

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ОСРЕДНЕННЫХ ТАЛЬБОТ-ИЗОБРАЖЕНИЙ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ПРОЦЕССОВ ТУРБУЛЕНТНОГО СМЕШЕНИЯ В ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ СТРУЕ МЕТАНА

О. Г. Пенязьков, П. П. Храмцов, И. Н. Шатан

*Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск,
Республика Беларусь*

Резюме

Работа описывает применение метода осредненных Тальбот-изображений для определения поля концентрации компонент в турбулентном потоке бинарной газовой смеси. Представлены результаты экспериментальной диагностики осесимметричной струи метана истекающей в воздушное пространство. Скорость метана на выходе из сопла с диаметром критического сечения 4 мм составляла 14 м/с. Для определения осредненной концентрации метана по всему полю течения струи с высоким пространственным разрешением использовались измеренные на основе Тальбот-изображений данные о локальном распределении показателя преломления. Рассчитанные характеристики поля осредненной концентрации метана сравнены с аналогичными измерениями, выполненными другими экспериментальными методиками. Приведенные результаты показывают, что данный метод является мощным средством для измерения поля осредненной концентрации в осесимметричной турбулентной струе.

Введение

В последнее время наблюдается значительный прогресс как в области экспериментального, так и в области расчетного исследования процессов турбулентного смешения и горения. Основными рабочими инструментами для экспериментального исследования стали методы диагностики, основанные на индуцированной лазером флюоресценции молекул, рэлеевском или рамановском рассеянии излучения на молекулах и др. [1-5]. Несмотря на то, что эти методы позволяют измерять большое количество параметров с достаточным временным и пространственным разрешением существует ряд технических трудностей связанных с малой величиной измеряемых сигналов или выбором подходящих флюоресцирующих примесей. В настоящей работе диагностика турбулентного течения основана на оптической неоднородности исследуемого процесса. Для регистрации связанного с этой неоднородностью искажения зондирующего излучения используется явление самовоспроизведения амплитудной структуры когерентного излучения с периодически модулированным фронтом (эффект Тальбота [6]).

Метод исследования оптических неоднородностей, в основе которого лежит эффект Тальбота, разработан в [7, 8]. Эффективность применения метода Тальбот-изображений для нахождения распределения концентрации гелия в осесимметричной струе, а также в бинарной смеси при обтекании цилиндра двумерной струей, продемонстрирована в работах [9, 10]. Автоматическая обработка полного Тальбот-изображения позволяет получать характеристики турбулентности по всему полю течения, что показано на примере исследования осредненных и пульсационных

параметров турбулентности для двумерной затопленной струи [11, 12], а также в ходе изучения статистических характеристик пульсаций плотности в пограничном слое за фронтом ударной волны в ударной трубе [12, 13].

Целью настоящей работы являлась адаптация метода диагностики оптических неоднородностей, основанного на использовании эффекта Тальбота, для получения экспериментальных данных и последующего расчета на их основе распределения осредненной концентрации метана в поле течения турбулентной осесимметричной струи.

В работе представлено описание метода определения скалярного поля осредненной концентрации компонент в турбулентных бинарных струях обладающих осевой симметрией. Представлен ряд характеристик поля концентрации для осесимметричной турбулентной струи метана истекающей в воздушное пространство. Проведено сравнение полученных результатов с аналогичными измерениями, выполненными при использовании других методик.

Метод осредненных Тальбот-изображений

Явление самовоспроизведения амплитудной структуры излучения может быть использовано для диагностики таких оптических неоднородностей, как газовые потоки. Методика основана на анализе изменения поля интенсивности зондирующего излучения в плоскости самовоспроизведения, которое вызвано исследуемым оптически прозрачным объектом. Принципиальная схема – широкоапертурный монохроматический когерентный луч падает перпендикулярно на объект с периодической структурой – Тальбот-решетку. На соответствующем самовоспроизведению расстоянии поле интенсивности регистрируется фотоаппаратом. После внесения турбулентной струи в поле широкоапертурного луча между решеткой и фотокамерой, распределение интенсивности приобретает вид отличный от первоначального. При исследовании газовых потоков изменение регистрируемого поля интенсивности вызвано наличием градиентов показателя преломления. В результате анализа экспериментальных фотографий определяются углы отклонения световых лучей зондирующего излучения приобретенных из-за прохождения турбулентного потока. Полученные данные используются для нахождения распределения показателя преломления в поле течения струи.

Объект исследований

В качестве объекта исследования использовалась струя метана, истекающая вертикально вверх из осесимметричного сопла в воздушное пространство. Диаметр критического сечения сопла составлял $D = 4$ мм. Для экспериментов использовался метан технической чистоты (с объемной долей метана $>99,9\%$). Для приведенных экспериментов, скорость истечения метана на срезе сопла составляла $u = 14$ м/с, что соответствует числу Рейнольдса $Re = uD/\nu = 3900$ (ν – кинематическая вязкость метана).

