

ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОТОКОВ

УДК 528.87

Д. Н. Козлов, Б. Хеммерлинг, А. Стампанони-Панариелло

*(Москва, Россия – Филлиген, Швейцария)***ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННЫХ РЕШЕТОК ***

Рассмотрен вопрос об использовании рассеяния пробного излучения на лазерно-индуцированных электрострикционных решетках для измерения скоростей газовых потоков. Некоторые возможности методики экспериментально продемонстрированы на примере измерений в затопленных воздушных струях в атмосфере со скоростями в диапазоне 5–200 м/с. Описана модель, позволяющая проводить обработку экспериментальных данных и оценку параметров эксперимента.

При диагностике газовых потоков, в которых протекают химические реакции, представляют интерес локальные бесконтактные измерения температуры, плотности и концентрации компонент, а также скорости движения газа. Для измерений температуры и плотности газа в настоящее время наиболее успешно применяются методы спектроскопии четырехволнового смешения, и в частности когерентное антистоксово рассеяние света [1]. Оптические методы измерения скоростей потоков также достигли высокого уровня развития (см., например, [2–4]) и стали в течение последних лет коммерчески доступными. Однако такие методы, как лазерная доплеровская анемометрия [2, 3] или измерение скоростей по стробируемым изображениям рассеивающих частиц [5], базируются, как правило, на внесении в поток механических частиц, что ограничивает область возможных применений этих методов. В ряде работ измерения скоростей потоков без добавления частиц проводились по доплеровскому сдвигу частоты атомных и молекулярных (дипольных или комбинационных) переходов с использованием методов линейной [6] либо нелинейной [7–9] оптики. Спектроскопия рэлеевского рассеяния также предлагалась как способ проведения измерений в чистых газах [10, 11]. Модификацией измерительной техники, использующей стробируемые изображения рассеивателей, является метод оптической маркировки потока [12], также не требующий добавления частиц и основанный на возбуждении молекулярных компонент потока с помощью одного лазера и отслеживании

* Работа выполнена при финансовой поддержке Федерального управления по энергетике Швейцарии и Федерального министерства образования и науки Германии (грант № 13N7281).

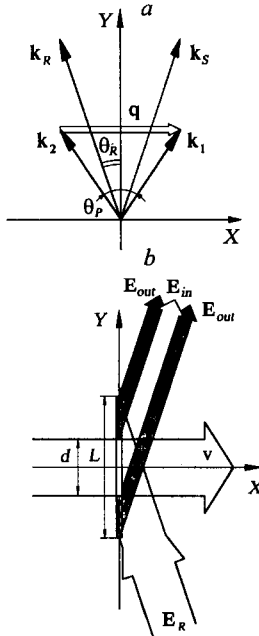


Рис. 1. Схема взаимодействия пучков излучения при возбуждении и регистрации лазерно-индуцированных решеток: *a* – решетка в однородной среде; *b* – рассеяние на решетке, возбуждаемой как внутри, так и снаружи пространственно-ограниченного потока; часть объема возбуждения, находящаяся в покоящемся газе вне потока, и соответствующие вклады в рассеянное излучение заштрихованы

временной эволюции положений помеченных компонент в пространстве с помощью другого лазера.

В работе [13] предложено определять скорость потока, используя резонансно-возбуждаемые мощным лазерным импульсом лазерно-индуцированные тепловые решетки и проводя интерферометрические измерения доплеровского сдвига частоты рассеянного на этой решетке импульса пробного излучения. В то же время если возбуждать решетку излучением импульсного лазера, а в качестве пробного использовать излучение непрерывного лазера, то можно регистрировать временную эволюцию мощности рассеянного излучения, что также позволяет измерять скорости потоков. В данной работе впервые сообщается об экспериментальной реализации одной из возможностей таких измерений при регистрации временной эволюции нерезонансно-возбуждаемых лазерно-индуцированных электрострикционных решеток.

