

ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ОПТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

Н. Ф. Деревянко, А. М. Трохан

(Москва)

В последнее время применение оптических методов измерения характеристик турбулентности вызывает все больший интерес при исследовании течений жидкости, газа или плазмы. Отсутствие возмущений исследуемой среды, возможность проводить измерения в потоках горячего и быстродвижущегося газа выгодно отличают оптические инструменты для исследования турбулентности от зондовых инструментов, таких, как термоанемометр, электроразрядный и индукционный анемометры, трубка Пито и т. д. В то же время по сравнению с другими беззондовыми методами, основанными, например, на использовании ультразвуковых или СВЧ-колебаний, радиоактивных изотопов и т. д., оптические методы обладают существенным преимуществом — высоким пространственным разрешением.

Оптические методы в равной степени пригодны для исследования турбулентности как в жидкостях, так и в газах, пламенах или плазме. Хотя некоторые из них известны давно (например, диффузионный метод), большинство оптических методов нашло применение лишь в самое последнее время.

Используемые в настоящее время оптические методы исследования турбулентности можно разделить на три основные группы: диффузионные, денситометрические и анометрические методы.

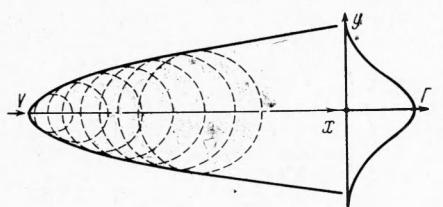
1. Диффузионные методы. Эта группа методов основана на использовании зависимости диффузии тепла, микро- или макрочастиц в исследуемой среде от характеристик турбулентности.

Впервые диффузионный метод обнаружения турбулентности был применен Осборном Рейнольдсом. Для этой цели им была использована диффузия краски в воде, которая резко увеличивается при переходе ламинарного течения в турбулентное.

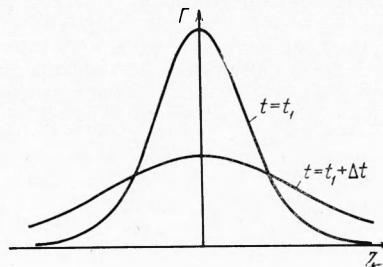
Для исследования течений газа используется локальный нагрев среды электрическим разрядом [1], нитью [2] или лазерной искрой [3].

Диффузия нагретого облачка газа регистрируется с помощью соответствующей оптической системы (интерферометрической, теневой или шлирной). Вместо нагрева газа шлира может быть получена путем ввода постороннего газа с иным коэффициентом преломления [4] по сравнению с исследуемой средой. Наибольшее же распространение в качестве диффундирующего «зонда» газовых потоков получил дым ввиду простоты его получения и регистрации. Для изучения диффузии в горячих потоках газа возможно использование материалов, дающих характерное свечение, например натрия¹ и т. д.

Для исследования турбулентности потоков жидкости недавно предложен интересный метод [5], состоящий в том, что разбавленный раствор 2(2,4-динитробензол) — пиридина в этиловом спирте освещается тонким импульсным пучком света, перпендикулярным потоку. Под воздействием света раствор окрашивается в синий цвет, который сохраняется некоторое время. Диффузия окрашенных областей позволяет судить о степени турбулентности среды.



Фиг. 1



Фиг. 2

Для исследования турбулентности в воде широко используется также введение краски [6], флуоресцирующих составов [7] или растворов солей [8].

При измерении турбулентности диффузионными методами можно различить два случая: когда диффундирующая субстанция вводится или создается в потоке непрерывно (фиг. 1) и когда образование и регистрация диффундирующей субстанции носит дискретный характер (фиг. 2).

В последнем случае диффузия измеряется либо путем стробоскопического фотографирования, либо путем фотоэлектрического сканирования.

См. Прудников А. Г. Измерения оптико-диффузионным методом турбулентности воздушных потоков и пламен. Дисс. Моск. физ.-техн. ин-та, 1956.

Анализ результатов измерения базируется обычно на использовании соотношения, впервые полученного Кампе де Ферье [9] для однородного турбулентного течения

$$\langle y_2^2(t) \rangle = 2v_2'^2 \int_0^t (t-\tau) R_L(\tau) d\tau \quad (1.1)$$

где $y_2(t)$ — Лагранжева координата меченой частицы в декартовой системе, v_2' — Лагранжева турбулентная пульсация скорости, $R_L(\tau)$ — Лагранжева корреляция.

При малых значениях времени $t R_L(\tau) \approx 1$, или

$$\langle y_2^2(t) \rangle \approx v_2'^2 t^2 \quad (1.2)$$

т. е. при малых значениях t стандартное отклонение $\langle v_2'^2 \rangle^{1/2}$ может быть получено по наклону кривой $\langle y_2^2(t) \rangle^{1/2}$.

При значениях времени $t \gg t^*$, для которого $R_L(t^*) \approx 0$, имеет место

$$\langle y_2^2(t) \rangle \approx 2v_2'^2 t \int_0^{t^*} R_L(\tau) d\tau \quad (1.3)$$

или

$$\langle y_2^2(t) \rangle \approx 2v_2'^2 t T_L \quad (1.4)$$

где T_L — Лагранжев интегральный масштаб времени.

Из (1.1) следует, что корреляционная кривая может быть получена двойным дифференцированием кривой $\langle y_2^2(t) \rangle$, если $\langle v_2'^2 \rangle$ найдено из (1.2).

Из (1.4) следует, что Лагранжев масштаб турбулентности может быть определен по наклону кривой $\langle y_2^2(t) \rangle$ при больших значениях t .

По диффузии примеси вдоль по потоку можно определить также коэффициент турбулентной диффузии B .

Поскольку распределение субстанции Γ в плоскости, перпендикулярной к направлению скорости потока v на расстоянии x_1 от источника в случае однородной изотропной турбулентности описывается Гауссовой кривой ошибок [10], то имеет место соотношение

$$B = \langle v \rangle (x_2)_0^{1/2} / 0.5 x_1 \ln 2 \quad (1.5)$$

Здесь $(x_2)_0$ означает координату, при которой $\langle \Gamma \rangle = 0.5 \Gamma_{max}$

Достоинствами диффузионных методов измерения турбулентности являются: сравнительная простота необходимого оборудования, наглядность и разнообразие получаемых характеристик.

