламберта, который в случае малого поглощения имеет вид

$$I(\nu) \approx I_0(\nu) - I_0(\nu) \sum_i \int_0^L S_i(T) g_i(\nu, T, P, n) n(y) dy. \quad (1)$$

Здесь $I(\nu)$ (Вт/см²) – интенсивность монохроматического излучения с частотой ν (см⁻¹) после прохождения через объект длиной L (см), $I_0(\nu)$ – интенсивность падающего монохроматического излучения с частотой ν , S_i (см/мол) – интегральная интенсивность i -ой линии, $g(\nu)$ (см) – форма линии поглощения, $n(y)$ – концентрация поглощающих частиц (мол·см⁻³), P (атм) – полное давление смеси. Под интегральной интенсивностью понимается интегральный коэффициент поглощения, отнесенный к одной молекуле. Интегральная интенсивность линии зависит от температуры T (К), форма линии – от температуры, давления и состава газовой смеси и определяется механизмами уширения.

В случае однородного распределения температуры и концентрации вдоль пути зондирования спектр поглощения имеет вид

$$A(\nu) \approx \frac{I_0(\nu) - I(\nu)}{I_0(\nu)} = \sum_i S_i(T) g_i(\nu, T, P, n) nL. \quad (2)$$

При давлениях, не сильно отличающихся от атмосферного, форма спектральной линии $g(\nu - \nu_0)$ описывается обычно фойгтовским контуром. Типичная величина полуширины линии поглощения при диагностике газовых потоков и пламен составляет $\sim 0.01 - 0.1$ см⁻¹ (0.3–3 ГГц), поэтому одномодовые (одночастотные) диодные лазеры (ДЛ) с шириной линии излучения $\sim 10 - 50$ МГц могут рассматриваться как монохроматические, и уравнения (1), (2) с очень хорошей точностью применимы для интерпретации абсорбционных измерений.

Зависимость силы линии от температуры определяется формулой

$$S(T) = S(T_0) \frac{Q(T_0)}{Q(T)} \times \exp \left[-\frac{hcE''}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right] \left[\frac{1 - \exp(hc\nu/kT)}{1 - \exp(hc\nu/kT_0)} \right], \quad (3)$$

где $Q(T)$ – статистическая сумма, зависящая только от температуры; E'' (см⁻¹) – энергия нижнего квантового состояния, из которого происходит переход.

Отношение сил двух линий является однозначной функцией температуры (отличием второй скобки в (3) от единицы пренебрегаем) и не зависит от концентрации поглощающих частиц:

$$R = \left(\frac{S_1}{S_2} \right)_T = \left(\frac{S_1}{S_2} \right)_{T_0} \exp \left[-\frac{hc\Delta E}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right], \quad (4)$$

где S_1 и S_2 – силы линий для некоторой температуры T_0 ; ΔE – «энергетический зазор» между выбранными состояниями. Таким образом, при одновременном измерении интегрального поглощения на двух линиях можно определить температуру в зондируемом объеме, а зная абсолютную величину поглощения на линии с известными спектроскопическими параметрами, вычислить концентрацию поглощающего компонента.

Силы линий для многих переходов большинства простых молекул при комнатной температуре определены и занесены в базы данных (NITRAN [12], NITEMP [13], SPECTRA [14]). Для произвольной температуры сила линии $S(T)$ может быть вычислена согласно (3).

В настоящей работе эксперименты выполнялись с использованием линий поглощения H₂O с частотами: 7189.200 см⁻¹ ($E'' = 1395$ см⁻¹), 7189.344 см⁻¹ ($E'' = 142$ см⁻¹), 7189.541 см⁻¹ ($E'' = 1255$ см⁻¹), 7189.715 см⁻¹ ($E'' = 2005$ см⁻¹). Выбор этих линий обусловлен значительной разницей в положении нижних уровней переходов и возможностью их регистрации за один импульс сканирования диодного лазера (~ 1 см⁻¹), что принципиально важно для выбранной методики измерения температуры объекта.

3. Экспериментальная установка

Подробное описание состава ДЛАС-спектрометра и конструкции его основных узлов дано в [10]. Здесь мы приведем только общую схему модифицированного ДЛАС-спектрометра и более подробно опишем узлы, подвергшиеся существенной модернизации.

3.1. Оптическая схема

Оптическая схема прибора приведена на рис.1. Излучение ДЛ по одномодовому оптическому волокну подается на первый мультиплексор, в котором происходит его разделение на два канала с соотношением интенсивностей 60%:40%. По первому каналу излучение поступает на оптические блоки, укрепленные на входном фланце измерительной камеры, по второму – на референтный канал (назначение и описание референтного канала приведено ниже). Излучение, направляемое в камеру, делится вторым мультиплексором на два канала с соотношением интенсивностей 50%:50%. По одному каналу (сигнальному) излучение подается на подвижный оптический блок, который может перемещаться по двум координатам; по второму (опорному) – на оптический блок, зафиксированный в определенном положении на камере. Излучение в сигнальном и опорном каналах коллимируется градиентными линзами, проходит через измеряемый объект и затем фокусируется сферическими зеркалами на сигнальный и опорный фотодиоды ФД1 и ФД3, расположенные в приемных блоках на противоположном фланце камеры.