Экспериментальная установка и методика измерений

Схематическое изображение установки для исследования турбулентных потоков с использованием эффекта Тальбота представлено на рисунке 1.

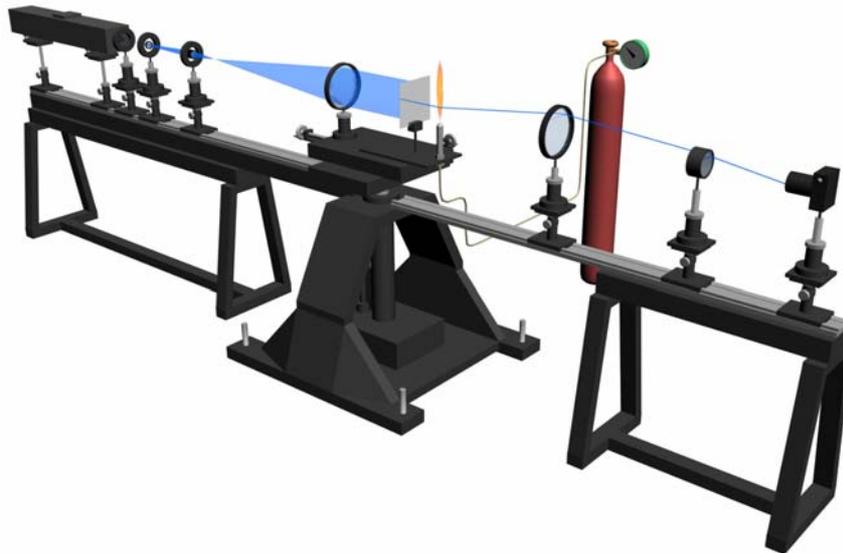


Рисунок 1 – Трехмерная модель экспериментального стенда для исследования турбулентных потоков.

В качестве когерентного монохроматического излучения использовалось лазерное излучение с длиной волны 514,5 нм. Излучение лазера преобразовывалось при помощи коллиматора в однородный широкоапертурный пучок света с приближенно плоским волновым фронтом диаметром $\approx 0,2$ м. Тальбот-решетка располагалась в области лазерного пучка непосредственно после коллиматора нормально к вектору распространения лазерного излучения. В качестве Тальбот-решетки использовалась отражательная решетка с системой равноотстоящих отверстий одинакового диаметра, схематическое изображение которой представлено на рисунке 2. Образец был изготовлен из кварцевой пластины на фотоповторителе ЭМ-5062 с покрытием хромом. Точность повторения периода составляла ± 2 мкм. Используемая Тальбот-решетка обладала следующими параметрами: $D = 4$, $p = 1000$ мкм, $d = 200$ мкм. Для когерентного излучения выбранной длины волны расстояние самовоспроизведения составляет $L_T = p^2/\lambda = 1,944$ м.

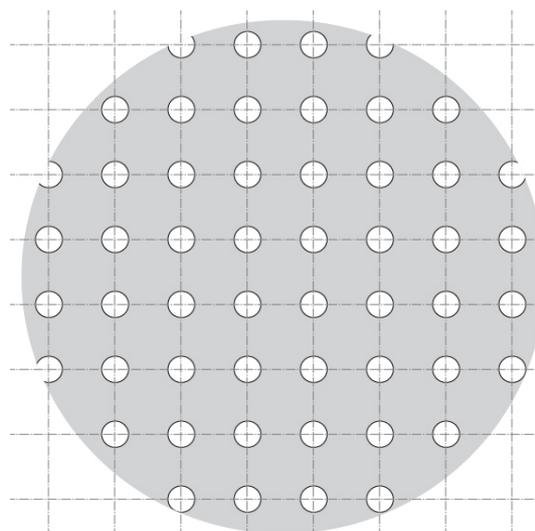


Рисунок 2 – Схематический чертеж двумерной периодической системы равноотстоящих отверстий одинакового диаметра.

В зависимости от требуемой чувствительности метода в соответствующей зоне воспроизведения помещалась светочувствительная матрица фотоаппарата "Nikon-D700" с физическим размером 24×36 мм и количеством активных пикселей 12,1 Мп. В целях согласования апертур изображения Тальбот-матрицы и светочувствительной матрицы фотоаппарата непосредственно перед фотоаппаратом устанавливался апертурный преобразователь.

На некотором расстоянии от Тальбот-решетки (не превышающем расстояние до первой плоскости самовоспроизведения) была установлена система, формирующая осесимметричную турбулентную струю метана.