К недостаткам же этих методов следует отнести значительную трудоемкость математической обработки результатов измерений, малое пространственное разрешение и невысокую точность, определяемую возмущающим действием зонда, вводящего диффундирующую субстанцию, конечными размерами источника и т. д.

2. Денситометрические методы. Эта группа методов основана на обнаружении турбулентных флюктуаций плотности и связанного с ней коэффициента преломления среды, градиента или второй производной плотности, а также концентрации примесей.

Одной из характерных особенностей этой группы методов является то, что рассматриваемые оптические эффекты могут одновременно зависеть от нескольких параметров среды, что делает однозначную интерпретацию полученных результатов не всегда возможной. Так, например, доля проходящего светового потока, рассеиваемая элементарным объемом среды, зависит одновременно от величины градиента коэффициента преломления, концентрации и состава среды, концентрации и размеров золей и т. д.

Методы, относящиеся к данной группе, представляются целесообразным разбить на две подгруппы, резкая грань между которыми, однако, отсутствует, а именно: а) методы, использующие проходящий свет, и б) методы, основанные на регистрации рассеянного или собственного излучения. Первая подгруппа позволяет получить значения, интегральные вдоль линии наблюдения, вторые — локальные значения.

2а. Проходящий свет. В эту группу входят интерферометрические, спиральные, теневые и абсорбционные методы, а также метод статистического отклонения луча.

Интерферометрические методы позволяют измерить интегральные флюктуации плотности вдоль линии наблюдения z . Смещение интерференционной полосы S равно изменению длины оптического пути, измеренному в длинах волн света λ

$$S = \frac{1}{\lambda} \int_z [n(x, y, z) - n_0] dz \quad (2.1)$$

Здесь $n(x, y, z)$ и n_0 — показатель преломления соответственно в турбулентной и исходной среде.

Плотность газа ρ связана с показателем преломления уравнением Гладстона — Дейла

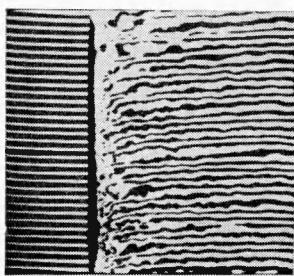
$$n - 1 = (n_0 - 1)\rho / \rho_0 \quad (2.2)$$

Таким образом

$$S = \frac{n_0 - 1}{\lambda \rho_0} \int_z [\rho(x, y, z) - \rho_0] dz \quad (2.3)$$

В результате осреднения вдоль луча спектр пульсаций, регистрируемый интерферометром, сужается по сравнению с действительным, аналогично случаю измерения термоанемометром с длинной нитью.

Для регистрации турбулентного сдвига полос используется как фотографическая [11—13], так и фотоэлектрическая [14] регистрация.



Фиг. 3



Фиг. 4

На фиг. 3 приведена интерферограмма детонационной волны в смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 2\text{CO}$ в ударной трубе [11], иллюстрирующая турбулентное состояние газа за волной. Фотографическая регистрация на движущуюся пленку позволяет получить развертку пульсаций по времени (фиг. 4) [12]. Однако более целесообразно получение временных спектров путем использования фотоэлектрической регистрации.

В качестве примера таких устройств на фиг. 5 приведена схема лазерного интерферометра, использованного для измерения мощности спектральной плотности в струе, истекающей из звукового соска [14].

В интерферометре использован гелий-неоновый лазер 1, работающий в двухчастотном режиме ($\lambda = 3.39 \mu$ и $\lambda = 0.63 \mu$). Излучение лазера, проходя полупрозрачное зеркало 2 и инфракрасный фильтр 3, попадает в камеру 4 с исследуемой струей 5.

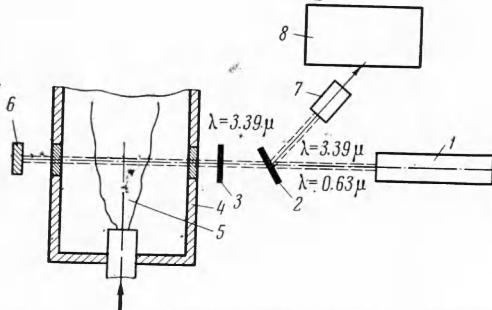
Часть излучения, отразившись от зеркала 6, возвращается в резонатор. Интенсивность излучения лазера строго зависит от фазы отраженного света, т. е. от длины оптического пути луча.

Таким образом, наличие турбулентных пульсаций плотности газа вызывает появление пульсаций интенсивности инфракрасного излучения, а следовательно, и видимого излучения лазера.

Система отьюстирована так, что интенсивность видимого излучения примерно синусоидально зависит от фазы отраженного света. Видимое излучение, отраженное от полупрозрачного зеркала 2, регистрируется фотоумножителем 7 и анализируется звуковым анализатором 8.

Достоинствами интерферометрических методов является линейная зависимость показаний от плотности среды, а также их высокая чувствительность. Так, например, применение интерферометра Фабри — Перо совместно с лазером позволяет обнаруживать изменения показателя преломления порядка $\Delta n = 10^{-7} — 10^{-8}$ [15].

Однако при изучении турбулентности часто более удобным оказывается применение теплового и шлирен-методов [16], регистрирующих соответственно вторую или первую производную коэффициента преломления в направлении, перпендикулярном направлению луча. Это вызвано тем, что турбулентные пульсации плотности обычно малы, но мал также и размер неоднородностей, так что градиент и высшие производные оказываются большими величинами.



Фиг. 5

При применении этих методов также возможны как фотографическая, так и фотоэлектрическая регистрация. Шлирная фотография турбулентного потока дает характерную ячеистую структуру, соответствующую структуре турбулентных вихрей. Подобная фотография приведена на фиг. 6 (факел плазматорона). Корреляционная обработка теневых или шлирных снимков позволяет найти масштаб турбулентности.

Если поле пульсаций плотности изотропно, то его можно охарактеризовать одной функцией — трехмерным спектром поля плотности, которая характеризует долю спектра плотности, приходящуюся на среднюю пульсацию плотности для длины волны $\lambda = 2\pi / k$.

Корреляция пульсаций интенсивности света вдоль потока связана с трехмерным спектром изотропного поля плотности $E(k)$ следующим соотношением [12]:

$$k^4 E(k) = \text{const} \int_0^\infty \xi R(\xi) I_0(k\xi) d\xi \quad (2.4)$$

Здесь $I_0(k\xi)$ — функция Бесселя нулевого порядка, $R(\xi) = \langle h(x, y)h(x + \xi, y) \rangle$ — корреляция теневой картины, $h(x, y)$ — интенсивность пульсаций теневой картины.