Как уже отмечалось, сложность получения данных о пространственном профиле температуры горячих зон определяется значительными вариациями характеристик процесса горения от пуска к пуску. Связано это со стохастическими процессами смещения топлива с окислителем при прямой инжекции со стенки, случайным характером движения плазменных шнуров в сверхзвуковом потоке и, как следствие, значительными колебаниями в положении фронта пламени. Для получения пространственного профиля температуры в различных зонах горения идеальным решением было бы одновременное (за время одного пуска) зондирование различных областей. Это решение, однако, сопряжено с существенным усложнением оптической схе-

мы, схемы регистрации и обработки данных, а также со значительным удорожанием ДЛАС-спектрометра.

В данной работе за один пуск определялась средняя по оптическому пути температура в одной точке двумерного (2D) профиля (сигнальный канал). Оптический блок, формирующий зондирующий пучок на входном фланце камеры, и оптический блок с приемником излучения на выходном фланце укреплялись на двух координатных подвижках и могли синхронно перемещаться с точностью ~ 0.1 мм. Такая конструкция позволяла добиться совмещения осей зондирующего пучка с оптической осью приемного блока один раз в начале экспериментов, которое сохранялось при синхронном перемещении обоих оптических блоков, так что построение 2D-профиля температуры не требовало дополнительной юстировки.

Опорный канал, введенный в оптическую схему, позволяет учитывать невоспроизводимость условий в разных пусках. Этот канал полностью идентичен измерительному (сигнальному) каналу, однако положение блока формирования пучка ДЛ на входном фланце камеры и положение оптического приемного блока на противоположном фланце жестко зафиксированы. Вся процедура измерения, оцифровки и обработки данных опорного канала полностью идентична таковой в измерительном канале. Основное назначение этого опорного канала заключалось в отбраковке тех пусков, в которых регистрировались слишком большие флуктуации параметров (поток газов, объем впрыска топлива, структура и интенсивность поджигающих разрядов). Кроме того, при небольших разбросах параметров от пуска к пуску сигналы опорного канала использовались для нормировки. За счет этого в значительной степени нивелировалась невоспроизводимость процесса горения в разных пусках.

Двумерный профиль температур в тестируемом объеме формировался в серии измерений при механическом

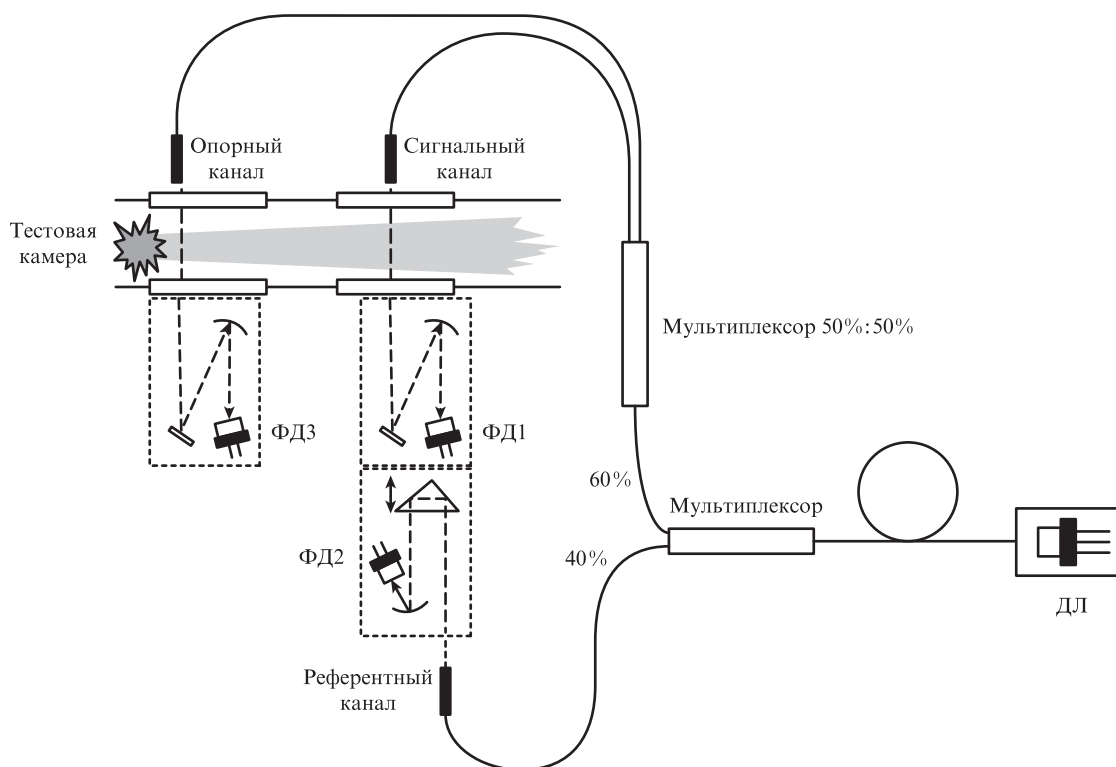


Рис.1. Принципиальная оптическая схема ДЛАС-спектрометра.

