

МЕТОД ОЦЕНКИ КОНЦЕНТРАЦИИ ГИДРОКСИЛА ЗА ФРОНТОМ ОТРАЖЕННОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ИСТОЧНИКА И ПРИЕМНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ

Н. С. Метельская^{1*}, А. В. Скилондз², О. Г. Пенязков², А. И. Брилль¹

УДК 543.42

¹Институт физики НАН Беларуси,

220072, Минск, Беларусь; e-mail: n.miatselskaya@dragon.bas-net.by

²Институт тепло- и массообмена НАН Беларуси, Минск, Беларусь;

e-mail: skilondz@dnf.itmo.by

(Поступила 14 декабря 2020)

Предложен метод абсорбционной спектроскопии, не требующий использования лазеров и спектрометров высокого разрешения, для оценки концентрации гидроксила за фронтом отраженной ударной волны. Показана схема реализации метода и продемонстрирована возможность его использования в экспериментах с ударными трубами. Получены временные профили концентрации гидроксила в период индукции самовоспламенения стехиометрической водородно-воздушной смеси за фронтом отраженной ударной волны.

Ключевые слова: абсорбционная спектроскопия, концентрация гидроксила, ударная труба.

An absorption spectroscopy method is proposed for estimating hydroxyl concentration behind the reflected shock wave front without lasers and high-resolution spectrometers. The scheme of the method realization is shown, and the possibility of its usage in experiments with shock tubes is demonstrated. Temporal profiles of hydroxyl concentration are obtained in the induction period of self-ignition of a stoichiometric hydrogen-air mixture behind the reflected shock wave front.

Keywords: absorption spectroscopy, hydroxyl concentration, shock tube.

Введение. В настоящее время одной из востребованных научно-практических задач является изучение процессов воспламенения и горения водородно-кислородных (водородно-воздушных) смесей в энергетических установках различного назначения. Процессы окисления водорода — наиболее экологически чистые, поскольку основным продуктом реакции является вода. Для описания реакционного поведения смесей, содержащих водород и кислород, имеются различные кинетические модели. Константы скоростей многих элементарных химических реакций известны с недостаточной точностью. Для корректировки кинетических моделей и уточнения констант скоростей химических реакций используют временные профили концентрации промежуточных молекул и радикалов, в частности гидроксила ОН. Гидроксил — один из важнейших промежуточных химических компонентов при реакциях окисления водорода. При этом кинетические особенности образования радикала ОН при воспламенении водородно-воздушных смесей при высоких давлениях недостаточно изучены. Удобным инструментом для проведения исследований процесса воспламенения, горения и детонации горючих смесей являются ударные трубы, поскольку за отраженной ударной волной имеют место условия, близкие к условиям в камерах сгорания, и возможно получение состояния среды с контролируемым давлением и температурой [1].

Основные методы определения концентрации радикала ОН как в экспериментах с открытыми пламенами, так и в ударных трубах — методы лазерно-индуцированной флуоресценции (ЛИФ),

METHOD FOR ESTIMATION OF HYDROXYL CONCENTRATION BEHIND THE REFLECTED SHOCK WAVE FRONT USING BROADBAND RADIATION SOURCE AND DETECTOR

N. S. Miatselskaya^{1*}, A. V. Skilandz², O. G. Penyazkov², A. I. Bril¹ (¹ B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, 220072, Belarus; e-mail: n.miatselskaya@dragon.bas-net.by; ² Institute of Heat and Mass Transfer of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, 220072, Belarus; e-mail: skilondz@dnf.itmo.by)

эмиссионный и абсорбционный методы. В этих методах регистрируется оптическое излучение, испущенное исследуемой средой или прошедшее через исследуемую среду. Концентрация рассматриваемого компонента определяется на основе уравнения переноса излучения с учетом особенностей измерительной схемы, состава и состояния исследуемой среды и выбранного спектрального диапазона.