Лазерно-индуцированные решетки (ЛИР) представляют собой регулярные пространственные структуры комплексного показателя преломления среды, создаваемые в области интерференции двух одинаково поляризованных лазерных пучков накачки с волновыми векторами \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 , которые пересекаются под углом θ_p [14] (рис. 1, *a*). Лазерно-индуцированные электрострикционные решетки (ЛИЭР) [15–17] генерируются излучением произвольной длины волны λ_p в результате поляризации среды пространственно-неоднородным импульсным электрическим полем и появления в ней внутренних сил. При этом в среде происходит генерация ультразвуковых волн, длина волны которых определяется расстоянием между интерференционными полосами: $\Lambda = \lambda_p / 2 \sin(\theta_p / 2) = 2\pi / |\mathbf{q}|$, где $\mathbf{q} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$. Эти ультразвуковые волны пространственно переналожены и распространяются в противоположных направлениях вдоль оси *X* с волновыми векторами \mathbf{q} и $-\mathbf{q}$ по нормали к плоскостям интерференционных полос (см. рис. 1, *a*), образуя стоячую волну, вызывающую пространственно-периодические изменения плотности и показателя преломления среды, осциллирующие во времени. Характерную длину решетки *L* вдоль оси *Y* (длину объема возбуждения среды пучками накачки) можно оценить из соотношения

$$L \cong 2(w_0 / \sqrt{2}) / \sin(\theta_p / 2) = \sqrt{2} \Lambda (2w_0 / \lambda_p) \gg \Lambda,$$

где $2w_0$ – диаметр пучков накачки в области их пересечения.

Такие лазерно-индуцированные решетки комплексного показателя преломления могут быть зарегистрированы, например, как фазовые решетки с использованием дифракции Брэгга (когерентного рассеяния) пробного ла-

зерного излучения другой длины волны (λ_R). При этом должно выполняться условие Брэгга $\sin\theta_R = \lambda_R/2\Lambda$ для угла θ_R между волновым вектором \mathbf{k}_R этого излучения и плоскостями интерференционных полос. Очевидно, что

$$\eta = \frac{I_S}{I_R} = \left[\frac{\pi L}{\lambda_R} \delta n \right]^2 \approx \left[\frac{\pi L}{\lambda_R} \left(\frac{\partial n}{\partial \rho} \right)_T \delta \rho \right]^2. \quad (1)$$

Здесь I_S и I_R – мощности рассеянного и пробного пучков излучений; δn и $\delta \rho$ – соответственно вариации показателя преломления и плотности газа по мере пересечения интерференционной полосы. В выражении (1) принято во внимание, что зависимость показателя преломления от температуры в газах обычно мала и ею можно пренебречь по сравнению с изменениями показателя преломления, вызванными вариациями плотности $\delta \rho$.

Количественно изменения плотности из-за электрострикции можно описать, используя линеаризованные гидродинамические уравнения [16, 17]. Их решение в условиях слабого затухания акустической волны представляет собой суперпозицию стоячей ультразвуковой волны, порождаемой адиабатическим сжатием среды, и незначительной вторичной модуляции плотности, обусловленной локальным изменением температуры газа в результате адиабатического сжатия. При возбуждении лазерным импульсом малой длительности это решение может быть представлено в виде

$$\delta \rho \cong A [\sin \Omega t \exp(-t/\tau_a)] \cos(qx), \quad (2)$$

где масштабный коэффициент A определяется соотношением

$$A = \frac{4\pi}{\Lambda v_s c} \gamma_e [(W_1 W_2)^{1/2} / s]. \quad (3)$$

Здесь $\gamma_e = \rho_0 (\partial \varepsilon / \partial \rho)$ – электрострикционная постоянная, в которой ρ_0 – равновесная (т. е. пространственно однородная) плотность газа, ε – диэлектрическая проницаемость; v_s – адиабатическая скорость звука; c – скорость света; $W_{1,2}$ и s – соответственно энергии лазерных импульсов и поперечные сечения пучков накачки; $\Omega = 2\pi/T_a$, где период осцилляций акустической волны $T_a = \Lambda/v_s$; τ_a – постоянная времени затухания акустической волны; x – координата вдоль оси X , направление которой выбрано вдоль вектора \mathbf{q} .

В идеальном газе адиабатическая скорость звука не зависит от плотности и справедливо соотношение

$$v_s = \sqrt{\gamma \frac{R}{M} T}, \quad (4)$$

где T – температура газа; $\gamma = c_p/c_v$ – отношение удельных теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме; M – молярная масса; $R = 8,31441 \cdot 10^3$ Дж/(кмоль · К) – универсальная газовая постоянная [18]. В реальном газе, однако, появляется слабая зависимость v_s от плотности.