перемещении измерительного канала от пуска к пуску. Такой способ измерения не позволяет регистрировать профиль в каждом индивидуальном пуске, но дает возможность получать «сшиваемые» результаты зондирования в разных пусках и за счет этого получать информацию об эффективности процесса горения в разных участках камеры. Такой возможности не было в серии экспериментов, описанных в [10].

3.2. Дифференциальная схема учета внешнего поглощения (оптический блок)

Как отмечалось выше, наличие трудно устранимых участков лабораторного воздуха на пути зондирующего лазерного пучка вне измерительной камеры искажает профиль спектральной линии поглощения и затрудняет процедуру обработки. Полуширина линии поглощения молекулы воды на частоте 7189.344 см^{-1} внутри тестовой камеры при давлении $\sim 300 \text{ Тор}$ и температуре 1000 К составляет $\sim 0.03 \text{ см}^{-1}$, а полуширина этой же линии при атмосферном давлении и комнатной температуре примерно в три раза больше. Таким образом, наличие лабораторного воздуха сильно искажает регистрируемый спектр поглощения. Учет внешнего поглощения при фитинге линий труден из-за необходимости введения дополнительных параметров подгонки, а также из-за неконтролируемого изменения влажности и температуры лабораторного воздуха и трудно определяемой оптической длины внешнего плеча.

Для устранения влияния атмосферной воды обычно используют продувку балластных участков обезвоженным азотом или аргоном, однако полностью удалить пары воды путем продувки не удастся. Применение дифференциальной схемы измерений позволяет существенно ослабить влияние балластных участков без использования продувки.

В данной работе измерение сигнала проводилось в двухлучевой дифференциальной схеме с использованием сигнального и референтного каналов (см. рис.1). Излучение референтного канала коллимировалось короткофокусным объективом, отражалось под углом, близким к 180° , подвижной призмой и фокусировалось сферическим зеркалом на фотоприемник сравнения ФД2. Весь оптический блок референтного канала располагался вблизи камеры. Ни сигнальный, ни референтный оптические блоки не продувались инертным газом. Длина оптической трассы в референтном канале подбиралась равной длине участка поглощения атмосферным воздухом в сигнальном канале путем перемещения отражающей призмы. Введение этого оптического блока позволило снизить вклад атмосферного воздуха вне измерительной юветы в регистрируемые спектры поглощения. О дальнейшем снижении этого вклада см. в разд. 4.1.

3.3. Система управления и регистрации

В настоящей работе, как и в работе [10], использовался ДЛ с распределенной обратной связью (DFB NLK1E5GAA), излучающий в области 1.39 мкм . Излучение лазера выводилось через отрезок одномодового световода (pigtail), конструктивно связанный с полупроводниковой структурой. В отличие от [10], для управления током инжекции и температурой ДЛ, а также для сбора, оцифровки и обработки данных была использована

оригинальная цифровая система управления и обработки данных (СУОД).

Основу разработанной СУОД составляет многоканальная плата ввода-вывода NI USB-6351 [15]. СУОД позволяет варьировать температуру лазерного чипа, стабилизировать ее, а также сканировать частоту излучения ДЛ по закону, задаваемому в цифровом виде.

Поскольку частота излучения диодного лазера зависит от температуры, то нормальная работа прибора требует стабилизации температуры чипа с погрешностью не более 0.001°C . В данной модификации ДЛАС-спектрометра для термостабилизации использовалась пара: термоэлектрический холодильник Пельтье и термистор, встроенные в модуль ДЛ. Пропорционально-интегральный закон терморегулирования, реализованный в СУОД, обеспечивал стабильность температуры на уровне 10^{-4} К в диапазоне ее изменения от 4 до 50°C . Погрешность установки частоты составляла $2 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ через 30 с после включения системы управления.

Накачка диодного лазера осуществлялась периодическими трапецевидными импульсами тока. Сканирование частоты излучения происходило за счет изменения температуры кристалла лазера во время прохождения импульса тока накачки. Длительность импульса составляла 910 мкс , частота следования импульсов была $\sim 770 \text{ Гц}$. Калибровка частоты излучения ДЛ в шкале абсолютных частот проводилась путем регистрации спектра поглощения воды в реперной ювете при комнатной температуре и давлении паров воды 10 Тор . Такое низкое давление обеспечивало малую ширину линий поглощения, что повышало точность определения центра линии. Идентификация зарегистрированных линий осуществлялась с помощью базы HITRAN [12].

При изменении во времени (по выбранному закону) тока инжекции изменяется частота (длина волны) излучения ДЛ. Для привязки мгновенного значения частоты излучения к шкале длин волн регистрировались максимумы пропускания интерферометра Фабри-Перо с областью свободной дисперсии $D^* = 0.0493 \text{ см}^{-1}$. Обработка интерференционной картины, зарегистрированной при сканировании ДЛ в выбранном спектральном интервале, позволила определить нелинейность перестроечной характеристики, т.е. нелинейность зависимости частоты излучения от времени (тока инжекции). Результаты такой обработки приведены на рис.2. Видно, что скорость изменения частоты неравномерна во время сканирования. Полученные данные о перестроечной характеристике ДЛ запоминались в отдельном файле и использовались при обработке нестационарных спектров поглощения в реальном эксперименте.