Получение мгновенных теневых и шлирных фотографий для изучения турбулентности получило широкое распространение при проведении аэродинамических и плазменных исследований [17—20] ввиду наглядности результатов и возможности представить течение в целом. Интересные возможности в этом направлении открывает также применение голограммы [21].

Обработка теневых картин может быть осуществлена с помощью сравнительно простых оптических автокорреляторов [21, 22], не требующих большой трудоемкости.

Нахождение масштаба турбулентности возможно также путем применения фотоэлектрической регистрации. Для интерпретации результатов может быть использована упрощенная модель, согласно которой вызванные турбулентностью неоднородности показателя преломления рассматриваются как случайные собирающие или рассеивающие линзы [23].

При падении однородной плоской волны с интенсивностью I_0 на такую «линзу» с фокусным расстоянием f интенсивность света I за ней на расстоянии $L \ll f$ от нее равна

$$I \approx I_0(1 \pm 2L/f) \quad (2.5)$$

где знаки «плюс» и «минус» соответствуют собирающим и рассеивающим «линзам».

Следовательно, относительные изменения интенсивности за такой «линзой» имеют порядок

$$\left| \frac{I - I_0}{I_0} \right| \approx \frac{2L}{f} \quad (2.6)$$

Принимая, что для воздуха $n_0 \approx 1$ и $|n - n_0| \ll 1$, и, кроме того, считая, что «линзы» имеют сферическую форму (т. е. $\left| \frac{1}{r_1} \right| \approx \left| \frac{1}{r_2} \right| \approx \left| \frac{1}{r} \right|$, где r — характерный размер линзы), получают

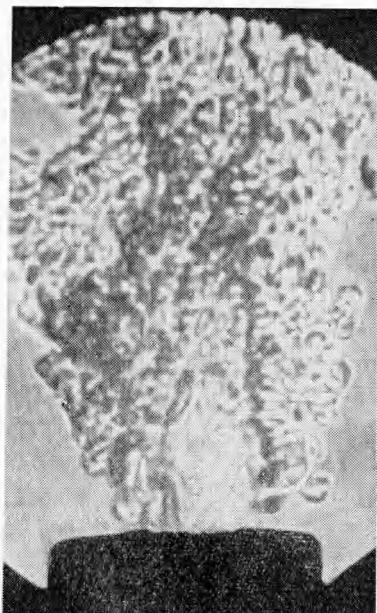
$$\langle I - I_0 \rangle / I_0^2 \sim C_n^2 l_0^{-7/3} L^2 L_1 \quad (2.7)$$

где l_0 — внутренний масштаб, C_n — структурная постоянная для показателя преломления, L_1 — толщина слоя.

Соотношение (2.7) будет достаточно точным при условии, что $L \gg L_1$.

При невыполнении последнего условия для точного расчета флуктуаций интенсивности в приближении геометрической оптики необходимо знать трехмерный пространственный спектр $\Phi_n(x)$ флуктуаций показателя преломления в диапазоне волновых чисел $x \approx 1/l_0$.

Одним из достоинств теплеровских систем является возможность получения малой глубины резкости изображения, например порядка 2—3 мм [24].



Фиг. 6

Это делает возможным получение локальных, а не интегральных вдоль луча значений, что особенно важно при исследовании турбулентности.

Такие теплеровские системы с острой фокусировкой можно рассматривать как предельный случай рассеяния вперед.

Характеристики флуктуаций амплитуды и фазы проходящих волн связаны [25, 26] с видом спектральной плотности флуктуаций показателя преломления n

$$F_I(\kappa_2, \kappa_3) = \pi k^2 L \left[1 - \frac{k}{\kappa^2 L} \sin \frac{\kappa^2 L}{k} \right] \Phi_n(0, \kappa_2, \kappa_3) \quad (2.8)$$

$$F_\phi(\kappa_2, \kappa_3) = \pi k^2 L \left[1 + \frac{k}{\kappa^2 L} \sin \frac{\kappa^2 L}{k} \right] \Phi_n(0, \kappa_2, \kappa_3) \quad (2.9)$$

Здесь $F_\phi(\kappa_2, \kappa_3)$ и $F_I(\kappa_2, \kappa_3)$ — соответственно двухмерные спектры плотности флуктуаций фазы и логарифма амплитуды, представляющих собой разложение Фурье двухмерных корреляционных функций в плоскости $z = \text{const}$, перпендикулярной направлению распространения волны.

Однако нахождение $\Phi_n(x)$ по этим формулам весьма сложно. Для решения этой задачи обычно $\Phi_n(x)$ аппроксимируют степенной функцией (что справедливо при $\sqrt{\lambda L} \gg l_0$ и $\sqrt{\lambda L} \ll L_0$), содержащей свободные параметры. Это позволяет соответствующим выбором параметров аппроксимировать экспериментальные данные.

Используя эту функцию, после интегрирования (2.8) и (2.9) получают уравнения, по которым находится сначала показатель степенной функции, а затем и вторая характеристика турбулентности — величина структурного коэффициента показателя преломления.

В работе [27] было установлено, что для атмосферы в инверсионных условиях среднеквадратичное отклонение логарифма амплитуды пропорционально вертикальному градиенту температуры. Следовательно, интенсивность мерцания света может служить определенным характеристикой условий перемешивания в атмосфере.

Метод, использующий характеристики амплитуды и фазы проходящей волны, нашел применение при изучении как атмосферы [28, 27], так и плазмы [28, 29].

Если среда, через которую проходит луч монохроматического света, поглощает излучение, то флуктуации его интенсивности на выходе из среды несут информацию о концентрации поглощающего вещества. В большинстве случаев может быть использован закон поглощения Бера

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\alpha C x} \quad (2.10)$$

Здесь Φ и Φ_0 — соответственно конечное и начальное значения интенсивности, C — концентрация поглощающего вещества, x — длина пути света, α — коэффициент поглощения.

Используя соответствующее резонансное излучение [30–32], можно найти флуктуации концентрации отдельных компонент среды. При исследовании течений жидкости используются красящие добавки [33].

В случае малости масштаба корреляции в сравнении с размерами потока локальные флуктуации могут быть найдены по корреляции двух пересекающихся пучков поглощаемого средой света [34].