Метод ЛИФ [2—12] основан на измерении интенсивности флуоресценции при переходах на нижние энергетические уровни с верхних уровней, возбужденных воздействием лазерного излучения. Однако оценка концентрации методом ЛИФ затруднена в отсутствие термодинамического равновесия. Определение абсолютного значения концентрации требует калибровки сигнала в измерениях на эталонном объекте [13, 14]. Интерпретация данных зависит от скорости тушения, что может приводить к значительной неопределенности [14]. Повышение скорости вынужденных переходов по сравнению со скоростью тушения требует использования мощных импульсных лазеров [8, 15].

В эмиссионном методе [16—18] регистрируется излучение исследуемого компонента. Недостаток метода — сложность определения концентрации в отсутствие термодинамического равновесия. Заселенность верхних уровней может отличаться от равновесной, что ведет к значительной неопределенности [2, 16].

Широко применяется абсорбционный метод определения концентрации ОН в пламенах с помощью лазера [19—24]. Узкий спектральный диапазон позволяет считать длину волны постоянной в этом диапазоне и получить аналитическое выражение для зависимости концентрации от интенсивности зарегистрированного излучения. Однако при высоких давлениях в исследуемой среде узкополосное излучение лазера сильно поглощается, что уменьшает чувствительность метода [15, 25].

Вместо лазеров могут использоваться широкополосные источники излучения, например УФ-лампы [26, 27] или светодиоды в УФ-диапазоне [13, 14, 25, 28]. Использование широкополосных источников позволяет увеличить поток излучения, достигающего приемного устройства. Для регистрации спектра поглощения используются спектрометры. Количественная оценка концентрации осуществляется путем сопоставления зарегистрированных и рассчитанных спектров с учетом аппаратной функции спектрометра, что может приводить к значительной неопределенности [13, 14, 25].

Для реализации описанных методов необходимо дорогостоящее оборудование — лазеры и (или) спектрометры высокого разрешения, часто требующие сложной настройки. Известен простой абсорбционный метод с использованием широкополосных источника и приемника [29] для определения концентрации газовых компонентов со слабой зависимостью коэффициента поглощения от длины волны в рабочем спектральном интервале. Однако коэффициент поглощения гидроксила имеет резкую спектральную зависимость.

В настоящей работе предлагается абсорбционный метод с использованием широкополосных источника и приемника излучения для определения концентрации гидроксила за фронтом отраженной ударной волны. Способ относительно простой и недорогой в реализации, поскольку не использует лазеров и спектрометров высокого разрешения. Предложенный подход может применяться не только к гидроксила, но и к ряду других компонентов газовой смеси.

Спектроскопическая модель. Полосы поглощения гидроксила расположены в УФ- и ИК-областях спектра. Наиболее сильная — электронно-колебательно-вращательная полоса вблизи 306 нм, соответствующая электронному переходу $A^2\Sigma^+ \leftarrow X^2\Pi$, колебательному переходу (0,0). Спектр поглощения гидроксила в этом диапазоне состоит из совокупности спектральных линий, образующихся при переходах между различными колебательно-вращательными уровнями нижнего $X^2\Pi$ и верхнего $A^2\Sigma^+$ электронных состояний молекулы гидроксила ОН.

В полосе поглощения гидроксила показатель рассеяния мал по сравнению с показателем поглощения. При достаточно мощном источнике внешнего излучения собственным излучением среды можно пренебречь. За фронтом отраженной ударной волны возможно создание условий, для которых исследуемую среду можно считать однородной. Тогда спектральная интенсивность внешнего излучения после ослабления исследуемой средой записывается согласно закону Бугера—Ламберта—Бера:

$$I_v = I_{0v} \exp[-\chi_v L], \quad (1)$$

где I_{0v} — интенсивность излучения внешнего источника; χ_v — показатель поглощения; L — геометрическая толщина среды в направлении распространения излучения.

Показатель поглощения для изолированной спектральной линии, соответствующей переходу с нижнего уровня энергии на верхний, выражается формулой [30]:

$$\chi(\nu) = \frac{h\nu}{c} (N''B_{\uparrow} - N'B_{\downarrow})\psi(\nu), \quad (2)$$

где h — постоянная Планка; ν — частота; c — скорость света; N'' — заселенность нижнего уровня; N' — заселенность верхнего уровня; $B_{\uparrow}$ и $B_{\downarrow}$ — коэффициенты Эйнштейна для поглощения и вынужденного испускания; $\psi(\nu)$ — контур спектральной линии.