Регистрация поля интенсивности зондирующего излучения производилась дважды. В отсутствие исследуемого объекта регистрировалась невозмущенное – опорное Тальбот-изображение. При наличии между решеткой и фотокамерой оптической неоднородности в виде струи метана фиксировалось искаженное распределение интенсивности – Тальбот-изображение потока. Расчет характеристик оптической неоднородности основан на результатах сравнения полученных Тальбот-изображений. На рисунке 3 представлено дифференциальное Тальбот-изображение исследуемой струи метана, полученное для времени экспозиции 10 с.

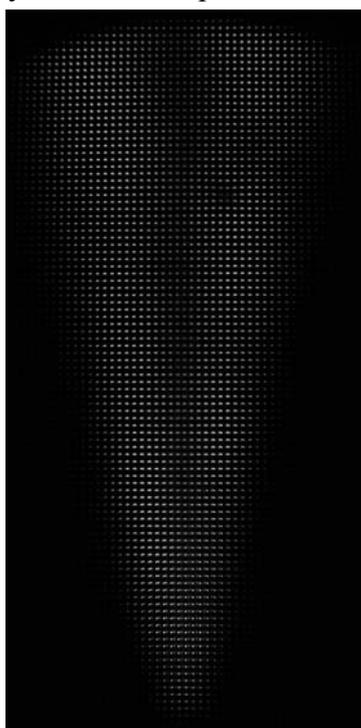


Рисунок 3 – Дифференциальное Тальбот-изображение турбулентной осесимметричной струи метана.

Расчетные методы определения концентрации компонент бинарной газовой смеси

В данной работе для исследования выбран поток, обладающий осевой симметрией. В случае если ось симметрии турбулентной струи направлена вертикально вверх и совпадает с осью y , уравнения связывающие углы отклонения световых лучей с градиентом показателя преломления n , в цилиндрической системе координат имеют следующий вид [14, 15]:

$$\varepsilon_x(x) = \frac{2}{n_0} \int_x^R \frac{\partial n}{\partial r} \frac{x \cdot dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}, \quad (2.a)$$

$$\varepsilon_y(x) = \frac{2}{n_0} \int_x^R \frac{\partial n}{\partial y} \frac{r \cdot dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}. \quad (2.б)$$

Здесь R – радиус неоднородности в сечении $y = y_1$, а x – координата входа луча в неоднородность.

Для получения профиля показателя преломления или его градиента в осесимметричной неоднородности необходимо найти численное решение уравнений (2), представляющих собой интегральные уравнения Абеля. Они могут быть разрешены относительно искомых функций $\partial n / \partial r$ и $\partial n / \partial y$ в любой точке. Первое уравнение также может быть разрешено относительно первообразной функции $n(r)$.

В предположении, что луч света, проходящий через оптическую неоднородность, в точке $x = R$ не отклоняется, уравнения (2) могут быть приведены к виду [15]

$$\frac{1}{r} \frac{\partial n}{\partial r} = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\varepsilon_x(x)}{x} \right)}{\sqrt{x^2 - r^2}} dx, \quad (3.a)$$

$$\frac{\partial n}{\partial y} = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{\frac{\partial \varepsilon_y(x)}{\partial x}}{\sqrt{x^2 - r^2}} dx. \quad (3.б)$$

Путем повторного интегрирования уравнений (3.a) можно определить распределение показателя преломления вдоль радиуса исследуемой струи:

$$\bar{n}(x) = n_0 - \frac{n_0}{\pi} \int_x^R \frac{\bar{\varepsilon}_x(x)}{\sqrt{x^2 - r^2}} dx, \quad (4)$$

где n_0 – значения показателя преломления в невозмущенной области пространства.

Восстановленное по формуле (4) распределение осредненного показателя преломления среды в турбулентной струе с осевой симметрией можно применять для расчета осредненной концентрации метана в поле течения. Снижение концентрации метана вниз по течению струи обусловлено турбулентным смешением метана с воздухом, что позволяет рассматривать струю метана в воздухе как бинарную смесь. Возможность дальнейшего определения концентраций основывается на аддитивности рефракций входящих в смесь компонентов. Поскольку показатели преломления газообразных веществ мало отличаются от единицы, исходную систему уравнений можно записать в виде [15]

$$\bar{n} - 1 = \frac{1}{2} (\bar{N}_1 a_1 + \bar{N}_2 a_2), \quad (5)$$

$$\bar{N}_1 + \bar{N}_2 = \bar{N}, \quad (6)$$

где первое уравнение следует из соотношения Лорентца – Лоренца для смеси газов, а второе представляет собой сумму частиц, приходящихся на единицу объема,

рассчитанную для каждого компонента смеси. Для бинарной смеси, в этом случае, концентрация компонент X_i пропорциональна показателю преломления среды и для метана может быть выражена уравнением:

$$X_{CH_4} = \frac{n - n_0}{n_{CH_4} - n_0} \quad (7)$$

Результаты экспериментального исследования процессов турбулентного смешения в осесимметричной струе метана.