Затухание амплитуды акустической волны в газе определяется вязкостью и теплопроводностью:

$$\tau_a = 2 \left(\frac{\Lambda}{2\pi} \right)^2 \left\{ \frac{1}{\rho_0} \left[\frac{4}{3} \mu + (\gamma - 1) \frac{\kappa}{c_p} \right] \right\}^{-1}, \quad (5)$$

где μ – динамическая вязкость; κ – теплопроводность газа. Постоянная времени τ_a определяется величиной Λ^2 и пропорциональна плотности газа ρ_0 , так что условия слабого затухания выполняются тем лучше, чем выше плотность. Однако обычно в экспериментах, где используются сфокусированные пучки накачки, осцилляции η при нормальных и высоких плотностях затухают быстрее, чем можно было бы ожидать, исходя из величины τ_a . В этом случае время затухания в основном определяется скоростью относительного смещения двух первоначально пространственно переналоженных и распространяющихся в противоположных направлениях акустических волновых пакетов, которые собственно и образуют стоячую волну. Для пучков гауссова профиля время такого смещения можно охарактеризовать величиной $\tau_{tr} = w_0/\sqrt{2}v_s$ (транспортное время затухания). Чтобы с хорошей точностью количественно описать данный эффект, достаточно фактор затухания $\exp(-t/\tau_a)$ в формуле (2) заменить на $\exp(-t/\tau_a - t^2/\tau_{tr}^2)$, что делает несущественным влияние постоянной времени τ_a при условиях $\tau_{tr} \ll \tau_a$.

Все измерения, представленные в данной работе, выполнены при комнатной температуре $T = 293$ К в затопленной воздушной струе, выдуваемой в атмосферу из плоского сопла с шириной выходной щели $d = 18$ мм и высотой $h = 1,5$ мм. Сопло изготовлено из медной трубки сжатием одного из ее концов так, что образуется канал почти прямоугольной формы длиной около 20 мм. Плоскость сопла выставлена параллельно плоскости XU , задаваемой волновыми векторами \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 пучков накачки, при этом широкая сторона щели ориентирована вдоль оси Y , коллинеарной биссектрисе угла θ_p (см. рис. 1, а). Зондируемый объем располагается как можно ближе к срезу сопла, на расстоянии около 1 мм от него. По оценке длина объема возбуждения составляет $L \approx 70$ мм, что превышает ширину щели сопла. Таким образом, интерференционные полосы излучения накачки и соответственно штрихи ЛИЭР располагаются частично внутри, а частично снаружи потока.

Если описывать поле пробного излучения как

$$E_R(\mathbf{r}, t) = E_R \exp(-i\omega_R t + i\mathbf{k}_R \mathbf{r}) + \text{КС}, \quad (6)$$

а поле излучения, рассеянного стоячей звуковой волной в направлении $\mathbf{k}_S = \mathbf{k}_R + \mathbf{q}$, которое задается углом Брэгга, как

$$E_S(\mathbf{r}, t) = E_S(t) \exp(-i\omega_R t + i\mathbf{k}_S \mathbf{r}) + \text{КС}, \quad (7)$$

то комплексная амплитуда $E_S(t)$ излучения, рассеянного на ЛИР внутри среды, движущейся со скоростью v вдоль оси X , может быть представлена в соответствии с выражениями (2) и (3) в виде

$$E_S(t) \propto L(n\rho_0/v_s)(\partial n/\partial \rho)^2 \exp(iqv t) \sin \Omega t \exp(-t/\tau_a). \quad (8)$$

Здесь использовано соотношение $\gamma_e = \rho_0(\partial \varepsilon/\partial \rho) \approx 2n\rho_0(\partial n/\partial \rho)$.

Если только часть зондируемого объема находится внутри потока, а часть расположена снаружи, как это имело место в наших экспериментах, то поле регистрируемого когерентно-рассеянного излучения является суммой вкладов от этих двух областей: $E_S(\mathbf{r}, t) = E_{in}(\mathbf{r}, t) + E_{out}(\mathbf{r}, t)$ (рис. 1, б), при этом частота излучения, рассеянного в покоящемся воздухе вне струи, равна частоте пробного излучения, тогда как частота излучения, рассеянного внутри струи, испытывает доплеровский сдвиг, пропорциональный ее скорости в объеме зондирования. При квазипрямоугольном распределении скорости потока вдоль объема зондирования, т. е. вдоль оси Y (случай затопленной струи вблизи среза сопла), комплексные амплитуды этих двух вкладов в поле рассеянного излучения можно представить в виде

$$E_{in}(t) = B \exp(i(v/v_{s0})\Omega_0 t) \sin \Omega t \exp(-t/\tau_a), \quad (9)$$

$$E_{out}(t) = C \sin \Omega_0 t \exp(-t/\tau_a^0),$$

где коэффициенты B и C определяются в соответствии с (8) свойствами рассеивающей среды и длинами соответствующих ЛИР, а индекс 0 относится к покоящейся среде. Отметим, что скорость звука и соответственно частота акустической волны внутри потока определяются локальной температурой. В результате для временной эволюции мощности рассеянного излучения с учетом интерференции обоих вкладов на фотодетекторе можно записать:

$$\begin{aligned} I_S(t) \propto E_S E_S^* \propto & B^2 \sin^2 \Omega t \exp(-2t/\tau_a) + \\ & + C^2 \sin^2 \Omega_0 t \exp(-2t/\tau_a^0) + \\ & + 2BC \cos((v/v_{s0})\Omega_0 t) \sin \Omega t \sin \Omega_0 t \exp(-t/\tau_a - t/\tau_a^0). \end{aligned} \quad (10)$$