Поскольку ширина спектральных линий всегда мала по сравнению с частотой, частоту в множителе $h\nu/c$ в (2) можно заменить частотой для центра линии.

Заселенность некоторого уровня энергии N_n пропорциональна общему количеству частиц данного вида (в рассматриваемом случае — частиц гидроксила OH) N в единице объема и числу g_n состояний с заданной энергией, т. е. степени вырождения (статистическому весу) уровня энергии:

$$N_n = Ng_n\varphi_n, \quad (3)$$

где $\varphi_n = \frac{1}{g_n} \frac{N_n}{N}$ — доля частиц гидроксила, находящихся в каждом из состояний с энергией E_n . Тогда показатель поглощения

$$\chi(\nu) = \frac{h\nu}{c} (Ng''\varphi''B_{\uparrow} - Ng'\varphi'B_{\downarrow})\psi(\nu) = \frac{h\nu}{c} Ng''\varphi''B_{\uparrow} (1 - \frac{g'\varphi'B_{\downarrow}}{g''\varphi''B_{\uparrow}})\psi(\nu), \quad (4)$$

где g'' и g' — кратность вырождения нижнего и верхнего уровней; φ'' — доля частиц, находящихся в каждом из состояний с энергией E'' ; φ' — доля частиц, находящихся в каждом из состояний с энергией E' ; E'' и E' — энергия нижнего и верхнего уровней.

В пламенах в УФ-диапазоне подавляющее большинство частиц находятся на нижнем электронно-колебательном уровне, так что доля частиц на верхнем уровне намного меньше доли частиц на нижнем уровне, $\varphi' / \varphi'' \ll 1$. С учетом $g''B_{\uparrow} = g'B_{\downarrow}$ выражение (4) имеет вид:

$$\chi(\nu) \approx \frac{h\nu}{c} Ng''\varphi''B_{\uparrow}\psi(\nu). \quad (5)$$

В полосатых спектрах, характерных для молекул, вклад в показатель поглощения на данной частоте вносит не одна спектральная линия, а совокупность линий. В этом случае показатель поглощения

$$\chi(\nu) \approx \frac{h\nu}{c} N \sum_i g_i''\varphi_i''B_{\uparrow i}\psi_i(\nu), \quad (6)$$

где g_i'' — кратность вырождения нижнего уровня для i -й спектральной линии; φ_i'' — доля частиц в каждом из состояний с энергией E'' для i -й спектральной линии; $B_{\uparrow i}$ — коэффициент Эйнштейна поглощения для i -й спектральной линии; $\psi_i(\nu)$ — контур i -й спектральной линии.

В приближении независимости электронного, вращательного и колебательного движений и с учетом того, что большинство частиц находятся на нижнем электронно-колебательном уровне, выражение для показателя поглощения (6) имеет вид:

$$\chi(\nu) \approx \frac{h\nu}{c} N \sum_i g_i''^{\text{вп}}\varphi_i''^{\text{вп}}B_{\uparrow i}\psi_i(\nu), \quad (7)$$

где $g_i''^{\text{вп}}$ — кратность вырождения нижнего вращательного уровня для i -й спектральной линии; $\varphi_i''^{\text{вп}}$ — доля частиц, находящихся в каждом из состояний с вращательной энергией $E_i''^{\text{вп}}$ для i -й спектральной линии.

В рассматриваемом спектральном диапазоне при температурах, характерных для горения водородно-кислородных (водородно-воздушных) смесей, распределение молекул гидроксила по вращательным уровням энергии можно считать равновесным и вращательную температуру равной поступательной:

$$\varphi_i''^{\text{вп}} = \frac{1}{Q^{\text{вп}}} \exp\left(-\frac{E_i''^{\text{вп}}}{kT}\right), \quad (8)$$

где $Q^{\text{вп}}$ — статистическая сумма по вращательным состояниям; $E_i''^{\text{вп}}$ — вращательная энергия нижнего уровня для i -й спектральной линии; T — температура (вращательная и поступательная); k — коэффициент Больцмана.