2 б. Рассеяние и собственное излучение. Для исследования турбулентности используют также рассеянные волны, образующиеся при прохождении электромагнитных волн через турбулентную среду. Как показано в [25], эффективный поперечник рассеяния $d\sigma_0$ определяется спектральной плотностью показателя преломления $\Phi_n(x)$, взятой для точки $x = k_0 - k_s$

$$d\sigma_0 = 2nk^4 \sin^2 \chi \Phi_n(k_0 - k_s) d\Omega \quad (k = 2\pi / \lambda) \quad (2.11)$$

Здесь k_0 и k_s — волновые векторы соответственно падающей и рассеянной волн, χ — угол между электрическим вектором падающей волны и k .

Таким образом, изучая рассеяние электромагнитных волн для различных по величине и направлению векторов рассеяния $k = k_0 - k_s$, можно получить непосредственно значения спектральной плотности турбулентности $\Phi_n(x)$ для различных x (путем исследования индикаторис рассеяния).

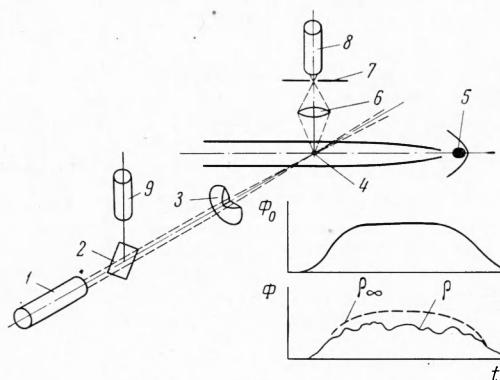
Интерпретация данных проста, если флуктуации показателя преломления и амплитуды волны намного меньше единицы и применимы уравнения геометрической оптики. Эти условия эквивалентны требованию малости длины волны по сравнению с размерами неоднородностей и малости неоднородностей по сравнению с радиусом первой зоны Френеля $\sqrt{\lambda L}$ (где λ — длина волны, L — расстояние от источника до приемника).

Индикаториса рассеяния света на турбулентных флуктуациях коэффициента преломления среды сильно вытянута вперед, так что, например, в чистом воздухе тур-

булентное рассеяние назад оказывается намного меньшим молекулярного рассеяния [35]. Однако, несмотря на это, использование обратно рассеянного излучения лазера для обнаружения турбулентности в авиации привлекает широкое внимание [36].

Интересные результаты по турбулентному рассеянию света в воде получены в работе [37], где найдено, что характер рассеяния сильно зависит от состояния течения жидкости. Существенную роль в рассеянии света жидкостью играет, по-видимому, вязкость [38].

При ламинарном течении жидкости оптические характеристики потока являются гладкими функциями гидродинамических параметров. Потеря устойчивости приводит к появлению изломов на соответствующих экспериментальных кривых.



Фиг. 7

и регистрируется фотоумножителем 8. Интенсивность исходного излучения Φ_0 регистрируется фотоумножителем 9.

Отношение рассеянного и падающего световых потоков позволяет найти плотность газа в заданной точке следа в функции времени. Оба световых потока регистрируются двуххлучевым осциллографом. Вид получаемых осциллограмм представлен на фиг. 7.

Нужно отметить сравнительную простоту, а также высокое пространственное и временное разрешение, обеспечиваемое методом рассеяния. Однако интерпретация результатов измерений, получаемых таким образом, сильно зависит от условий в исследуемой среде.

В чистом газе преобладающим будет рассеяние на связанных электронах (релеевское рассеяние). При высоких температурах преобладает рассеяние на свободных электронах (томсоновское рассеяние). Если в исследуемой среде имеются взвешенные частицы, существенным может быть рассеяние по закону Ми. Для сравнения упомянутых видов рассеяния приведем значения сечений рассеяния [40].

$$\begin{aligned}\sigma &= 1.8 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \text{ — релеевское рассеяние в воздухе при нормальных условиях,} \\ \sigma &= 6.8 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2 \text{ — томсоновское рассеяние,} \\ \sigma &= 4.2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2 \text{ — рассеяние по закону Ми } (\alpha = 0.1), \\ \sigma &= 3.6 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2 \text{ — рассеяние по закону Ми } (\alpha = 1), \\ \sigma &= 3.4 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2 \text{ — рассеяние по закону Ми } (\alpha = 5)\end{aligned}$$

Здесь $\alpha = 2\pi r / \lambda$, r — радиус частицы, λ — длина волны света. Коэффициент преломления предполагается равным 1.33.

При исследовании турбулентности в плазме или пламенах может использоваться собственное излучение среды, видимое [41] или инфракрасное [42]. Соответствующий частотный и корреляционный анализ регистрируемых сигналов позволяет найти частотный спектр и масштаб корреляции.

При анализе инфракрасного излучения пульсации его интенсивности могут быть связаны с пульсациями температуры.

При анализе видимого излучения вопрос усложняется влиянием пространственных флуктуаций концентрации излучающих примесей. Особенно это имеет место в технической дуговой плазме и пламенах.

Пространственное разрешение при использовании собственного излучения ниже, чем в случае рассеянного света. Оно определяется глубиной резкости оптической системы.

Интересные возможности для изучения турбулентности в газах при пониженных давлениях открывает использование флуоресценции, возбуждаемой пучком быстрых

Частотный спектр пульсаций рассеянного света соответствует, очевидно, частотному спектру турбулентных пульсаций коэффициента преломления среды.

В качестве примера устройств, применяемых для исследования турбулентности по рассеянному излучению, на фиг. 7 приведена схема устройства, использованного для изучения турбулентности в следе за сферами, свободно летящими со скоростями, соответствующими $M = 2.5 - 9$ [39].

Для этого излучения рубинового лазера 1 через полупрозрачное зеркало 2 и линзу 3 фокусируется в точке 4, находящейся в следе за свободно пролетающей сферой 5. Световой поток Φ , рассеиваемый газом следа, фокусируется линзой 6 на диафрагму 7

электронов [43, 44]. Схема измерений аналогична случаю использования рассеянного света. Оба эти метода взаимно дополняют друг друга, будучи применимы один в случае большой, а другой в случае малой плотности среды.

Одним из достоинств флуоресцентного метода является возможность одновременной регистрации концентрации нескольких компонент газовой среды (по интенсивности соответствующего характеристического излучения).

3. Анемометрические методы. Анемометрические методы измерения турбулентности основаны на измерении флуктуаций скорости исследуемой среды.