Таким образом, доплеровский сдвиг частоты приводит к амплитудной модуляции высокочастотных осцилляций временной эволюции сигнала ЛИЭР с низкой частотой $\Omega_m = (v/v_{s0})\Omega_0$, пропорциональной скорости потока. Если струя содержит тот же газ, который находится и в окружающей среде в состоянии покоя, т. е. $\Omega = \Omega_0$, $\tau_a = \tau_a^0$, то выражение (10) можно привести к виду

$$I_S(t) \propto (B^2 + C^2)[1 + m \cos(\Omega_m t)] \sin^2 \Omega_0 t \exp(-2t/\tau_a^0), \quad (11)$$

где глубина модуляции $m = 2BC/(B^2 + C^2)$ определяется отношением амплитуд полей, рассеянных внутри и снаружи потока. При $v = 0$ соотношение (11) с очевидностью преобразуется в выражение, описывающее рассеяние на ЛИЭР длины L , с мощностью рассеянного излучения, пропорциональной величине $(B + C)^2$. При таком способе возбуждения ЛИР излучение, рассеянное вне потока, имеет несмещенную центральную частоту и фактически яв-

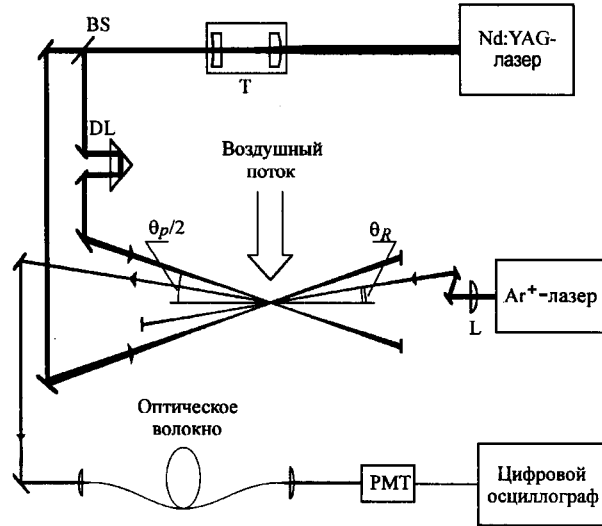


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для возбуждения и регистрации лазерно-индуцированных электрострикционных решеток: Т – телескоп; BS – полупрозрачное зеркало; DL – линия задержки; PMT – фотоумножитель; L – линза

ляется опорной волной. Для того чтобы использовать (11) для случая пространственно ограниченных (сфокусированных) пучков накачки снова, как и в (2), фактор затухания $\exp(-t/\tau_a)$ должен быть заменен на $\exp(-t/\tau_a - t^2/\tau_{tr}^2)$.

Схема экспериментальной установки для генерации и детектирования ЛИЭР представлена на рис. 2. Два пучка одинаково и линейно поляризованного излучения накачки, полученные с помощью полупрозрачного зеркала BS от импульсного Nd:YAG-лазера на длине волны $\lambda_p = 1064$ нм (10 Гц, 20 мДж, $\tau_p \approx 5$ нс, ширина спектра $\sim 1,1$ см $^{-1}$) и сфокусированные одним и тем же телескопом T ($f = 2500$ мм), пересекаются в объеме возбуждения под углом $\theta_p \approx 1,6^\circ$. При этих условиях период интерференционной картины получается равным $\Lambda \approx 37$ мкм. Настраиваемая линия задержки DL обеспечивает взаимную когерентность пучков накачки. В качестве пробного используется излучение непрерывного Ar $^+$ -лазера ($\lambda_R = 515$ нм, 1 Вт). Оно фокусируется линзой L ($f = 1000$ мм) и направляется в объем зондирования навстречу пучкам накачки таким образом, чтобы выполнялось условие Брэгга. Детектируемое когерентное излучение, рассеянное ЛИЭР, фокусируется на торец оптического волокна, которое служит пространственным фильтром для подавления некогерентно рассеянного излучения. Излучение, выходящее из волокна, направляется на фотоумножитель PMT. Регистрация временной эволюции сигнала как за один лазерный импульс, так и с усреднением по нескольким лазерным импульсам осуществляется с помощью цифрового осциллографа с шириной полосы пропускания 500 МГц и скоростью считывания 1 ГГц.