С учетом (8) показатель поглощения записывается в виде

$$\chi(\nu) \approx \frac{h\nu}{c} N \frac{1}{Q^{\text{вп}}} \sum_i g_i''^{\text{вп}} \exp\left(-\frac{E_i''^{\text{вп}}}{kT}\right) B_{\uparrow i} \psi_i(\nu). \quad (9)$$

С учетом (9) интегральная по спектру интенсивность излучения от внешнего источника, прошедшего через исследуемую среду:

$$I \approx \int_{\Delta\nu} I_0(\nu)\tau(\nu)\exp\left[-\frac{h\nu}{c}NL\frac{1}{Q^{\text{BP}}}\sum_i g_i^{\text{BP}}\exp\left(-\frac{E_i^{\text{BP}}}{kT}\right)B_{\uparrow i}\psi_i(\nu)\right]d\nu, \quad (10)$$

где $\Delta\nu$ — спектральная ширина спектрального участка, по которому ведется интегрирование (определяется полосой пропускания спектрального фильтра для выделения участка $\Delta\nu$); $\tau(\nu)$ — спектральное пропускание фильтра для выделения участка $\Delta\nu$.

На выходе из исследуемой среды поток излучения регистрируется с помощью фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), возможно использование и других регистрирующих устройств. Напряжение U_0 , регистрируемое на выходе ФЭУ в отсутствие ОН:

$$U_0 \approx Gr \int_{\Delta\nu} I_0(\nu)\tau(\nu)s(\nu)d\nu,$$

где G — геометрический фактор; r — не зависящий от частоты излучения коэффициент, характеризующий ФЭУ; $s(\nu)$ — спектральная характеристика ФЭУ.

Напряжение U , регистрируемое на выходе ФЭУ при наличии ОН:

$$U \approx Gr \int_{\Delta\nu} I_0(\nu)\tau(\nu)s(\nu)\exp\left[-\frac{h\nu}{c}NL\frac{1}{Q^{\text{BP}}}\sum_i g_i^{\text{BP}}\exp\left(-\frac{E_i^{\text{BP}}}{kT}\right)B_{\uparrow i}\psi_i(\nu)\right]d\nu. \quad (11)$$

Отношение U/U_0 не зависит от геометрического фактора G и неспектральных характеристик ФЭУ r :

$$U/U_0 = \frac{\int_{\Delta\nu} I_0(\nu)\tau(\nu)s(\nu)\exp\left[-\frac{h\nu}{c}NL\frac{1}{Q^{\text{BP}}}\sum_i g_i^{\text{BP}}\exp\left(-\frac{E_i^{\text{BP}}}{kT}\right)B_{\uparrow i}\psi_i(\nu)\right]d\nu}{\int_{\Delta\nu} I_0(\nu)\tau(\nu)s(\nu)d\nu}. \quad (12)$$

Контур спектральных линий принимается фойгтовским. Формула для фойгтовского контура:

$$\begin{aligned} \psi_f(\nu) &= \frac{1}{\sqrt{\pi}\alpha_D} K(x, y), \\ K(x, y) &= \frac{y}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{y^2 + (x-t)^2} \exp(-t^2) dt, \\ t &= (\nu' - \nu_0) / \alpha_D, \quad x = (\nu - \nu_0) / \alpha_D, \quad y = \gamma_L / \alpha_D, \end{aligned} \quad (13)$$

где $\alpha_D = \frac{v_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}}$ — параметр доплеровской ширины; ν_0 — положение центра линии; m — молекулярная масса гидроксидов; γ_L — лоренцева полуширина линии при уширении воздухом, $\gamma_L = \gamma_{STP} P / P_{STP} (T_{STP} / T)^n$, γ_{STP} — лоренцева полуширина при $T = 296$ К, $P = 1$ атм, $T_{STP} = 296$ К, P — давление, $P_{STP} = 1$ атм, n — коэффициент температурной зависимости. При небольшом отличии состава исследуемой смеси от воздуха лоренцева полуширина линий может быть принята равной полуширине при уширении воздухом.