При включении СУОД частота излучения лазера постоянно сканировалась по выбранному закону в пределах $\sim 1 \text{ см}^{-1}$, каждый скан занимал примерно 1 мс . По сигналу внешнего запуска производилась регистрация сигналов, поступающих с выходов дифференциальных схем измерительного и опорного каналов, а также прямого сигнала измерительного канала, пропорционального току через фотодиод ФД1. Дифференциальные сигналы представляют собой фактически спектры поглощения в измерительном и опорном каналах с добавлением нескомпенсированного спектра воды вне тестовой камеры и возможных вариаций базовой линии. Прямой сигнал измерительного канала необходим для контроля и измерения интенсивности прошедшего лазерного излучения в каждый момент времени и

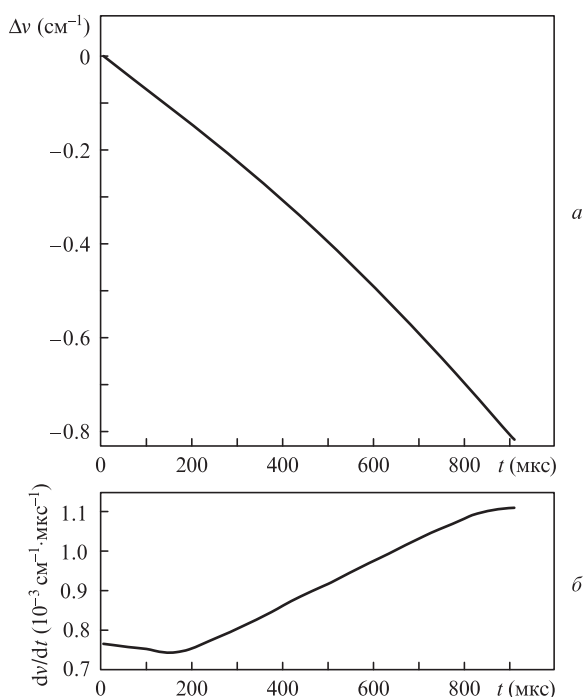


Рис.2. Перестроенные характеристики ДЛ при быстром сканировании током инжекции: зависимость отстройки частоты излучения ДЛ ($\Delta\nu$) от начального значения ν_0 при $t = 0$ от текущего времени скана (*a*) и зависимость скорости перестройки частоты от текущего времени скана (*b*).

используется при определении концентрации воды в камере. Разрядность используемых АЦП в плате NI USB-6351 составляла 16 бит, что позволяло существенно увеличить динамический диапазон измеряемых сигналов по сравнению с 8-разрядными АЦП осциллографа Agilent 54621A в работе [10]. Частота дискретизации оптимизировалась для данной задачи и составила 512 кГц. Время между последовательными сканами устанавливалось равным 1.3 мс. За это время регистрировалось 200 выборок (6.5 мкс на точку), из них 140 точек выбиралось для дальнейшей обработки. Регистрация одного пуска велась в течение 500 мс, обрабатывались обычно наиболее интересные области в течение первых 250 мс.

Программа управления ДЛАС-спектрометром реализована в графическом редакторе LabView 9.0 с использованием библиотеки драйверов NI 9.0 [16]. Следует отметить, что программа регистрации работает в режиме ожидания и автоматической записи регистрируемых сигналов. При появлении сигнала внешнего запуска происходит оцифровка и запись спектров в течение заданного временного цикла измерений в буфер платы ввода-вывода NI USB-6351. После завершения цикла измерений данные из буфера платы передаются в компьютер и записываются на жесткий диск. При выбранных параметрах временного разрешения и времени всего цикла измерений (500 мс) количество регистрируемых спектров равно 380.

4. Результаты и их обсуждение

4.1. Регистрация нестационарных спектров поглощения

Новый вариант ДЛАС-спектрометра использовался для исследования эффективности разрабатываемых методов плазменно-индуцируемого горения на стенде ИАДТ-

50. Как и в экспериментах, описанных в [10], цикл измерений включал следующие фазы: 1) выход газодинамической установки на сверхзвуковой режим (число Маха $M = 2$), занимающий примерно 100 мс; 2) включение электрического разряда (примерно на 120-й мс); 3) подача топлива в испытательную секцию и начало горения; 4) выключение разряда (примерно на 190-й мс), прекращение горения и подачи топлива, выход газового потока на режим сверхзвукового течения без горения (окончание цикла). Весь цикл занимает примерно 500 мс, наиболее интересная часть цикла, включающая фазы выхода на сверхзвуковой режим, пуска топлива и горения, занимает примерно 250 мс.

Процедура первичной обработки серии зарегистрированных нестационарных спектров, оцифрованных и занесенных в память ПК, описана в [10]. На рис.3 приведены спектры, полученные в результате усреднения по 30 сканам частоты ДЛ в каждой из указанных фаз пуска. Четко прослеживаются закономерности изменения средней по зондирующему лучу температуры газовой смеси. На спектре *A* видны интенсивная «холодная» линия поглощения ($\nu = 7189.344 \text{ см}^{-1}$) и более слабая линия ($\nu = 7189.541 \text{ см}^{-1}$). В этом интервале средняя температура не превышает 300 К.