Временная эволюция сигнала, рассеянного на ЛИЭР, возбужденной вблизи среза сопла в покое в воздухе в отсутствие потока (рис. 3, а), характеризуется высокочастотными осцилляциями с одним и тем же периодом $T_a/2 = \pi/\Omega_0 = 54,3$ нс, которые обусловлены присутствием стоячей ультра-

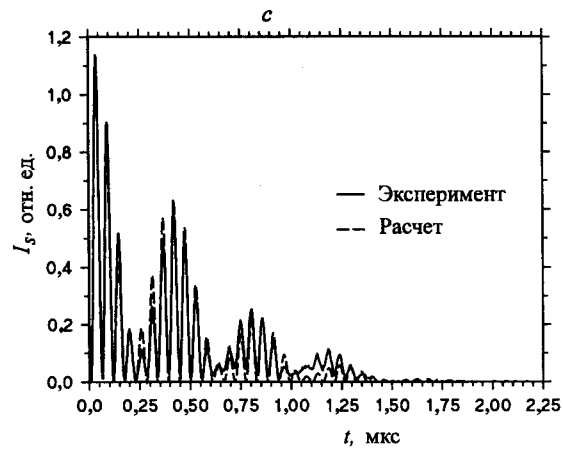
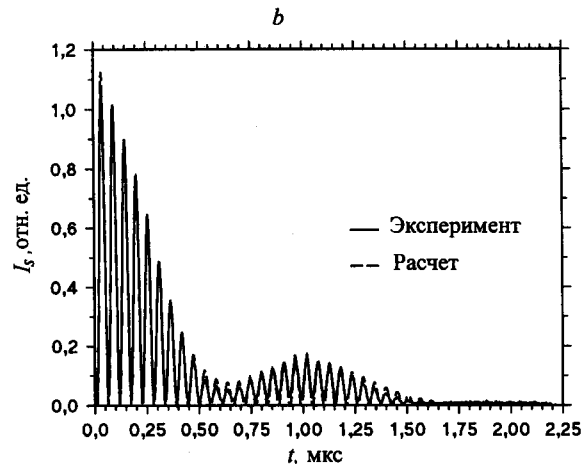
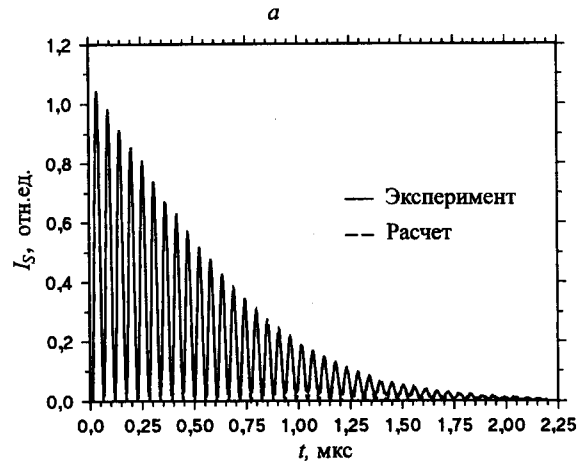


Рис. 3. Эволюция сигналов, полученных от ЛИЭР, возбужденной вблизи среза плоского сопла (каждый из сигналов усреднен по 100 лазерным импульсам): *a* – в отсутствие потока; *b, c* – в затопленной струе воздуха с $v_Q = 31$ и 88 м/с соответственно

звуковой волны в объеме зондирования и спадают по амплитуде вследствие как акустического затухания, так и пространственной ограниченности пучков накачки. Эволюция сигнала с хорошей точностью описывается соотношением (11), которое собственно и использовалось для обработки результатов измерений и определения параметров модели. Измеренная величина T_a и значения скорости звука $v_{s0} = 343,4$ м/с, теплопроводности, вязкости и удельных теплоемкостей для воздуха при $T = 293$ К, взятые из [19], позволяют рассчитать $\Lambda = 37,3$ мкм и оценить, используя (5), постоянную времени затухания акустической волны τ_a , равную для указанных условий $\tau_a = 2,53$ мкс. Величина τ_a зафиксирована при описании формы сигнала. Транспортное время затухания τ_{tr} рассматривается как варьируемый параметр и равно $\tau_{tr} = 1,48$ мкс в соответствии с имеющейся оценкой величины диаметра сфокусированных пучков накачки в области их пересечения.

