

## ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ДОПЛЕРОВСКИХ АНЕМОМЕТРОВ

УДК 531.767(088.8) : 532.517

В. И. БАГРЯНЦЕВ, Э. П. ВОЛЧКОВ, С. В. СЕМЕНОВ,  
В. И. ТЕРЕХОВ, В. И. ТИТКОВ, Я. Я. ТОМСОНС

(Новосибирск)

### ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ДОПЛЕРОВСКОГО АНЕМОМЕТРА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕЧЕНИЯ В ВИХРЕВОЙ КАМЕРЕ

Закрученные течения газов и жидкостей достаточно широко распространены в современной технике. Рабочие процессы ряда технических устройств (вихревые топки, циклонные пылеуловители, плазмохимические реакторы с вихревой стабилизацией дуги и др.) во многом определяются гидродинамикой вращающихся потоков. Вихревые течения относятся к одной из слабо изученных областей гидромеханики. Это обстоятельство объясняется сложностью трехмерной картины течения в вихревом потоке и соответственно трудностью получения достоверной опытной информации в таких условиях. В некоторых случаях гидродинамика вихревых камер обуславливается в основном пограничными слоями, образующимися на торцевых и боковых поверхностях. Экспериментальные данные по течениям в этих областях в литературе практически отсутствуют.

Методика экспериментального исследования закрученных потоков имеет ряд характерных особенностей, связанных с пространственной природой течения. Использование для этих целей наиболее распространенных до настоящего времени зондовых методов (миниатюрные пневмотрубки, термоанемометры и др.) приводит к существенному искажению потока [1—3], а погрешность измерения скоростей может достигать больших величин [4]. Применение бесконтактных оптических методов исследования, в частности лазерных доплеровских измерителей скорости (ЛДИС), может значительно снизить погрешности измерения.

В настоящей работе даются описание экспериментального стенда с ЛДИС и методика измерений полей осредненных скоростей в основном объеме, а также в пограничных слоях, оценивается величина погрешностей этих измерений; приводятся некоторые новые результаты по аэродинамике камеры, полученные с помощью лазерного доплеровского анемометра.

**Описание экспериментального стенда и методики измерений.** Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Оптическая часть ЛДИС была изготовлена по схеме с опорным пучком и жидкостной ячейкой Брэгга 2, выполняющей функцию расщепителя лазерного луча. Оптическая часть стенда содержит следующие элементы: лазер ЛГ-38 1, акустооптический модулятор 2, питающийся генератором 3 через аттенюатор Ат, зеркала 4, 5, фокусирующую линзу 6, приемный объектив 8 и фотоэлектронный умножитель ФЭУ-55 с входной диафрагмой 11. Некоторое усложнение оптической части стенда по сравнению с существующими схемами с опорным пучком позволяет выполнить весь монтаж на одной оптической оси в более компактном виде и реализовать пространственную фильтрацию сигнала с помощью диафрагмы 9 и микро-

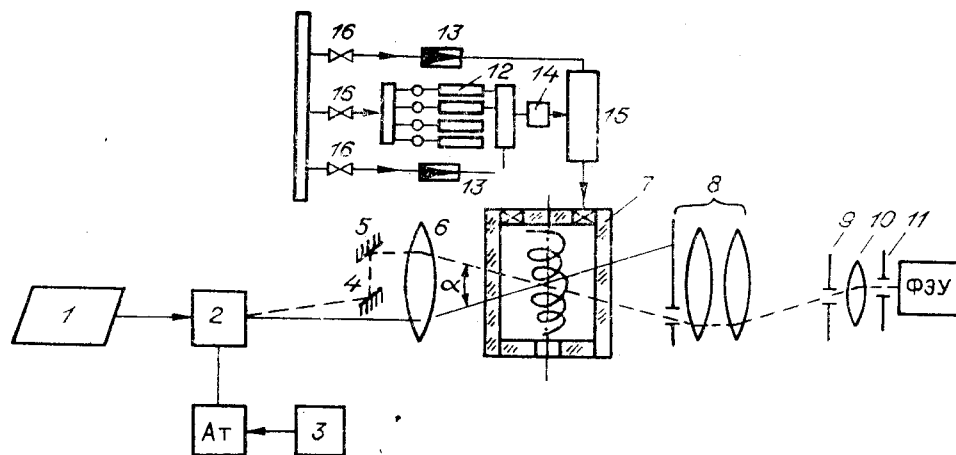


Рис. 1.