В отличие от предыдущих групп, величина, регистрируемая прибором, при применении этих методов зависит только от одного параметра среды — его скорости, что является большим достоинством, ввиду возможности однозначной интерпретации результатов измерений.

Анемометрические методы можно разделить на две подгруппы: спектральные и кинематические.

За. Спектральные методы. Спектральные методы основаны на использовании эффектов Доплера и Физо

$$v = v_0 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2} / \left(1 - \frac{v}{c}\right) n \cos \varphi \text{ или } \frac{\Delta v}{v} \approx \left(\frac{v}{c}\right) n \cos \varphi \quad (3.1)$$

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{v}{c} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \quad (3.2)$$

Здесь v_0 — частота, испускаемая источником, v — наблюдаемая частота, v — скорость движения излучающего тела, c — скорость света, n — показатель преломления среды, φ — угол между скоростью излучающего тела и линией наблюдения.

Для измерения скорости потока и ее изменений по времени используется как собственное, так проходящее и рассеянное излучение.

По виду регистрации сдвига частоты можно различить спектроскопический метод и метод оптического гетеродинирования. В первом случае подразумевается наличие спектрального прибора, диспергирующий элемент которого преобразует сдвиг частоты излучения в пространственный сдвиг спектральной линии.

Регистрирующая фотоэлектрическая система с косым светофильтром клином [46], двумя серыми клиньями [46] или сервоприводом [47] преобразуют этот сдвиг в электрический сигнал. Минимальная абсолютная погрешность при измерении частотного сдвига спектроскопическим методом составляет 10–15 м/сек, поэтому данный метод применен для исследования высокоскоростных потоков газа и плазмы.

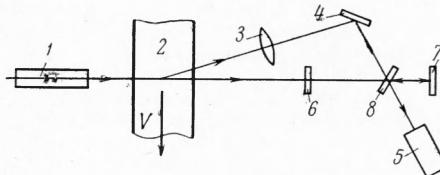
Метод оптического гетеродинирования основан на регистрации частоты биений двух лучей когерентного света, один из которых является опорным, а другой либо проходит некоторое расстояние в исследуемой движущейся среде, либо рассеивается ею.

Использование эффекта Физо позволяет найти интегральные значения пульсаций скорости вдоль линии наблюдения [48, 49] аналогично методам, изложенным в п. 2а. Применение же рассеянного света позволяет найти локальные значения.

На фиг. 8 приведена схема устройства для измерения локальных скоростей в потоках жидкости или газа, использующего гетеродинирование рассеянного света [50]. Лазер 1 излучает свет перпендикулярно потоку 2. Рассеянный свет объективом 3 через зеркало 4 фокусируется на фотодетекторе 5. Опорный луч, ослабленный нейтральным фильтром 6, отразившись от зеркала 7 и прозрачной пластины 8, падает в ту же точку детектора. Зеркало 7 регулируется таким образом, чтобы длины оптических путей обоих лучей были равны, что необходимо для удовлетворительного гетеродинирования. Частота биений регистрируется анализатором спектра.

Для увеличения интенсивности рассеянного света в исследуемую среду вводят золи, например полистироловые шары в воду [51], дым в газ [52] и т. д. Наличие источника света большой мощности, по-видимому, позволит осуществить гетеродинирование света, рассеянного непосредственно на турбулентных флуктуациях плотности [53].

Метод гетеродинирования позволяет получить частотное разрешение, недостижимое при использовании спектроскопического метода, что делает возможным измерение скоростей порядка миллиметров в секунду. Однако это касается измерения средней скорости. Возможность же измерения пульсаций скорости ограничивается шириной полосы излучения самого лазера. Так в работе [50] полуширина регистрируемого спектра



Фиг. 8

составляет величину порядка $3 \text{ M}^2/\text{сек}$, что соответствует скорости 2 м/сек . Таким образом, если частота, соответствующая спектральному максимуму, определяется весьма точно, то нахождение уширения спектра за счет малых турбулентных пульсаций скорости является достаточно сложной задачей.

Метод оптического гетеродинирования с использованием рассеянного света излучения является, ввиду высокого пространственного и частотного разрешения, одним из наиболее перспективных методов измерения турбулентности как в жидкостях, так в газах и плазме. Создание соответствующих приборов в настоящее время задерживается отсутствием мощных лазеров, дающих достаточно монохроматическое излучение.

36. Кинематические методы. Кинематические методы измерения турбулентности основаны на времени-пролетном анализе движения оптических неоднородностей, содержащихся в исследуемой среде. Для этой цели могут использоваться как естественные

флюктуации коэффициента преломления, плотности, светимости и т. д., так и взвешенные частицы, находящиеся в данной среде. Можно различить два случая измерения, а именно: когда регистрируемые неоднородности являются дискретными и когда неоднородности носят непрерывный характер.

Скорости движения взвешенных частиц могут быть измерены визуально (так называемый метод ультрамикроскопа) [54] или с помощью кино-

съемки [55]. Последующий статистический анализ результатов измерений позволяет найти степень турбулентности [56]. Однако этот путь крайне трудоемкий и обеспечивает невысокую точность из-за недостаточной статистики.

В работе [57] предложен метод измерения турбулентности, основанный на статистическом временном анализе фотоэлектрических сигналов от двух близко расположенных точек среды, содержащей дискретные оптические неоднородности. Эти точки (малые области) смешены относительно друг друга на некоторое известное расстояние вдоль по потоку так, что часть частиц, прошедших через первую точку (область), проходят затем и через вторую. Схема устройства для измерения этим методом представлена на фиг. 9. Здесь излучение лазера 1, пройдя через раздвоитель 2 и линзы 3, 4, попадает в исследуемую среду 5. Свет, рассеиваемый из областей 6 и 7 при прохождении через них взвешенных частиц, фокусируется объективом на диафрагму 9, которая ограничивает размер выделяемых областей 6—7. Затем свет попадает на фотоумножители 10 и 11, сигналы с которых анализируются.

Если какая-либо частица, пройдя через первую область, проходит затем и через вторую, то между импульсами, вызываемыми ею в обоих каналах фотоумножителей, имеет место временной сдвиг, определяемый средней скоростью частицы на пути между этими областями (база измерения).

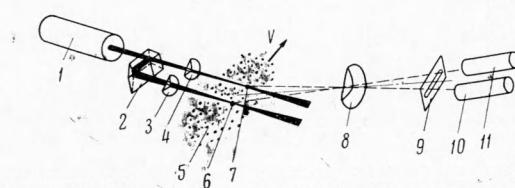
Таким образом, метод позволяет измерять флюктуации средней вдоль базы измерения скорости. Минимальная база при измерении этим методом может иметь величину порядка $0,5\text{--}1 \text{ мм}$.