Примерно через 20 мс газовый поток в канале выходит на сверхзвуковой режим, статическая температура газа при этом составляет $T \approx 200 \text{ К}$, т.е. значительно ниже комнатной. Это приводит к вымораживанию паров воды, в результате чего в течение примерно 20–30 мс интенсивности обеих линий, видимых на спектре *A* (рис.3), существенно уменьшаются (спектр *B*). Примерно через 120 мс от начала цикла происходит включение разряда и через ~ 20 мс начинается инжекция топлива. В этот момент инициируется процесс горения, сопровождающийся быстрым ростом температуры и появлением паров воды в зоне горения. На спектре *C* отчетливо видны линии поглощения с частотами 7189.200, 7189.541 и 7189.715 см^{-1} , отвечающие переходам с уровней, лежащих выше нижнего уровня для «холодной» линии ($\nu = 7189.344 \text{ см}^{-1}$), интенсивность которой заметно уменьшилась. Такой характер спектра сохраняется в течение всего процесса горения

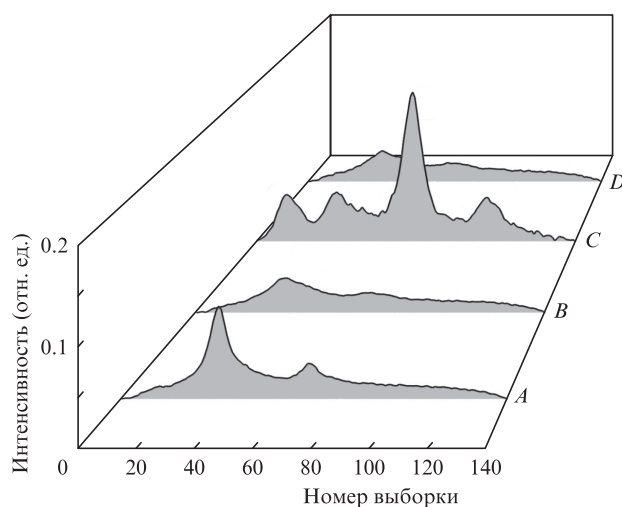


Рис.3. Нестационарные спектры поглощения молекул воды на разных стадиях развития процесса горения: *A* – начальный этап, комнатная температура; *B* – выход на сверхзвуковой режим течения, вымораживание паров воды; *C* – поджиг, впрыск топлива, развитие процесса горения; *D* – прекращение горения, быстрое остывание газа при сверхзвуковом истечении.

(примерно 50 мс), после чего горение прекращается и в спектре поглощения быстро пропадают «горячие» линии, что хорошо видно на спектре *D*.

Выше описана дифференциальная схема регистрации, позволяющая существенно уменьшить влияние участков лабораторного воздуха на регистрируемые спектры поглощения в камере. Тем не менее, полностью устранить это влияние только аппаратурными приемами не удастся. Дальнейшее снижение вклада участка трассы вне камеры осуществлялось путем вычитания из спектров фазы *C* спектра фазы *B*, в которой вода в камере выморожена. В спектре *B* присутствует только оставшийся на выходе дифференциальной схемы спектр поглощения атмосферной воды вне камеры. Таким образом, вычитание этого спектра из спектра активной фазы *C* полностью снимает проблему поглощения вне камеры при дальнейшей обработке спектров.

4.2. Обработка спектров

Во всех работах, посвященных применению метода ДЛАС для диагностики газовых потоков, для получения данных о температуре используется сопоставление зарегистрированных спектров с рассчитанными на основе баз данных или полученными экспериментально для разных температур и давлений в стационарных условиях. При этом определяются либо отношения интегральных интенсивностей линий с заметно разнесенными нижними уровнями, либо отношения их амплитуд. В настоящей работе мы использовали две методики: подгонку экспериментальных данных симулированным спектром [17] и корреляционную методику сопоставления экспериментальных и симулированных спектров. Последняя в силу своей вычислительной простоты может быть легко встро-

ена в программу обработки спектров и обеспечивает получение искомым данным о температуре объекта практически в режиме online.

Предположим, что система регистрации обеспечивает за время одного скана частоты ДЛ регистрацию и оцифровку *N* точек, соответствующих интенсивности прошедшего через тестируемый объем излучения. Зарегистрированный спектр поглощения A_i будет представлять собой набор таких значений. При подгонке [17] нелинейным методом наименьших квадратов ищется спектр B_i , минимально отличающийся от экспериментального спектра поглощения A_i . Спектр B_i симулируется на основе информации, представленной в базах данных. Зависимость экспериментального и симулированного спектров от температуры и концентрации паров воды обеспечивает возможность определения этих параметров при подгонке экспериментального спектра к симулированному.

В предлагаемой корреляционной методике вычисляется функция (коэффициент) корреляции между экспериментальным спектром A_i и набором симулированных спектров B_i , построенных на основе баз данных с некоторым шагом ($\Delta T = 20$ К). В качестве иллюстрации на рис.4 приведены четыре симулированных спектра для различных температур. Вычисленные корреляционные функции для экспериментальных спектров, зарегистрированных в различных зонах горения, представлены на рис.5. Искомая температура тестируемого объема определяется по максимуму корреляции симулированного спектра B_i с экспериментальным спектром A_i .