На рисунке 4 приведены трехмерные распределения осредненных углов отклонения $\langle \varepsilon_x \rangle$ и $\langle \varepsilon_y \rangle$ по всему полю осесимметричной струи метана, истекающей в воздушное пространство. Данные были получены в результате обработки экспериментальных Тальбот-изображений.

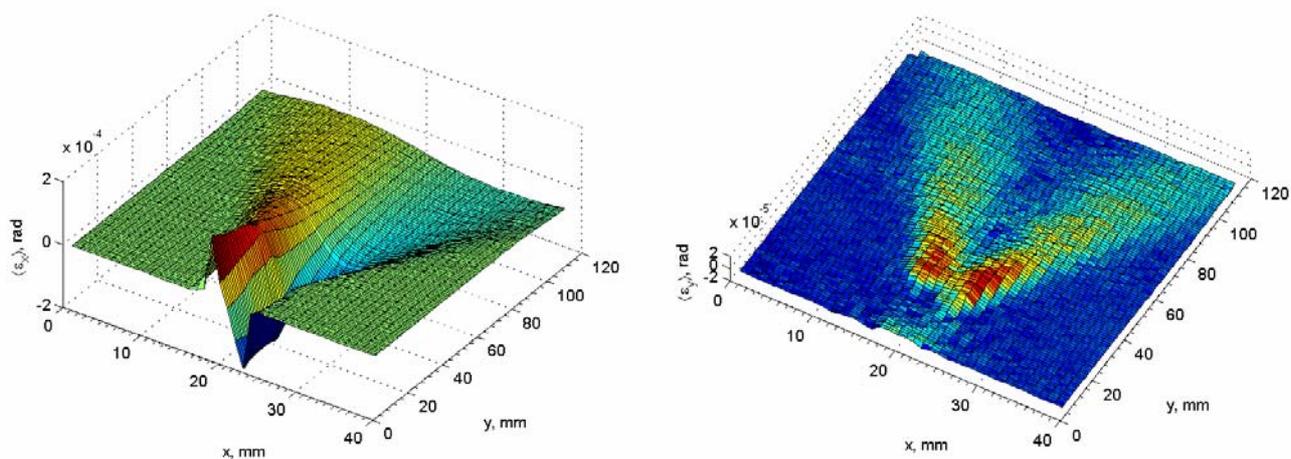


Рисунок 4 – Распределение осредненных углов отклонения $\langle \varepsilon_x \rangle$ и $\langle \varepsilon_y \rangle$ по всему полю осесимметричной струи метана

На рисунке 5 приведены распределения углов отклонения для некоторых поперечных сечений струи. Разные знаки отклонений указывают на то, что смещение возмущенных единичных элементов Тальбот-изображения относительно начальных невозмущенных происходило как вправо-влево по оси x , так и вверх-вниз по оси y . Максимальные значения углов отклонения по оси x (по абсолютной величине) не превышают $2 \cdot 10^{-4}$ рад ($40''$), а по оси y – $2 \cdot 10^{-5}$ рад ($4''$). На оси симметрии струи значения обеих проекций углов отклонения близки к нулю.

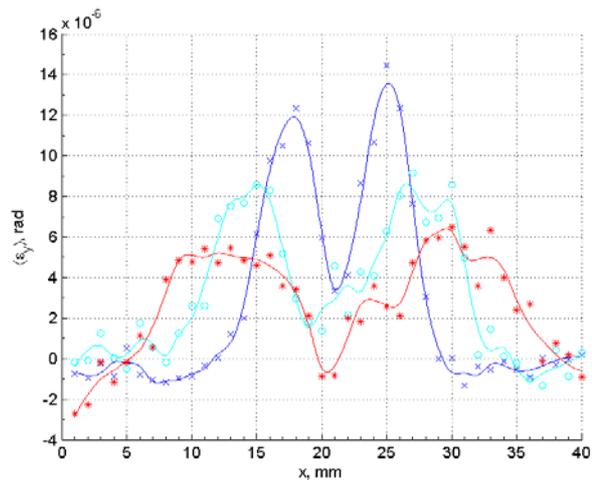
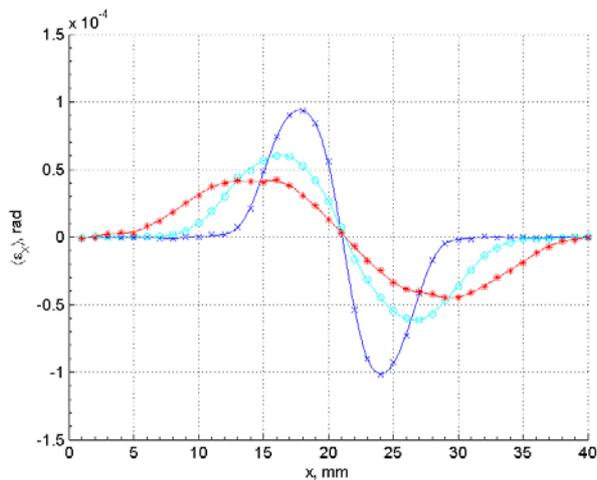