Для нахождения спектра времен пролета может быть использована схема задержанных совпадений [58], осциллограф [59, 60] или соответствующий многоканальный временной анализатор. При исследовании высокотемпературных потоков может использоваться также собственное свечение частиц [58, 59]. Этот метод позволяет найти математическое ожидание и дисперсию средней вдоль базы измерения скорости потока, а в случае, если положение второй области сканируется, те же характеристики для вектора скорости.

Метод применим для исследования жидких и газовых потоков, потоков низкотемпературной плазмы и пламен. Верхний предел возможных температур среды определяется термической стойкостью трассирующих частиц и составляет $3500\text{--}4000^\circ \text{К}$.

При исследовании жидких сред как нижний, так и верхний пределы скорости течений практически неограничены. Для газов нижний предел скорости ограничен скоростью седиментации золя ($1\text{--}10 \text{ см/сек}$), а верхний — временными параметрами регистрирующей системы. Величины допускаемых ускорений исследуемой среды в случае различного удельного веса частиц и среды определяются необходимой точностью визуализации [61].

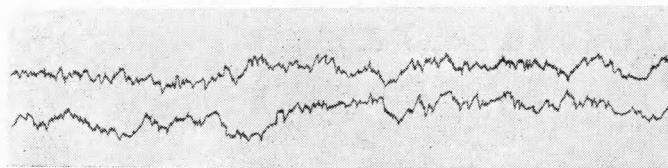
Если среда не содержит дискретных неоднородностей, для измерения турбулентности могут быть использованы также непрерывные флюктуации коэффициента преломления, яркости, плотности, концентрации примесей и т. д. в двух соседних точках, смешенных в направлении потока, которые обнаруживаются соответствующими оптическими устройствами. Так, например, устройство, изображенное на фиг. 9, зарегулирует флюктуации рассеянного света аналогично устройству, изображенному на фиг. 7,



Фиг. 9

но уже для двух точек. Вид регистрируемых сигналов подобен изображенному на фиг. 10.

В работе [62] описан оптический метод измерения пульсаций скорости в струях плазмы, использующий корреляционный анализ сигналов от двух точек потока (регистрируются пульсации светимости).



Фиг. 10

Если эти точки расположены на некотором расстоянии вдоль по потоку, то пульсации светимости, проходящие через первую точку, придут во вторую с некоторым запаздыванием, определяемым скоростью их движения. Сдвиг максимума кросс-корреляционной функции для этих двух точек относительно оси дает среднее время запаздывания, т. е. среднюю скорость потока. Информацию о пульсациях скорости можно получить из спектра кросс-корреляционной функции.

Если в потоке имеются некоторые гармонические пульсации светимости вида $\theta = \cos \omega_0 t$, то при скорости движения $v(t) = \langle v \rangle + \Delta v G(t)$, где $G(t)$ — любая функция времени, в первой точке мы запишем колебание вида

$$S_1(t) = \cos \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^t [\langle v \rangle + \Delta v G(t)] dt$$

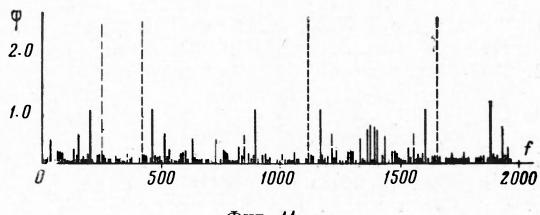
Поскольку во второй точке закон изменения скорости тот же, что и в первой, но отличается по фазе, то в этой точке запишем

$$S_2(t) = \cos \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^t [\langle v \rangle + \Delta v G(t + \varphi)] dt$$

т. е. на осциллограммах будут записаны частотно-модулированные колебания, где в качестве модулирующей функции выступает закон изменения скорости во времени.

Кросс-корреляционная функция, подавляя шумы, воспроизводит сигнал, который является результатом частотного модулирования первоначального сигнала за счет непостоянства его линейной скорости на исследуемом участке L . Таким образом, найдя из спектра кросс-корреляционной функции несущую частоту ω_0 и девиацию $\Delta\omega$ и, зная среднюю скорость потока $\langle v \rangle$, можно найти пульсации скорости

$$\Delta v = \Delta\omega \langle v \rangle / \omega_0 \quad (3.3)$$



Фиг. 11

Если таких несущих частот несколько, то девиация на каждой из них будет определять относительную скорость распространения отдельных волн (например, акустических возмущений, если они достаточно интенсивны, чтобы их можно было зарегистрировать). Типичный вид получаемых при этом спектров представлен на фиг. 11.

Подобный метод может быть использован и для исследования интенсивности частотного спектра продольной составляющей турбулентности потока газа [63].

В отличие от [62], в данном случае кросс-корреляционная функция в двух точках выделяет сигнал, являющийся результатом частотного модулирования одного случайногопроцесса $e(t)$ (флуктуации окраски — коэффициента преломления, яркости собственного свечения, количества рассеянного света и т. п.) другим случайнным процессом — пульсациями скорости $u(t)$. В этом случае спектр носит непрерывный характер, как, например, на фиг. 12. Здесь несущей частоте соответствует наиболее вероятная частота оптических флуктуаций, а эффективная частота модуляции f_m определяется наиболее вероятной частотой пульсаций скорости.

Величина же среднеквадратичной пульсации скорости $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}$ пропорциональна величине эффективной девиации Δf

$$\langle u'^2 \rangle^{1/2} / \langle u \rangle = \Delta f / f_0, \quad \Delta f = f_0 \langle u'^2 \rangle^{1/2} / \langle u \rangle \quad (3.4)$$

где $\langle u'^2 \rangle^{1/2}$ — среднеквадратичная пульсация скорости, $\langle u \rangle$ — средняя скорость потока.

Девиация Δf может быть вычислена по формуле

$$\Delta f = \left[\int_{-\infty}^{\infty} (f - f_0)^2 S(f) df \right] \left[\int_{-\infty}^{\infty} S(f) df \right]^{-1} \quad (3.5)$$

если считать, что функция спектральной плотности $S(f)$ повторяет закон распределения плотности вероятности по частотам.