Спектры, зарегистрированные в различных пусках и в разных зонах горения, были обработаны по обоим алгоритмам – подгонкой к симулированным спектрам и корреляционным методом. Температура определялась по отношению интегральных интенсивностей линий с $\nu =$

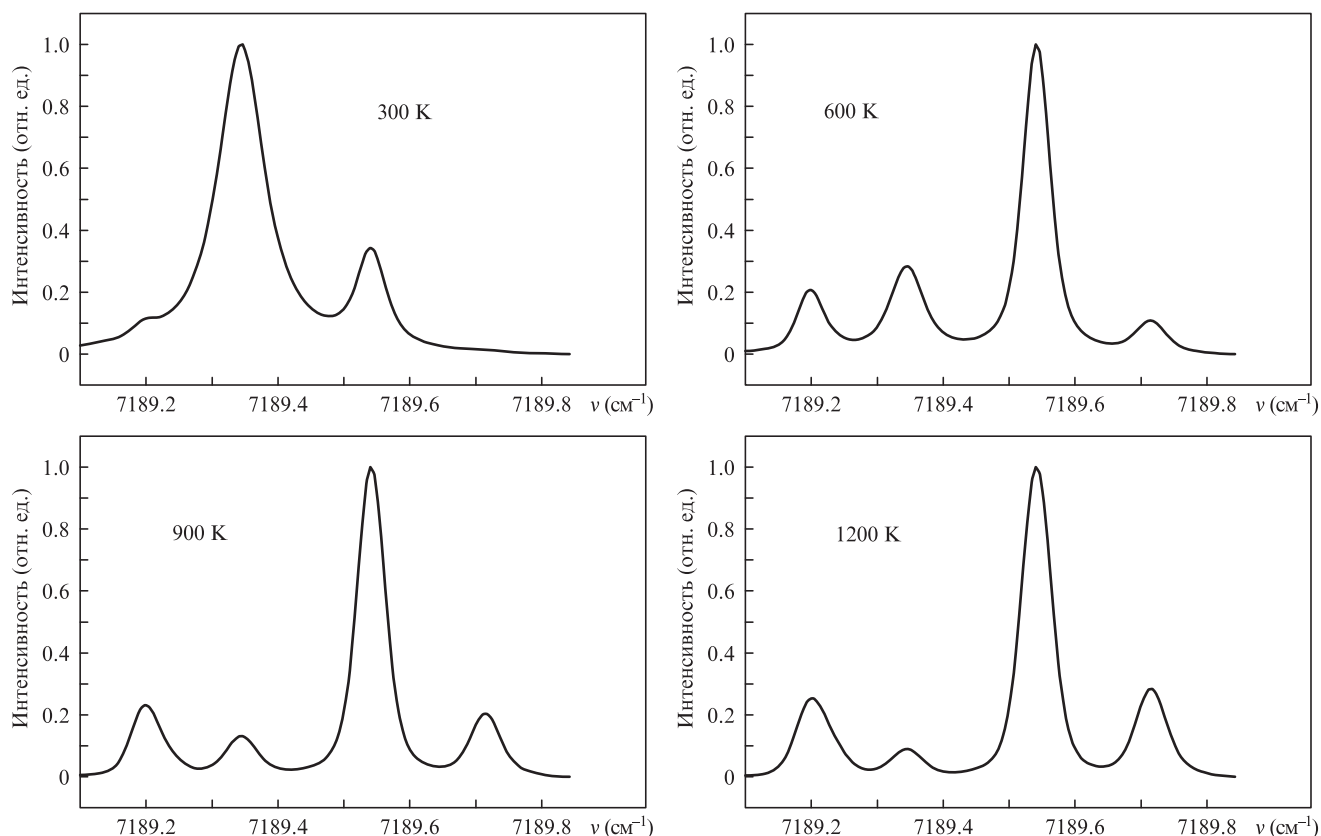


Рис.4. Спектры поглощения паров воды для четырех температур, симулированные на основе баз данных.

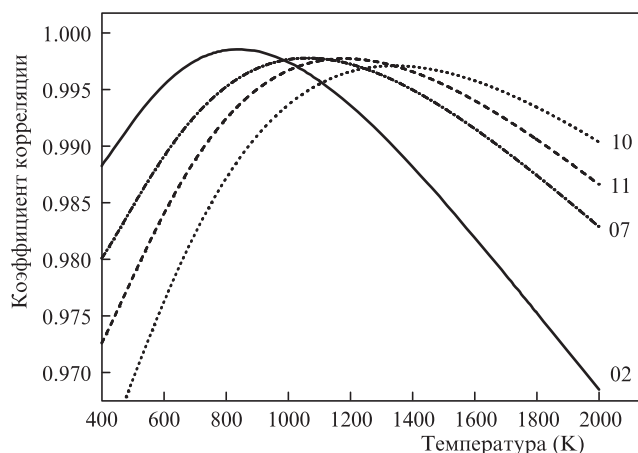


Рис.5. Корреляционные функции для четырех экспериментальных спектров, зарегистрированных при разных температурах. Цифры справа обозначают номера пусков в соответствии с табл.1. Максимумы функций соответствуют 868 (02), 1062 (07), 1181 (11) и 1341 К (10).