Когда из сопла выходит струя воздуха, на огибающей сигнала наблюдается низкочастотная модуляция (рис. 3, *b*), которая обусловлена доплеровским сдвигом частоты излучения, рассеянного на ЛИЭР внутри потока. При увеличении скорости потока период этой модуляции уменьшается (рис. 3, *c*). Для широкого диапазона скоростей потоков, использованных в наших экспериментах (5–200 м/с), эволюция сигнала достаточно хорошо описывается соотношением (11) со средней величиной глубины модуляции, равной $\langle m \rangle = 0,71$. Значение $\langle m \rangle$ определено из ряда величин m , независимо полученных при описании формы сигналов в потоках с различными скоростями. Оценка величины m для $d = 18$ мм и $L = 70$ мм дает $m = 0,61$. Это находится в приемлемом соответствии с экспериментальными данными, поскольку даже небольшое увеличение ширины струи d за счет ее расширения вдоль оси потока может привести к соответствующему возрастанию величины m . Так, например, $m = 0,71$ соответствует ширине струи $d = 21$ мм.

Пропорциональность между частотой модуляции Ω_m огибающей сигнала ЛИЭР и скоростью потока проверена в диапазоне скоростей, отвечающих расходам 10–300 лн./мин, а величины скоростей v , рассчитанные с помощью соотношения $v = v_{s0}(\Omega_m/\Omega_0)$ из экспериментальных данных, сопо-

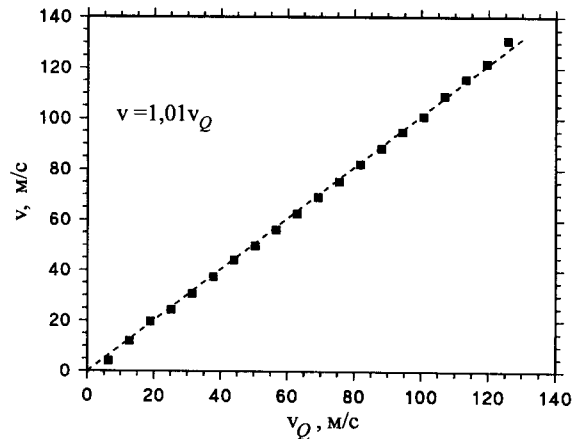


Рис. 4. Соотношение между величинами измеренных локальных скоростей потока v и средних скоростей v_Q , определенных по расходу газа и площади поперечного сечения сопла, при фиксированном расположении объема зондирования относительно среза сопла: штриховая линия – линейная аппроксимация зависимости

ставлены со средними скоростями потока v_Q , $v_Q = Q/S$, определенными из измеренного расхода газа Q и площади поперечного сечения сопла S (рис. 4). Между двумя величинами наблюдается достаточно хорошая линейная корреляция, тогда как коэффициент пропорциональности v/v_Q может незначительно изменяться от эксперимента к эксперименту при различных независимых настройках местоположения объема зондирования внутри потока в диапазоне 1,00–1,15. Это, по-видимому, связано с неоднородностью поперечного распределения скоростей по высоте (вдоль оси Z) и небольшим смещением ($x/h \approx 1$) точки измерения от среза сопла.

Параметры эволюции экспериментальных сигналов (период акустической волны T_a и транспортное время затухания τ_{tr}), определяемые при подгонке их формы с использованием соотношения (11), приведены на рис. 5 как функция средней скорости потока v_Q (напомним, что $v_Q \approx v$). Их изменения, хотя и относительно малые, особенно в случае T_a , имеют, однако, характерные квадратичную и гиперболическую зависимости, которые соответственно показаны штриховыми линиями на данном рисунке. По всей видимости, квадратичная зависимость $T_a = T_{a0}[1 + 0,066(v_Q/v_{s0})^2]$ при $(v_Q/v_{s0})^2 \ll 1$ может отражать небольшое уменьшение локальной температуры и соответственно скорости звука $v_s \sim T_a^{-1}$ в расширяющемся газе, которое описывается соотношением [18]

$$v_s = v_{s0} \sqrt{1 - \frac{(\gamma - 1)}{2} (v/v_{s0})^2} \approx v_{s0} \left[1 - \frac{(\gamma - 1)}{4} (v/v_{s0})^2 \right], \quad (12)$$

где $(\gamma - 1)/4 = 0,1$. Уменьшение времени τ_{tr} с увеличением средней скорости потока,

$$\tau_{tr} = \frac{\tau_{tr}^0}{1 + (v/v_{s0})} \approx \frac{\tau_{tr}^0}{1 + (v_Q/v_{s0})}, \quad (13)$$

отвечает уменьшению времени жизни стоячей акустической волны, структурные составляющие которой движутся вместе с потоком внутри фиксированного в пространстве объема зондирования.