объектива 10. Такая схема менее чувствительна к паразитному фоновому излучению, засветкам при отражении лучей от стенок камеры, линз и т. п.

Угол сходимости лучей для реализованной оптической схемы составлял  $\gamma \approx 6^\circ$ , при этом параметры измерительного объема, определенные на основании соотношений, предложенных в работе [5], были следующими: длина максимальной оси эллипсоида составляла 0,3—0,5 мм, а минимальной — 0,03—0,05 мм. Выходной сигнал с ФЭУ поступал на электронную часть схемы обработки сигнала, подробное описание которой изложено в [6]. Акустооптический модулятор 2 работал с частотой 19 МГц; управляющий сигнал задавался генератором 3. Использование модулятора позволяло определять знак скорости, что особенно важно при измерении течений с малыми значениями скоростей и изменяющимся направлением (в частности, при исследовании полей осевых скоростей в вихревой камере).

Измерения

было проведено в цилиндрической вихревыми плоскими торцами. Внутренний диаметр 9 мм. Воздух в камеру подавался через расположенное на недифрагмированном кольцо с наружным диаметром 100 мм и вихритель имел 36 пазов шириной 2 мм горца  $30^\circ$ . Выход воздуха из камеры осуществлялся на противоположном торце. Ее торцы были выполнены из оптически стенки 8 мм.

в координатном устройстве, перемещаясь в направлениях в плоскости, перпендикулярно оптике. Оптическая часть установки монтировалась на координатном устройстве, которую можно двигать вдоль оптической оси, смещалась и точка пересечения лазерной камеры с координатным устройством вдольную ось в любом из трех взаимно перпендикулярных направлений, таким образом, ориентировать измерительный объем камеры. Схема сканирования была следующей: при измерении осевой скорости направлялась вертикально, оптическая ось от случая соответствует рис. 1), и измерение в камере за счет смещения оптической оси была и при измерении тангенциальной скорости камера располагалась горизонтально.

Измерение радиальной составляющей скорости в пограничных слоях осуществлялось при просвечивании через торцевые стенки камеры.

Рабочий газ в вихревую камеру поступал из объема 15, в котором происходило смешение предварительно очищенного от масла и крупных частиц воздуха и аэрозоля. Аэрозоль вырабатывался генератором аэрозоля 12. Концентрация аэрозоля, поступающего в объем, во время эксперимента могла регулироваться вентилем 16, и ее величина контролировалась измерителем прозрачности среды 14. Расход воздуха измерялся расходомерами 13.

**Особенности измерения полей скорости в закрученном потоке при помощи ЛДИС.** Наличие больших центробежных ускорений, градиентов давления и скорости в вихревой камере предъявляет жесткие требования к параметрам рассеивающих частиц. Они должны иметь достаточно малый диаметр, чтобы хорошо следить за потоком, не тормозить его и давать на ФЭУ необходимое отношение величины сигнала к шуму. Наиболее подходящими для этих целей оказались частицы табачного дыма.

Концентрация и дисперсный состав частиц дыма анализировались с помощью счетчика аэрозольных частиц АЗ-2М, позволяющего исследовать частицы с дисперсным составом 0,3—1 мкм и максимальной концентрацией аэрозоля до  $2,5 \cdot 10^3 \text{ л}^{-1}$ . При измерении потоков с большей концентрацией проводилось разбавление отбираемой пробы чистым воздухом.

Результаты измерения фракционного состава рассеивающих частиц показали, что максимум концентрации имеют частицы размером менее 0,3 мкм. Результаты измерения более мелких частиц дыма приведены в [7]. В потоке практически отсутствуют частицы с диаметром, превышающим 1 мкм, а по оценкам в измерительном объеме одновременно находится не более одной частицы крупнее 0,2 мкм.

На основании данных по дисперсному составу дыма и теории рассеяния света мелкими частицами [8] была найдена фракционная доля рассеянного аэрозоля света, т. е. вклад в доплеровский сигнал от частиц определенного диаметра. Величина фракционной доли рассеянного света рассчитывалась по следующему соотношению:

$$\alpha = I_i / \sum_{i=0}^n I_i = \sigma_i c_i / \sum_{i=0}^n \sigma_i c_i, \quad (1)$$

где  $I_i$  — интенсивность рассеянного света, а  $\tau_i$  и  $c_i$  — соответственно сечение рассеяния и концентрация  $i$ -й фракции частиц. Установлено, что максимум интенсивности света дают частицы диаметром  $d \approx 0,3$  мкм.