Табл.1. Результаты определения температуры различными методами.

Номер пуска	Температура (К)	
	Подгонка симулированным спектром	Корреляционная методика
02	858	868
03	836	838
06	1084	1097
07	1061	1062
10	1378	1341
11	1167	1181

7189.541 и 7189.715 см^{-1} . Результаты обработки приведены в табл.1. Видно, что оба алгоритма дают хорошо согласующиеся данные по температуре. Обработка корреляционным методом проводилась в реальном времени (режим online), так что значения T выдавались непосредственно после окончания пуска. Реализация подгонки симулированным спектром требовала некоторого времени для первичной обработки экспериментальных спектров и выполнялась в режиме offline.

4.3. Измерение пространственного профиля температуры в тестовой камере

Для измерения двумерного (вдоль и поперек оси распространения газового потока) профиля температуры в тестовой камере на испытательном стенде ИАДТ-50 использовался усовершенствованный вариант спектрометра. При построении профиля оба оптических блока на двух фланцах камеры синхронно перемещались. Шаг перемещения составлял 1 см по направлению потока газа (ось x) и 0.5 см в перпендикулярном направлении (ось z). В каждой точке профиля производился один пуск. Если параметры пуска сильно отличались от нормы (что контролировалось по опорному каналу), пуск повторялся. Полученные в результате обработки значения температур для отдельных точек 2D-профиля подвергались процедуре сглаживания. Полученная таким образом «карта» распределения температур представлена на рис.6. Первая точка на рисунке с координатой (9, 0.5) расположена на

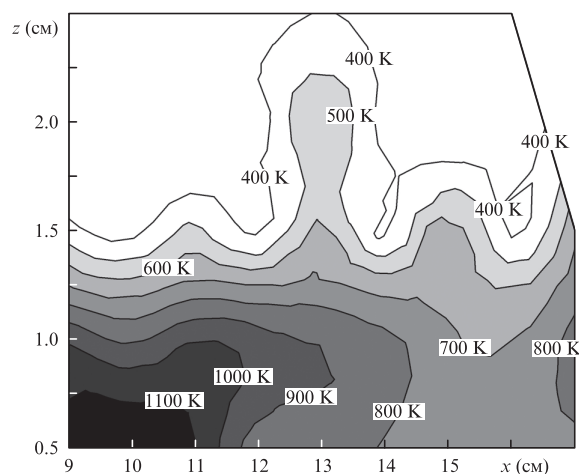


Рис.6. 2D-профиль температуры горячей зоны. Начало координат (9, 0.5) находится на расстоянии 9 см от поджигающих электродов и на высоте 0.5 см над стенкой камеры с электродами.

расстоянии 9 см от поджигающих электродов по направлению потока и 0.5 см в направлении, перпендикулярном стенке камеры с электродами. В данной серии экспериментов в качестве топлива использовался этилен. Видно, что максимальная температура «прижата» к области электрических разрядов и достаточно быстро падает в направлении, перпендикулярном стенке с электродами. Температура падает и по направлению потока газовой смеси, однако более медленно. Результаты, полученные в этой серии экспериментов, дали ценную информацию для совершенствования конструкции камеры сгорания.

4.4. Пути модернизации метода

Методом ДЛАС в наиболее распространенном его варианте определяется средняя температура вдоль зондирующего пучка. В обоих использованных в настоящей работе алгоритмах обработки – подгонке спектром и построении функции корреляции – варьируемым параметром является одна температура для всего оптического пути. В реальных экспериментах зона горения смешивающихся потоков сильно неоднородна по всем трем координатам. В экспериментальной камере ИАДТ-50 зона горения, сформированная вблизи электродов и места впрыска топлива, распространяется вдоль потока, расширяясь и захватывая всю область камеры. Очевидно, что модель однородной вдоль пучка температуры приводит к существенному занижению вычисленной «средней» температуры по сравнению с максимальной температурой в горячем ядре. Это различие рассчитанной по спектрам «средней» температуры и максимальной температуры в камере уменьшается по мере расширения горячей зоны в направлении потока газов и охлаждения потока.

Возможны разные подходы к решению задачи определения температуры при неоднородном ее распределении. Наиболее радикальным является использование томографического зондирования, при котором набор лучей диодных лазеров пересекает тестируемый объем по разным направлениям [6–8]. Такой подход существенно усложняет и удорожает как оптическую схему, так и систему сбора и обработки данных.

В нашем случае конструкция тестовой камеры не позволяет зондировать объем газа в разных направлениях, и возможным решением будет введение априорного рас-

предела температуры вдоль координаты z по какому-либо закону, например гауссовскому, треугольному или трапециевидному. Последний вариант может адекватно описывать модель холодного приграничного слоя газа, прилегающего к окнам камеры. При этом в алгоритме фитинга экспериментальных спектров появятся дополнительные варьируемые параметры (например, ширина гауссовского распределения), что требует расширения числа регистрируемых линий поглощения. В нашем случае решение отмеченной проблемы может быть получено путем расширения спектральных участков, в которых можно регистрировать несколько линий поглощения воды со значительно различающимися нижними уровнями переходов. Такие возможности открываются при использовании диодных лазеров с большими областями перестройки [18, 19]. Другой подход связан с характерным профилем температуры газа, полученным в результате газодинамического моделирования сверхзвукового горения при использовании нескольких топливных инжекторов, как это сделано в работе [20].