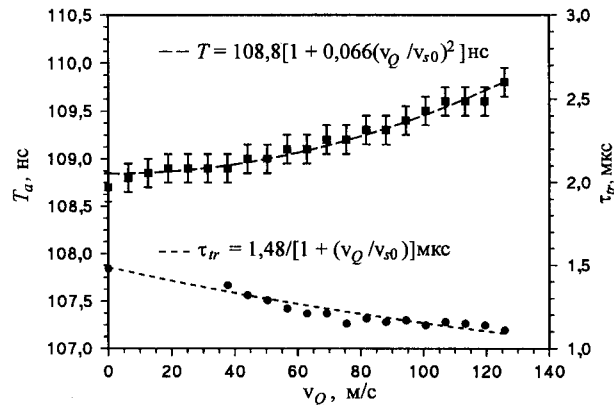


Рис. 5. Зависимость параметров эволюции сигнала – периода акустической волны T_a и транспортного времени затухания τ_{tr} – от средней скорости потока v_Q : штриховые линии – соответствующие аппроксимирующие функции

Представленная методика позволяет проводить измерения скоростей звука и потока практически мгновенно – за один лазерный импульс (~ 5 нс). Сравнение результатов, полученных из усредненных по времени сигналов и сигналов за один импульс, показывает хорошую степень воспроизводимости определения скоростей звука (периода осцилляций) и потока. Несмотря на заметные шумовые искажения контура сигнала от импульса к импульсу, в стационарном потоке разброс величин периода акустической волны T_a и скорости потока v не превышает 0,3 и 3 % соответственно.

Высокое пространственное разрешение метода ЛИЭР в направлении Z , перпендикулярном плоскости XY , задаваемой двумя пересекающимися пучками накачки, обеспечивается малыми поперечными размерами объема зондирования (порядка 0,2 мм) и продемонстрировано на примере измерения профиля скоростей поперек струи (рис. 6). Измерения проводились на расстоянии 1 мм от среза сопла с шагом 0,1 мм. Полученный профиль скоростей хорошо описывается параболической зависимостью вида $v(z) = 38,8(1 - 1,82(z/h)^2)$ м/с (сплошная кривая). Усреднение этого распределения в пределах $-h/2 \leq z \leq h/2$ дает величину $v_Q = 30$ м/с, что неплохо согласуется с оценкой средней скорости потока по расходу воздуха на срезе сопла $v_Q = 33$ м/с.

Следует отметить, что, наряду с локальным измерением скорости потока, регистрация эволюции сигнала ЛИЭР позволяет одновременно измерять и температуру газа в том же объеме зондирования, рассчитывая ее из соотношения (4) по адиабатической скорости звука в среде v_s , величину которой, в свою очередь, можно определить по периоду высокочастотных осцилляций и известному углу пересечения пучков накачки. Для статических условий эта возможность продемонстрирована в [20, 21]. В настоящее время проводятся эксперименты с затопленными струями нагретого воздуха в окружающей атмосфере при комнатной температуре. Дальнейшая работа направлена на изучение возможностей использования ЛИЭР, характерная длина которых меньше ширины струи. Изучаются также возможности применения тепловых ЛИР для проведения аналогичных измерений в потоках. Представляет интерес сравнение данных, полученных с помощью методик, использующих

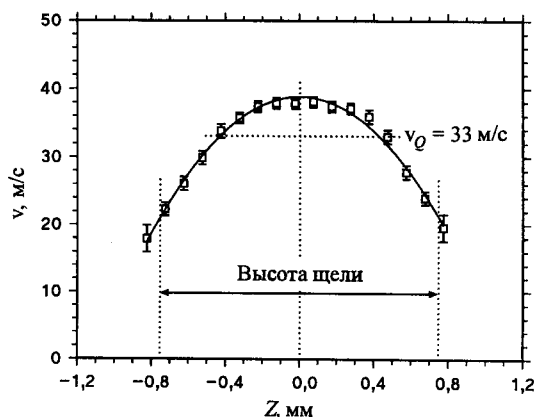


Рис. 6. Профиль скорости в потоке v поперек струи: сплошная кривая – аппроксимирующая параболическая зависимость скорости от расстояния Z до оси струи

лазерно-индуцированные решетки, с результатами диагностики потоков общепринятыми оптическими методами.