Экспериментальная установка. Экспериментальная установка для реализации предложенного метода (рис. 1) построена на базе ударной трубы диаметром 76 мм, снабженной датчиками давления и ионизационными датчиками. В качестве толкающего газа использован гелий. Исследуемой средой является стехиометрическая водородно-воздушная смесь, разбавленная азотом, с соотношением молярных концентраций газов $\text{H}_2/\text{O}_2/\text{N}_2$ 2:1:3.76. Источником УФ-излучения служит ксеноновая лампа L7810-02 Hamamatsu. Линза из кварцевого стекла КУ-1 создает проекцию разряда ксеноновой лампы на фотокатод ФЭУ. Излучение проходит через оптический широкополосный фильтр УФС-2, отсекающий излучение $\lambda < 280$ нм для предотвращения образования озона в исследуемой газовой среде, и далее через газовую среду в ударной трубе. Оптические окна для входа и выхода излучения расположены на трубе в измерительном сечении на расстоянии 2.5 мм от торца трубы. В оптических окнах установлены штапики из кварцевого стекла КУ-1 и вертикальные щели 1.8×4 мм. Ослабленное исследуемой средой излучение проходит через интерференционный фильтр, выделяющий спектральный участок внутри полосы поглощения гидроксидов, и попадает на вход ФЭУ-114, снабженного круглой диафрагмой диаметром 7 мм. Сигнал с ФЭУ записывается цифровым осциллографом.

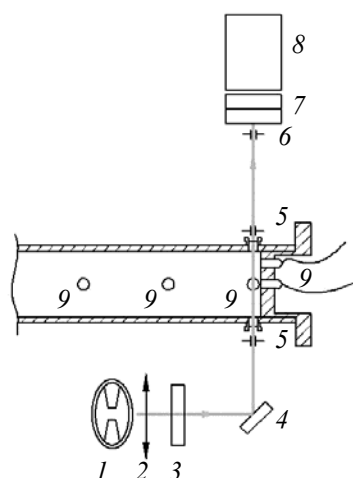


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — ксеноновая лампа; 2 — линза; 3 — оптический широкополосный фильтр; 4 — поворотное зеркало; 5 — вертикальная щель; 6 — круглая диафрагма на ФЭУ; 7 — интерференционный светофильтр; 8 — фотоэлектронный умножитель; 9 — датчики давления и ионизационные датчики

Результаты и их обсуждение. В ходе эксперимента с помощью осциллографа измерено напряжение на выходном резисторе ФЭУ, зависящее от потока излучения, прошедшего через исследуемую среду. До прохождения ударной волны, т. е. при заведомом отсутствии гидроксила, регистрировалось напряжение U_0 , после прохождения отраженной от торца трубы ударной волны — напряжение U , несущее информацию о содержании гидроксила в среде. Регистрация осуществлялась с интервалом 0.01 мкс. Концентрация гидроксила может быть восстановлена по отношению U/U_0 путем решения уравнения (12). Для этого необходимо знание всех величин, входящих в (12). Длина пути излучения в среде равна внутреннему диаметру ударной трубы. За фронтом отраженной ударной волны в период индукции реакции (для условий, обеспечивающих время индукции < 200 мкс) газ может рассматриваться как неподвижный и однородный, имеющий постоянную температуру и давление. Давление измерялось с помощью датчиков. Температура рассчитывалась из уравнения ударной адиабаты на основе измерения скорости распространения падающей ударной волны. В качестве источника излучения может быть выбран любой стабильный широкополосный источник с известной слабой спектральной зависимостью интенсивности излучения в используемом диапазоне. Этим требованиям отвечает ксеноновая лампа L7810-02 Hamamatsu, спектральная зависимость излучения которой известна по паспорту изготовителя. Типовая спектральная характеристика ФЭУ-114 известна. Выделение выбранного спектрального участка осуществлялось с помощью узкополосного интерференционного фильтра с центром 308.9 нм и шириной 2.5 нм. Хотя светофильтры с такой полушириной традиционно относят к узкополосным, в полосу пропускания выбранного светофильтра попадает несколько сотен линий поглощения гидроксила. Контур пропускания светофильтра известен по паспорту изготовителя.