5. Заключение

Разработан новый вариант абсорбционного спектрометра с диодными лазерами для измерения температуры и концентрации паров воды в зонах горения смешивающихся сверхзвуковых потоков топлива и окислителя. Впервые методом ДЛАС получено двумерное распределение температуры горячей зоны в условиях однократных пусков при значительных вариациях параметров газовой смеси. Реализация этой возможности основана на существенной модернизации основных узлов спектрометра: 1) улучшена стабильность и воспроизводимость параметров диодного лазера (температура чипа, воспроизводимость диапазона сканирования, долговременная перестроечная характеристика); 2) увеличен динамический диапазон системы регистрации (до 16 разрядов); 3) введен референтный канал, позволивший учесть поглощение паров воды вне кюветы; 4) реализовано точное (до 0.1 мм) синхронное перемещение задающего и приемного оптических блоков, в результате чего при их перемещении сохранялось совпадение оси пучка зондирующего излучения и оси приемного оптического блока; 5) введен опорный канал, позволивший, с одной стороны, отбраковывать неудачные пуски со слишком большими флуктуациями параметров зоны горения, а с другой – «сшивать» результаты разных успешных пусков за счет нормирования интенсивностей линий в сигнальном канале на интенсивности соответствующих линий в опорном канале.

Предложен новый алгоритм получения информации о температуре смеси путем построения функций корреля-

ции экспериментального спектра со спектрами, смоделированными на основе баз данных. Результаты определения температуры, полученные с использованием корреляционного алгоритма, хорошо совпадают с результатами подгонки спектров. Предложенный корреляционный метод встроен в программу обработки данных, так что оператор получает сведения о температуре зондируемой области газовой смеси в реальном времени. Следует отметить, что описанная корреляционная методика реализовывалась с использованием независимых данных о давлении смеси. В дальнейшем планируется исследовать устойчивость методики к изменениям основных параметров (давление смеси, концентрация паров воды, вариация базовой линии).

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН III.9 «Фундаментальная оптическая спектроскопия и ее приложения» и Программы Президиума РАН №9 «Исследования вещества в экстремальных условиях» (разд. 9.2 «Фундаментальные проблемы магнитоплазменной аэродинамики»), а также РФФИ (грант №12-08-00754-а).

1. Allen M.G. *Meas. Sci. Technol.*, **9**, 545 (1998).
2. Hanson R.K. *Proc. Combust. Inst.*, **33**, 1 (2011).
3. Zhou X., Jeffries J.B., Hanson R.K. *Appl. Phys. B*, **81**, 711 (2005).
4. Farooq A., Jeffries J.B., Hanson R.K. *Meas. Sci. Technol.*, **19**, 075604 (2008).
5. Ren W., Farooq A., Davidson D.F., Hanson R.K. *Appl. Phys. B*, **107**, 849 (2012).
6. Lindstrom C.D., Jackson K.R., Williams S., et al. *AIAA J.*, **47**, 2368 (2009).
7. doi:10.2514/6.2013-696.
8. Ma L., Li X., Sanders S.T., et al. *Opt. Express*, **21**, 1152 (2013).
9. Goldenstein C.S., Schultz I.A., Spearrin R.M., Jeffries J.B., Hanson R.K. *Appl. Phys. B*, **116**, 717 (2014); doi:10.1007/s00340-013-5755-0.
10. Большов М.А., Курицын Ю.А., Лигер В.В. и др. *Квантовая электроника*, **39**, 869 (2009).
11. Bolshov M.A., Kuritsyn Yu.A., Liger V.V., et al. *Appl. Phys. B*, **100**, 397 (2010).
12. Rothman L.S., Gordon I.E., Babikov Y., et al. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **130**, 4 (2013); HITRAN website: <http://www.hitran.com>.
13. Rothman L.S., Gordon I.E., Barber R.J., et al. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **111**, 2139 (2010).
14. Михайленко С.Н., Бабилов Ю.Л., Головки В.Ф. *Оптика атмосферы и океана*, **18**, 765 (2005); website: <http://spectra.iao.ru>.
15. <http://sine.ni.com/nips/cds/view/p/lang/ru/nid/209071>.
16. <http://www.ni.com/labview>.
17. Большов М.А., Курицын Ю.А., Лигер В.В., Мироненко В.Р. *Оптика и спектроскопия*, **110**, 900 (2011).
18. Witzel O., Klein A., Meffert C., et al. *Opt. Express*, **21**, 19951 (2013).
19. Kranendonk L.A., An X., Caswell A.W., et al. *Opt. Express*, **15**, 15115 (2007).
20. Firsov A.A., Yarantsev D.A., Bolshov M.A., Liger V.V., Kuritsyn Yu.A., Leonov S.B. *Proc 43rd AIAA Plasmadynamics and Lasers Conf.* (New Orleans, Louisiana, 2012, Paper 3181).