Таким образом, показано, что регистрация с временным разрешением сигнала рассеяния пробного излучения на лазерно-индуцированных электрострикционных решетках позволяет проводить измерения скоростей газовых потоков. Возможности методики экспериментально продемонстрированы на примере измерений в затопленной воздушной струе в окружающей атмосфере. Разработан алгоритм обработки экспериментальных данных и оценки параметров эксперимента.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Greenhalgh D. A.** Quantitative CARS spectroscopy // *Advances in Non-Linear Spectroscopy* /Eds. R. J. H. Clark, R. E. Hester. Chichester, New York, Brisbane, Toronto, Singapore: John Wiley & Sons, 1988.
2. **Дубнищев Ю. Н., Ринкевичюс Б. С.** Методы лазерной доплеровской анемометрии. М.: Наука, 1982.
3. **Goldstein R. J.** Fluid Mechanics Measurements. Hemisphere, 1983.
4. **Дубнищев Ю. Н.** Оптические методы диагностики потоков // *Автоматрия*. 1998. № 6. С. 93.
5. **Grant I.** Particle imaging velocimetry: a review // *Proc. Inst. Mech. Eng.* 1997. **C211**. P. 55.
6. **Chang A. Y., DiRosa M. D., Davidson D. F., Hanson R. K.** Rapid tuning cw laser technique for measurements of gas velocity, temperature, pressure, density and mass flux using NO // *Appl. Opt.* 1991. **30**, N 21. P. 3011.
7. **Gustafson E. K., McDaniel J. D., Byer R. L.** CARS measurement of velocity in a supersonic jet // *IEEE Journ. Quant. Electron.* 1981. **17**. P. 2259.
8. **Herring G. C., Lee S. A., She C. Y.** Measurements of a supersonic velocity in a nitrogen flow using inverse Raman spectroscopy // *Opt. Lett.* 1983. **8**. P. 214.
9. **Williams R. B., Ewart P., Dreizler A.** Velocimetry of gas-flows using degenerate four-wave mixing // *Opt. Lett.* 1994. **19**. P. 1486.
10. **Miles R. B., Lempert W. R.** Two-dimensional measurement of density, velocity and temperature in turbulent high-speed air flows by UV Rayleigh scattering // *Appl. Phys.* 1990. **51**. P. 1.
11. **Forkey J. N., Finkelstein N. D., Lempert W. R., Miles R. B.** Demonstration and characterization of filtered Rayleigh scattering for planar velocity measurements // *AIAA Journ.* 1996. **34**, N 3. P. 442.
12. **Miles R. B., Zhou D., Zhang B., Lempert W. R.** Fundamental turbulence measurements by RELIEF flow tagging // *AIAA Journ.* 1993. **31**. P. 447.
13. **Walker D. J. W., Williams R. B., Ewart P.** Thermal grating velocimetry // *Opt. Lett.* 1998. **23**. P. 1316.
14. **Eichler H. J., Günter P., Pohl D. W.** Laser-induced Dynamic Gratings. Berlin: Springer, 1986.
15. **Govoni D. E., Booze J. A., Sinha A., Crim F. F.** The non-resonant signal in laser-induced grating spectroscopy of gases // *Chem. Phys. Lett.* 1993. **216**. P. 525.
16. **Stampanoni-Panariello A., Hemmerling B., Hubschmid W.** Electrostrictive generation of nonresonant gratings in the gas phase by multimode lasers // *Phys. Rev.* 1995. **A51**. P. 655.
17. **Hubschmid W., Hemmerling B., Stampanoni-Panariello A.** Rayleigh and Brillouin modes in electrostrictive gratings // *JOSA.* 1995. **B12**. P. 1850.

18. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
19. Kaye G. W. C., Laby T. H. Tables of Physical and Chemical Constants. N. Y.: Longmans, Green, 1986.
20. Stampanoni-Panariello A., Hemmerling B., Hubschmid W. Temperature measurements in gases using laser-induced electrostrictive gratings // Appl. Phys. 1998. 67. P. 125.
21. Hemmerling B., Kozlov D. N. Generation and temporally resolved detection of laser-induced gratings by a single, pulsed Nd : YAG laser // Appl. Opt. 1999. 38. P. 1001.

*Институт общей физики РАН,
Институт им. П. Шеррера,
E-mail: dnk@kapella.gpi.ru*

*Поступила в редакцию
21 декабря 1999 г.*

Реклама продукции в нашем журнале – залог Вашего успеха!