Рисунок 5 – Распределение осредненных углов отклонения $\langle \varepsilon_x \rangle$ и $\langle \varepsilon_y \rangle$ для сечений $y = 10D; 15D; 20D$.

На рисунке 6 приведено трехмерное радиальное распределение показателя преломления по всему полю течения осесимметричной струи и для сечений струи $y = 10D; 15D; 20D$.

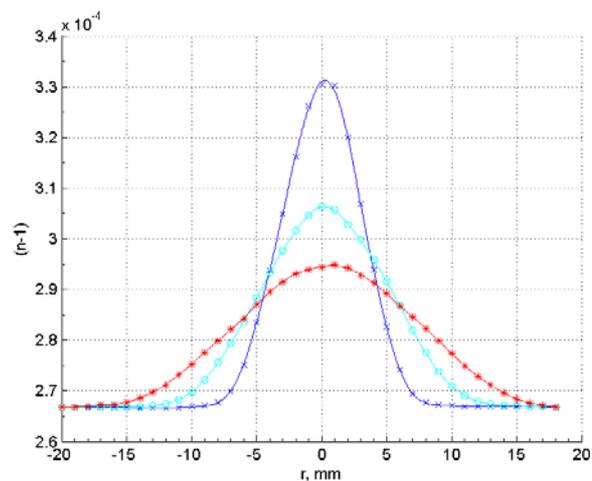
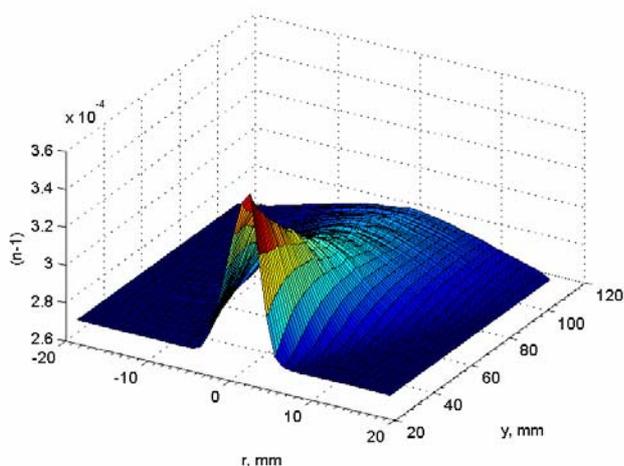


Рисунок 6 – Распределение осредненного показателя преломления в осесимметричной струе метана.

Результаты рассчитанной на основе этих данных осредненной концентрации метана представлены на рисунке 7. Слева изображено трехмерное радиальное распределение осредненной концентрации метана по всему полю течения, а справа – результаты расчета концентрации для сечений струи $10D, 15D$ и $20D$. Снижение концентрации метана вниз по течению струи обусловлено турбулентным смешением метана с воздухом. Максимум концентрации достигается на оси струи.