Спектроскопические характеристики гидроксила (статистическая сумма, статистические веса, энергии нижнего уровня, коэффициенты Эйнштейна, положения центров спектральных линий, полуширины спектральных линий, коэффициенты температурной зависимости) взяты из базы спектроскопических данных HITRAN [31, 32].

Из уравнения (12) невозможно получить аналитическое выражение для концентрации гидроксила N . Для решения таких уравнений используются численные методы. Оценка концентрации гидроксила получена посредством итераций методом Гаусса—Ньютона [33]. Итерационный процесс прекращается и решение считается достигнутым, если для трех последних итераций относительное изменение восстановленных концентраций ≤ 0.1 %.

Проведена серия экспериментов по воспламенению стехиометрической водородно-воздушной смеси с восстановлением временного профиля концентрации гидроксила в период индукции реакции за фронтом отраженной ударной волны. Пример восстановления концентрации гидроксила N в зави-

симости от времени t для одного из экспериментов (при давлении за фронтом отраженной ударной волны 9.6 атм и температуре 1151 К) приведен на рис. 2. На рис. 2, *а* показаны зарегистрированные временные профили отношения напряжений U/U_0 и показаний датчика давления, расположенного в том же сечении ударной трубы, что и оптическое окно. Два случая резкого уменьшения отношения U/U_0 в период времени $-0.005—0.01$ мс соответствуют прохождению падающей и отраженной ударной волны через измерительное сечение, что вызывает резкое отклонение светового пучка на сильном градиенте показателя преломления среды в ударной волне. На рис. 2, *б* показан временной профиль концентрации гидроксила, восстановленной решением уравнения (12), для периода индукции реакции $\sim 0.01—0.06$ мс.

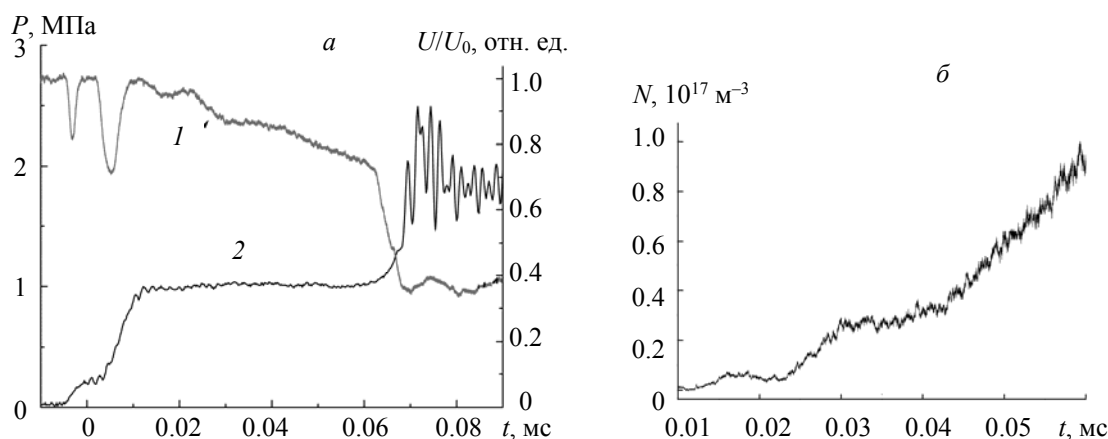


Рис. 2. Временные профили отношения напряжений U/U_0 (1) и давления P (2) (*а*) и восстановленной концентрации гидроксила N (*б*)

Поскольку интенсивность излучения лампы $I(\nu)$, пропускание интерференционного светофильтра $\tau(\nu)$ и спектральная характеристика ФЭУ $s(\nu)$ находятся в правой части уравнения (12) и в числителе, и в знаменателе, то неопределенность этих величин оказывает слабое влияние на неопределенность оценки концентрации N . Это подтверждает проведенное нами численное моделирование. Основной вклад в неопределенность оценки концентрации вносят соотношение сигнал/шум и неопределенности оценок температуры, давления и спектроскопических характеристик гидроксила. Таким образом, неопределенность оценки концентрации в предложенном методе обусловлена в основном теми же причинами, что и неопределенность оценки лазерными абсорбционными методами, и сопоставима с ней.