Таким образом, энергетический спектр несет информацию как об амплитудах турбулентных пульсаций скорости, так и об их частотах. Одновременно мы получаем представление и о спектре исходного процесса $\varepsilon(t)$, характеризующего неравномерность окраски вдоль линии тока, т. е. микроструктуру турбулентных неоднородностей.

Этот метод отличается высокой точностью, простотой интерпретации данных, а также разнообразием получаемых характеристик. Он может быть применен как в газах, так и в жидкостях.

Наиболее проста интерпретация в потоках с малой относительной интенсивностью турбулентности, т. е. должно выполняться неравенство

$$\langle u'^2 \rangle^{1/2} / \langle u \rangle < 1 \quad (3.6)$$

Последнее требование не накладывает никаких ограничений на величину средней скорости потока.

Поступила 8 II 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Т о w p e n d H. C. H. A method of air flow cinematography capable of quantitative analysis. J. Aeronaut. Sci., 1936, vol. 3, No. 10, p. 343.
2. Т р у б ч и к о в Б. Я. Тепловой метод измерения турбулентности в аэродинамических трубах. Тр. ЦАГИ, 1938, № 372.
3. С h e n C. I. Velocity — profile measurement in plasma flows using tracers produced by a laser beam. J. Appl. Phys., 1966, vol. 37, No. 8, p. 3092—3095.
4. W a l k e r R. E., H a a s M. R., W e s t e n b e r g A. A. New method of measuring Gas Thermal Conductivity. Phys. Fluids, 1960, vol. 3, No. 3, p. 482—483.
5. P o r o v i c h A. T., H u m m e l R. L. A new method for non-disturbing turbulent flow measurements very close to a wall. Chem. Engng. Sci., 1967, vol. 22, No. 1, p. 21—25.
6. Ж у к о в Л. А., М а й е р А. В., Р е х т з а м е р Г. Р. Применение подводной фото- и киносъемки для исследования турбулентности в море. Материалы 2 конф. по проблеме «Взаимодействие атмосферы и гидросфера в северной части Атлантического океана», Изд. Ленингр. у-та, 1964, стр. 151—155.
7. К а р а б а ш е в Г. С., О з м и д о в Р. В. Исследование турбулентной диффузии в море при помощи флуоресцирующих индикаторов. Изд. АН СССР, сер. физ. атм. и океана, 1965, т. 1, № 11, стр. 1178—1189.
8. П и щ е н к о И. А. К вопросу определения характеристик турбулентности жидкости из измерений турбулентной диффузии. Хим. машиностроение, межведомств. респ. научно-техн. сб., 1965, вып. 2, стр. 157—161.
9. К а м р е д е F e r i e t I. Les fonctions aléatoires stationnaires et la théorie statistique de la turbulence homogène. Ann. Soc. Sci., Bruxelles, 1939, ser. 1, vol. 59, p. 145.
10. Х и н ц е И. О. Турбулентность. М., Физматиз, 1963.

11. White D. R. Turbulent structure of gaseous detonation. *Phys. Fluids*, 1961, vol. 4, No. 4, p. 465—480.
12. Физические измерения в газовой динамике и при горении. М., Изд-во иностр. лит., 1957.
13. Лин, Экерман. Исследование пульсаций плотности в гиперзвуковых турбулентных средах при помощи интерферометра. *Ракетн. техн. и космонавт.*, 1966, т. 4, № 11, стр. 131—139.
14. Guthart H., Scharfman W. E. Laser interferometry as a measure of turbulent fluctuations. *Phys. Fluids*, 1966, vol. 9, No. 12, p. 2525—2527.
15. Коробкин В. В., Малютин А. А., Шелев М. Я. Интерферометр для измерения малых изменений показателя преломления. *Приборы и техника эксперимента*, 1967, № 2, стр. 223—225.
16. Холдер Д., Норт Р. Теневые методы в аэродинамике. М., «Мир», 1966.
17. Ub ergo i M. S., Kovasznay L.S.G. On mapping and measurement of random fields. *Quart. Appl. Math.*, 1953, vol. 10, No. 4, p. 375—393.
18. Ub ergo i M. S., Kovasznay L.S.G. Analysis of turbulent density fluctuations by the shadow method. *J. Appl. Phys.*, 1955, vol. 26, No. 1, p. 19—24.
19. Clay W. G., Herrmann I., Slatte r y R. E. Statistical properties of the turbulent wake behind hypervelocity spheres. *Phys. Fluids*, 1965, vol. 8, No. 10, p. 1792—1801.
20. Asc o l i — Bartoli U., Martellucci S., Mazzucato E. Experimental detection of plasma turbulence by shadowgraph method. 6-th Internat. conf. on iniziat. phenomena in gases, Report, 1963.
21. Story I. B., Ballard G. S., Gibbons R. H. Schlieren photographs from holograms. *J. Appl. Phys.*, 1966, vol. 37, No. 5, p. 2183—2184.
22. Kovasznay L. S. G., Arman A. Optical autocorrelation measurement of two-dimensional random patterns. *Rev. Scient. Instrum.*, 1957, vol. 28, No. p. 793—797.
23. Гурович А. С., Милешкин Б. Н. Об определении внутреннего масштаба турбулентности по флуктуациям интенсивности света. *Изв. АН СССР, сер. Физ. атм. и океана*, 1966, т. 2, № 7, стр. 688—694.
24. Dixon — Lewis G., Isles G. L. Sharp — focusing Schlieren systems for studies of flat flames. *J. Scient. Instrum.*, 1962, vol. 39, No. 4, p. 148—151.
25. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М., «Наука», 1967.
26. Кон А. И., Татарский В. И. О флуктуациях параметров пространственно ограниченного пучка света в турбулентной атмосфере. *Изв. высш. учебн. завед.*, Радиофизика, 1965, т. 8, № 5, стр. 870—875.
27. Татарский В. И., Гурович А. С., Калистратова М. А., Терентьев А. В. О влиянии метеорологических условий на интенсивность мерцания света в приземном слое атмосферы. *Астрон. ж.*, 1958, т. 35, № 4, стр. 123.
28. Mazzucato E. Diffraction of light by random fluctuations of the refractive index of a plasma. *Nuovo cimento*, 1966, vol. 42, No. 2, p. 257—265.
29. Grossignani B., Di Parta P. Statistical properties of coherent light scattered by a plasma. *Phys. Lett.*, 1967, vol. 24 A, No. 1, p. 69—70.
30. Биберман Л. М., Мнацаканян А. Х. Оптические свойства воздуха в интервале температур 4000—10000° К. *Теплофиз. высоких температур*, 1966, т. 4, № 2, стр. 148—159.
31. Коуп, Холл, Кемп, Селлен. Определение нейтральной компоненты ионного пучка методом поглощения резонансного излучения. *Ракетн. техн. и космонавт.*, 1965, т. 3, № 2, стр. 94—103.
32. Van der werf D. F., Shaw I. H. Temperature dependence of the total absorptance of bands of CO and CH₄. *Appl. Optics*, 1965, vol. 4, No. 2, p. 209—214.
33. Ли, Вордки. Оптический зонд для измерения турбулентных флуктуаций концентрации. *Приборы для научн. исслед.*, 1963, № 10, стр. 17—22.
34. Fisher M. J., Krause F. R. A technique for the measurement of local turbulent properties in supersonic shear layers. *Proper. 5-th congr. internat acoust.*, 1965, N. Y. 64, p. 4.
35. Munick R. J. Turbulent backscatter of light. *J. Opt. Soc. America*, 1965, vol. 55, No. 7, p. 893.
36. Fusca I. A. Clear air turbulence. *Space Aeronaut.*, 1964, vol. 42, No. 2, p. 60—69.
37. Струминский В. В., Филиппов В. М. Экспериментальные исследования явлений рассеяния света в ламинарных и турбулентных потоках жидкости. *Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение*, 1962, № 6, стр. 10—16.
38. Герман В. Л., Лазебный А. А. Оптический метод исследования потоков вязкой несжимаемой жидкости. *Вестн. Харьковск. ун-та, Зап. механ.-матем. фак.*, 1966, т. 32, № 14.