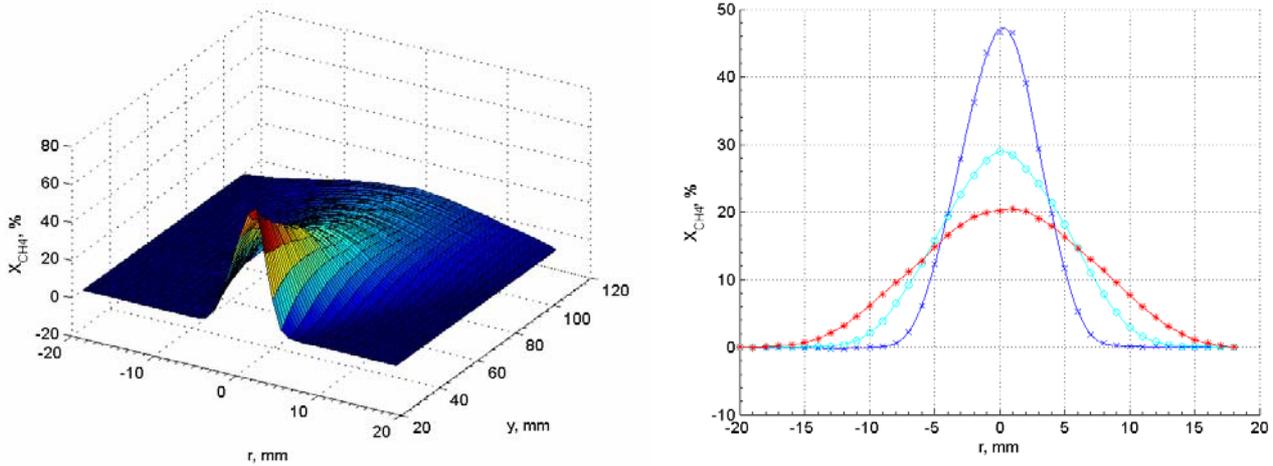


Рисунок 7 – Распределение осредненной концентрации метана в осесимметричной струе по всему полю течения и для сечений $y = 10D$; $15D$; $20D$

На рисунке 8 изображена зависимость обратной концентрации метана вдоль оси струи от безразмерного расстояния до среза сопла y/D .

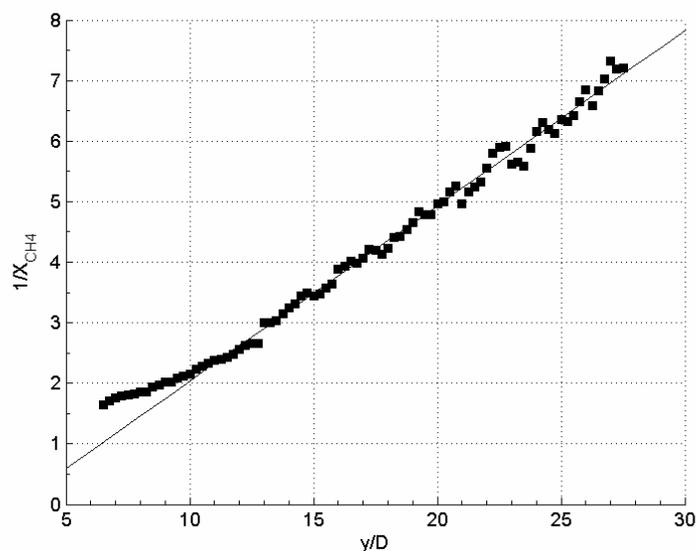


Рисунок 8 – Зависимость обратной концентрации вдоль оси струи от расстояния до среза сопла.

Прямая, проведенная через экспериментальные данные – результат аппроксимации линейной функцией. Для построения аппроксимации были использованы данные, абсцисса которых не меньше $y/D \geq 10$. Функциональная зависимость концентрации вдоль оси струи от расстояния до среза сопла выражается формулой:

$$\frac{(X_{CH_4})_0}{(X_{CH_4})_C} = \frac{C_1 (y - y_0^1)}{D}, \quad (8)$$

где $(X_{CH_4})_0 = 1$ – концентрация метана на выходе из сопла, C_1 – константа, определяющая наклон прямой, y_0^1 – положение виртуального источника струи. Для исследуемого случая C_1 оказалось равным 0,29, а $y_0^1 = -2,9D$.

Угол раскрытия струи определяется при помощи значения $r_{1/2}$ – радиального расстояния, на котором концентрация уменьшается в два раза по сравнению со значением на оси струи. Для достаточного удаления от края сопла значение величины $r_{1/2}$ может быть аппроксимировано функцией, пропорциональной расстоянию от виртуального источника y_0^2 . Эта зависимость выражается формулой:

$$r_{1/2} = C_2(y - y_0^2), \quad (9)$$

где C_2 – параметр, характеризующий угол раскрытия струи, а y_0^2 – положение виртуального источника соответствующего углу раскрытия струи. На рисунке 9 представлены рассчитанные на основе экспериментальных данных значения $r_{1/2}$, а также результат аппроксимации этих данных функцией (9).

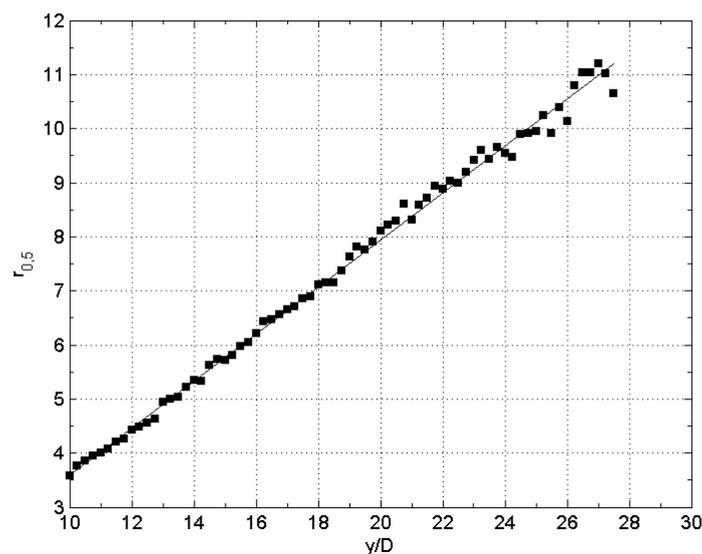


Рисунок 9– Зависимость $r_{1/2}$ от расстояния до среза сопла.