Закключение. Методы оценки содержания гидроксила в реагирующих средах требуют использования лазеров и (или) спектрометров высокого разрешения. Предлагаемый метод относительно простой и недорогой в реализации, позволяет использовать широкополосный источник излучения и регистрировать излучение, интегральное по спектральному диапазону, содержащему множество линий поглощения гидроксила. Для применения метода необходимо знание спектральных характеристик элементов оптической схемы (могут быть получены из паспортов изготовителя или путем предварительного измерения) и спектроскопических характеристик гидроксила из существующих баз данных. Исследуемая среда должна быть однородной, с известными длиной вдоль пути излучения в среде, температурой и давлением. Такие условия имеют место в ударных трубах за фронтом ударной волны в период индукции реакции. Метод перспективен для изучения кинетических процессов воспламенения водорода, может быть использован и для оценки концентрации ряда других компонентов горючих смесей в процессе воспламенения.

- [1] Б. Е. Гельфанд, С. П. Медведев, А. Н. Поленов, С. В. Хомик, А. М. Бартенев. Физика горения и взрыва, **33**, № 2 (1997) 3—10
- [2] Q. Xiong, A. Yu. Nikiforov, L. Li, P. Vanraes, N. Britun, R. Snyders, X. P. Lu, C. Leys. Eur. Phys. J. D, **66**, N 11 (2012) 281
- [3] M. Tański, M. Kocika, B. Hrycak, D. Czyłkowski, M. Jasiński, T. Kawasaki, S. Kanazawa. Spectrochim. Acta A: Mol. Biomol. Spectrosc., **222** (2019) 117268