39. L o c k e E. Point measurements of the time-averaged turbulent wake density by Rayleigh scattering. AIAA J., 1967, vol. 5, No. 10, p. 1888—1890.
40. Н ю т о н, У о л т. Измерение концентрации с помощью лазера. Ракетн. техн. и космонавт., 1965, № 12, стр. 233—235.
41. G r a n a t s t e i n V. L., B u c h s b a u m S. I., B u g n o l o D. S. Fluctuation spectrum of a plasma additive in a turbulent gas. Phys. Rev. Lett., 1966, vol. 16, No. 12, p. 504—507.
42. Д р е й п е р. Измерение инфракрасного излучения турбулентных потоков. Ракетн. техн. и космонавт., 1966, № 9, стр. 120—128.
43. S c h u m a c h e r B. W., G a d a m e r g E. O. Electron beam fluorescence probe for measuring the local das density in a wide field of observation. Canada. J. Phys., 1958, vol. 36, No. 6, p. 659—671.
44. Т р о х а н А. М. Измерение параметров газовых потоков при помощи пучка быстрых электронов. ПМТФ, 1964, № 3, 81—94.
45. Д р о б ы ш е в с к и й Э. М. Фотоэлектрический метод развертки допплеровского смещения спектральной линии. Приборы и техника эксперимента, 1963, № 6, стр. 145—149.
46. A h l b o r n B., B a r n a r d A. I. Velocity measurement by Doppler effect. AIAA J., 1966, vol. 4, No. 6, p. 1136—1137.
47. F u s c a I. A. Speedometer proposed for space vehicle. Aviat. Week, 1959, vol. 70, No. 25, p. 201.
48. Laser measures wind, Electronics, 1964, vol. 37, No. 32, p. 24.
49. Г о л д с т ей н, М ай л с, Ш а б о. Измерения распространения света в турбулентной атмосфере методом гетеродинирования. Тр. ин-та радиоинженеров, русск. пер., 1965, № 9, стр. 1333—1341.
50. F o r g e m a n J. W., G e o r g e E. W., I e t t o n J. L., L e w i s R. D., T h o r n t o n J. R., W a t s o n H. J. Fluid flow measurements with a laser Doppler velocimeter. I.E.E.E., J. Quantum Electronics, 1966, vol. 2, No. 8, p. 260—266.
51. I e h J., C u m m i n s H. Z. Localized fluid flow measurements with an He—Ne laser spectrometer. Appl. Phys. Lett., 1964, vol. 4, No. 10, p. 176—178.
52. F o r g e m a n J. W., G e o r g e E. W., L e w i s R. D. Measurement of localized flow velocities in gases with a laser Doppler flowmeter. Appl. Phys., Lett., 1965, vol. 7, No. 4, p. 77—78.
53. Z i r k l e R. E. The feasibility of optical radar to detect clear air turbulence. Proc. Nat'l Air Mtg. on clear Air Turbulence, 1966, p. 55—68.
54. Ф ейд ж, Т о у н енд. Исследование турбулентного течения при помощи ультрамикроскопа. В кн. Проблемы турбулентности, М., Техиздат, 1936.
55. Ф и д м а н Б. А. Применение высокоскоростной киносъемки к исследованию поля скоростей турбулентного потока. Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1948, т. 12, № 2, стр. 99—106.
56. О р л о в В. В. Экспериментальное изучение пристеночной турбулентности в канале. ПМТФ, 1966, № 4, стр. 124—126.
57. Т р о х а н А. М. Измерение скорости газовых потоков кинематическими способами. ПМТФ, 1962, № 2, стр. 112—121.
58. Т р о х а н А. М. Некоторые методы исследования динамической структуры плазменных потоков. ПМТФ, 1963, № 3, стр. 165—168.
59. Т р о х а н А. М., К у з н е ц о в И. Л., Б а р а н о в а Г. Р., И г н а т е н к о Ю. В. Фотоэлектрический метод измерения турбулентности высокотемпературных потоков. Физ. горения и взрыва, 1966, № 1, стр. 112—116.
60. К у з н е ц о в И. Л., Т р о х а н А. М., Б а р а н о в а Г. Р., И г н а т е н к о Ю. В. Исследование турбулентности пламен фотоэлектрическим методом. Докл. АН СССР, 1966, т. 171, № 2, стр. 327—330.
61. Л е в и ч В. Г., К у ч а н о в С. И. Движение частиц, взвешенных в турбулентном потоке. Докл. АН СССР, 1967, т. 174, № 4, стр. 763—766.
62. Д е р е в я н к о Н. Ф., Т р о х а н А. М. О применении корреляционного метода для измерения скорости плазменных потоков. Измерительная техника, 1966, № 10, стр. 24—29.
63. Д е р е в я н к о Н. Ф. О возможности измерения турбулентности корреляционным методом. ПМТФ, 1968, № 2.