Сравнение результатов проведенных измерений с данными других работ

Сравнения результатов измерения концентрации метана на основе метода осредненных Тальбот-изображений, с результатами, полученными в других исследованиях, было проведено на основании аппроксимации данных уравнениями (8) и (9). Для сравнения были выбраны работы [2] и [5], в которых также исследовались метановоздушные потоки. В работе [5] струя метана истекла в неподвижное воздушное пространство, а в работе [2] исследовалось истечение струи метан в медленно движущийся спутный поток воздуха. Значение числа Рейнольдса для исследуемой струи практически не отличается от значения, приведенного в работе [2], но заметно отличается от величины числа Рейнольдса в работе [5]. Используемый в [2] метод измерений концентрации компонент бинарной смеси основан на рэлеевском

рассеянии лазерного излучения (данные для рассматриваемых коэффициентов приведены в таблице 3). В работе [5] исследуется струя метана при помощи метода, основанного на рамановском рассеянии. Данные для соответствующих коэффициентов легко получить из приведенного графика 5 в [5].

В таблице 1 приведены значения параметров C_1 и y_0^1 для уравнения (8), полученные в данной работе и данные рассчитанные используя результаты исследования струи метана, полученные в работах [2] и [5].

Таблица 1.
Экспериментально измеренные константы для уравнений (8)-(9).

Источник	Re	C_1	y_0^1	C_2	y_0^2
Настоящая работа	3900	0,29	-2,9D	0.108	1.7D
Pitts W.M., Kashiwagi, T., The application of laser-induced Rayleigh light scattering to the study of turbulent mixing, Journal of Fluid Mechanics, vol 141, pp 391-429, 1984 - [2]	4130	0,17	-3,7D	0,108 0,105	0 -4,6D
Birch A.D., Brown D.R., Dodson M.G., Thomas J.R., The turbulent concentration field of a methane jet, J. Fluid Mech. 88, 431-449, 1978 - [5]	16000	0,18	1,7D	0,097	0

Из сравнения приведенных в таблице 1 значений C_1 , видно, что полученное нами значение больше на 30% по сравнению с данными, которые были найдены другими авторами. Однако эта величина изменяется при изменении выбранного для её определения региона значений y/D . В связи с этим можно ожидать, что при выборе соответствующего региона полученные данные будут ближе к данным приведенным в таблице.

Значения параметров аппроксимации (9), представленные в таблице 1, показывают, что полученные результаты хорошо согласуются с данными других авторов.

Из таблицы 1 видно, что существует большое сходство между результатами разных авторов, несмотря на то, что в работе [5] число Рейнольдса в 4 раза больше, а в [2] струя истекает в спутный поток. Различия в виртуальных источниках, приведенных в таблице 1, указывают на разницу в начальных условиях истечения струи на выходе из сопла для всех трех случаев.

На рисунке 10 представлено радиальное распределение концентрации метана для сечения 17,5D, полученные в настоящей работе, и данные, представленные на рисунке 10 в работе [2]. Как видно из рисунка 10, отличие на оси струи достигает величины 5%. Такое различие, несмотря на близкие значения числа Рейнольдса, может быть обусловлено отсутствием спутного воздушного потока и большой разницей в конструкции сопла.

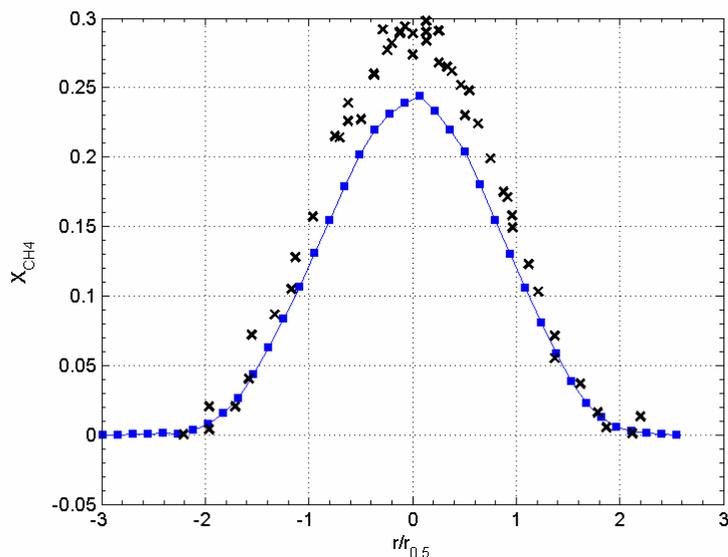


Рисунок 10 – Радиальное распределение осредненной концентрации метана для сечения 17,5D, представленное в настоящей работе (сплошная линия), и данные [2].