- [4] **R. Ono, T. Oda.** *J. Phys D: Appl. Phys.*, **35**, N 17 (2002) 2133—2138
- [5] **F. Tochikubo, S. Uchida, T. Watanabe.** *Jpn. J. Appl. Phys.*, **43**, N 1 (2004) 315—320
- [6] **X. Pei, S. Wu, Y. Xian, X. Lu, Y. Pan.** *IEEE Transact. Plasma Sci.*, **42**, N 5 (2014) 1206—1210
- [7] **S. Yonemori, Y. Nakagawa, R. Ono, T. Oda.** *J. Phys. D Appl. Phys.*, **45** (2012) 225202
- [8] **Б. Ф. Бояршинов, С. Ю. Федоров.** *Физика горения и взрыва*, **40**, № 5 (2004) 16—20
- [9] **T. Verreycken, N. Sadeghi, P. J. Bruggeman.** *Plasma Sour. Sci. Technol.*, **23**, N 4 (2014) 45005(1—9)
- [10] **G. Dilecce, S. De Benedictis.** *Plasma Phys. Control. Fusion*, **53** (2011) 124006
- [11] **G. Dilecce, L. M. Martini, P. Tosi, M. Scotoni, S. De Benedictis.** *Plasma Sour. Sci. Technol.*, **24** (2015) 34007
- [12] **A. Nikiforov, L. Li, N. Britun, R. Snyders, P. Vanraes, C. Leys.** *Plasma Sour. Sci. Technol.*, **23**, N 1 (2014) 15015
- [13] **G. Dilecce, P. F. Ambrico, M. Simek, S. De Benedictis.** *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **45** (2012) 125203
- [14] **D. Li, A. Nikiforov, N. Britun, R. Snyders, M. G. Kong, C. Leys.** *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **49**, N 45 (2016) 455202
- [15] **C. A. Fuh, S. M. Clark, W. Wu, C. Wang.** *J. Appl. Phys.*, **120** (2016) 163303
- [16] **C. O. Laux, T. G. Spence, C. H. Kruger, R. N. Zare.** *Plasma Sour. Sci. Technol.*, **12** (2003) 125—138
- [17] **A. Sarani, A. Yu. Nikiforov, C. Leys.** *Phys. Plasm.*, **17** (2010) 063504
- [18] **T. Kathrotia, U. Riedel, A. Seipel, K. Moshhammer, A. Brockhinke.** *Appl. Phys. B*, **107** (2012) 571—584
- [19] **S. S. Vasu, D. F. Davidson, R. K. Hanson.** *Comb. Flame*, **156**, N 4 (2009) 736—749
- [20] **J. T. Herbon, R. K. Hanson, D. M. Golden, C. T. Bowman.** *Proc. Comb. Institute*, **29**, N 1 (2002) 1201—1208
- [21] **M. T. Donovan, D. L. Hall, P. V. Torek, C. R. Schrock, M. S. Wooldridge.** *Proc. Comb. Institute*, **29** (2002) 2635—2643
- [22] **Z. Hong, R. D. Cook, D. F. Davidson, R. K. Hanson.** *J. Phys. Chem. A*, **114**, N 18 (2010) 5718—5727
- [23] **D. W. Mattison, M. A. Oehlschlaeger, C. I. Morris, Z. C. Owens, E. A. Barbour, J. B. Jeffries, R. K. Hanson.** *Proc. Comb. Institute*, **30** (2005) 2799—2807
- [24] **V. Vasudevan, D. F. Davidson, R. K. Hanson.** *Int. J. Chem. Kinetics*, **37**, N 2 (2005) 98—109
- [25] **L. White, M. Gamba.** *AIAA SciTech Forum* (2017) 0387
- [26] **Y. J. Hong, C. J. Nam, K. B. Song, G. S. Cho, H. S. Uhm, D. I. Choi, E. H. Choi.** *J. Instrum.*, **7** (2012) C03046
- [27] **Q. Xiong, Z. Yang, P. J. Bruggeman.** *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **48**, N 42 (2015) 424008
- [28] **P. Bruggeman, G. Cunge, N. Sadeghi.** *Plasma Sour. Sci. Technol.*, **21**, N 3 (2012) 035019
- [29] **С. А. Лосев, А. И. Осипов.** *Успехи физ. наук*, **74**, № 3 (1961) 393—434
- [30] **М. А. Ельяшевич.** *Атомная и молекулярная спектроскопия*, Москва, Физматлит (1962)
- [31] **The HITRAN Database**, <https://hitran.org/>
- [32] **I. E. Gordon, L. S. Rothman, C. Hill, R. V. Kochanov, Y. Tan, P. F. Bernath, M. Birk, V. Boudon, A. Campargue, K. V. Chance, B. J. Drouin, J.-M. Flaud, R. R. Gamache, J. T. Hodges, D. Jacquemart, V. I. Perevalov, A. Perrin, K. P. Shine, M.-A. H. Smith, J. Tennyson, G. C. Toon, H. Tran, V. G. Tyuterev, A. Barbe, A. G. Császár, V. M. Devi, T. Furtenbacher, J. J. Harrison, J.-M. Hartmann, A. Jolly, T. J. Johnson, T. Karman, I. Kleiner, A. A. Kyuberis, J. Loos, O. M. Lyulin, S. T. Masie, S. N. Mikhailenko, N. Moazzen-Ahmadi, H. S. P. Müller, O. V. Naumenko, A. V. Nikitin, O. L. Polyansky, M. Rey, M. Rotger, S. W. Sharpe, K. Sung, E. Starikova, S. A. Tashkun, J. Van der Auwera, G. Wagner, J. Wilzewski, P. Wcislo, S. Yu, E. J. Zak.** *J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf.*, **203** (2017) 3—69
- [33] **C. D. Rodgers.** *Inverse Methods for Atmospheric Sounding. Theory and Practice*, Word Scientific (2000)