На основании хорошего совпадения характеристик поля концентрации, измеренных в настоящей работе и опубликованных в работах [2] и [5], и отсутствия экспериментальных доказательств, указывающих на существенную разницу в значениях измеряемых параметров, можно сделать вывод, что представленные данные дают адекватное описание поля концентрации в осесимметричной струе.

Заключение

Проведено измерение полей осредненных и пульсационных параметров турбулентной осесимметричной струи метана, истекающей в воздушное пространство. Прикладные возможности используемой методики проиллюстрированы сравнением результатов измерения осредненной концентрации метана методом двухэкспозиционной Тальбот-фотографии с результатами измерения концентрации метана другими методами. Возможность измерения пространственного распределения осредненной концентрации примеси делает этот метод очень перспективным при исследовании процессов турбулентного смешения.

Литература

1. Katharina Kohse-Höinghaus, Laser techniques for the quantitative detection of reactive intermediates in combustion systems. Progress in Energy and Combustion Science, vol. 20 №3, pp. 203-279, 1994.
2. Pitts W.M., Kashiwagi, T., The application of laser-induced Rayleigh light scattering to the study of turbulent mixing, Journal of Fluid Mechanics, vol. 141, pp. 391-429, 1984.
3. Schefer, R. W., Dibble, R. W., Rayleigh Scattering Measurements of Mixture Fraction in a Turbulent Nonreacting Propane Jet, Paper №. AIAA-86-0278, AIAA 24th Aerospace Sciences Meeting, 1986.
4. Dibble, R. W., Kollmann, W., Schefer, R. W., Conserved Scalar Fluxes Measured in a Turbulent Nonpremixed Flame by Combined Laser Doppler Velocimetry and Laser Raman Scattering, Combustion and Flame, vol. 55, pp. 307-321, 1984.

5. Birch A.D., Brown D.R., Dodson M.G., Thomas J.R., The turbulent concentration field of a methane jet, *J. Fluid Mech.* 88, 431-449, 1978.
6. H. F. Talbot, Facts relating to Optical Science. No. IV., *Philos. Mag.* vol. 9, pp. 401–407, 1836.
7. Коряковский, А. С., Марченко В. М. Интерферометрия оптических неоднородностей активных сред лазеров на основе эффекта Тальбота, *Квантовая электроника*. 1980. Т. 7, № 5. С. 1048–1057.
8. Коряковский, А. С., Марченко В. М. Датчик волнового фронта на основе эффекта Тальбота, *ЖТФ*. 1981. Т. 51, № 7. С. 1432–1438.
9. Дорошко М. В., Пенязьков О. Г., Рэнкин Г., Севрук К. Л., Храмов П. П., Ших И.А. Тальбот-интерферометрия в измерениях параметров осесимметричной турбулентной струи, *ИФЖ*, т. 79, № 5, с. 94–99, 2006.
10. Дорошко М. В., Пенязьков О. Г., Рэнкин Г., Севрук К. Л., Храмов П. П., Ших И. А. Исследование обтекания горизонтального цилиндра двумерной турбулентной струей методом тальбот-интерферометрии, *Тепло- и массоперенос–2005*. Минск, 2005. С. 210–214.
11. Doroshko M. V., Khrantsov P. P., Penyazkov O. G., Shikh I .A. Measurements of admixture concentration fluctuations in a turbulent shear flow using an averaged Talbot image, *Experiments in Fluids*, vol. 44, pp. 461–468, 2008.
12. Дорошко М. В., Пенязьков О. Г., Храмов П. П., Ших И. А. Измерение пульсаций концентрации в сдвиговом турбулентном потоке методом осредненных Тальбот-изображений, *ИФЖ*, т. 81, № 1, с. 49–54, 2008.
13. Дорошко М. В., Пенязьков О. Г., Храмов П. П., Ших И. А. Исследование статистических характеристик пульсаций плотности в пограничном слое за фронтом ударной волны, *Тепло- и массоперенос–2007*. Минск. 2007. С. 213–219.
14. Скотников М. М. Теневые количественные методы в газовой динамике. М., Наука. 1976.
15. Васильев Л.А., Теневые методы. Наука, Москва, 1968г, 400с.