Знание дисперсного состава рассеивающих частиц позволяет оценить отставание их от потока. Для этого запишем уравнение движения твердой частицы:

$$m \frac{dw}{dt} = \sum_{j=1}^k F_j. \quad (2)$$

Здесь  $w$  — вектор скорости частицы;  $m = \rho_* \pi d^3 / 6$  — масса частицы;  $\rho_*$ ,  $d$  — соответственно плотность и диаметр частицы. Правая часть уравнения (2) представляет сумму всех сил, действующих на частицу. Преобразуем уравнение (2) в соответствии с [9] и с учетом особенностей изотермического закрученного течения:

$$\frac{dw}{dt} = -\alpha_* (w - v) + g + k[V \times \text{rot } v] + 3/4 \rho / \rho_* [V \times \omega] - \text{grad } p / \rho_*, \quad (3)$$

где  $V = v - w$ ,  $v$  — скорость потока,  $w$  — скорость частицы,  $\omega$  — вектор угловой скорости вращения частицы,  $p$  — статическое давление. Первый член в правой части уравнения (3) характеризует сопротивление вязкой среды. Для мелких частиц при стоксовом обтекании ( $Re = Vd/\nu \leq 1$ ) ко-

эффицент  $\alpha_*$  определяется как

$$\alpha_* = (18\nu/d^2)(\rho/\rho_*)(1/\Phi). \quad (4)$$

Здесь  $\nu$  — кинематическая вязкость среды;  $\rho$  — плотность среды;  $\Phi$  — коэффициент, учитывающий влияние броуновского движения на коэффициент сопротивления; согласно [10]  $\Phi = (1 + 3,3Kn)^{-1}$ , число Кнудсена  $Kn = l/d$ ,  $l$  — длина свободного пробега молекулы. Для частиц  $d = 0,3$  мкм  $Kn = 0,2$  и соответственно  $\Phi = 0,6$ .

При движении частицы в потоке с поперечным сдвигом на нее действует боковая сила, направленная перпендикулярно линиям тока. Согласно [11] в третьем члене уравнения (3) коэффициент  $k = 39\rho/\rho_*\nu^{1/2}/d$ . Вращение частицы в потоке газа приводит к появлению силы Магнуса (четвертый член уравнения (3)). Последний член в этом уравнении характеризует влияние градиента давления на движение частицы.

В работе [11] показано, что для свободно вращающейся в потоке частицы ее угловая скорость связана с поперечным сдвигом потока следующими соотношениями:  $\omega = 1/2\partial v/\partial y$ ; тогда при малых числах Рейнольдса сила Магнуса значительно меньше боковой силы. Для используемых частиц ( $d \approx 0,3$  мкм) можно пренебречь силой, вызванной градиентом давления потока. Тогда из уравнения (3) найдем для проекций вектора потока в вихревой камере

$$v_r = w_r - \tau w_\varphi^2/r + \tau k \left[ V_z \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{V_\varphi}{r} \frac{\partial (rv_\varphi)}{\partial r} - V_z \frac{\partial v_r}{\partial z} \right], \quad (5)$$

$$v_\varphi = w_\varphi + \tau w_r w_\varphi/r - \tau k \left[ \frac{V_r}{r} \frac{\partial (rv_\varphi)}{\partial r} + V_z \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} \right], \quad (6)$$

$$v_z = w_z - \tau k \left[ V_r \frac{\partial v_z}{\partial r} - V_\varphi \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} - V_r \frac{\partial v_r}{\partial z} \right] \pm g\tau, \quad (7)$$

где  $\tau = 1/\alpha_*$  — время релаксации частицы; для  $d = 0,3$  мкм  $\tau = 3,3 \cdot 10^{-7}$  с.

Рассмотрим поведение частицы в области вне пограничных слоев вихревой камеры. Профиль тангенциальной скорости согласно экспериментальным данным [1—3] автомоделен по высоте камеры, и величина радиальной скорости существенно меньше как окружной, так и осевой скорости:  $v_r \ll (v_\varphi, v_z)$ . Уравнения (5)—(7) для основного объема камеры можно представить в виде

$$v_r = w_r - \tau w_\varphi^2/r + \tau k \left[ \frac{V_\varphi}{r} \frac{\partial (rv_\varphi)}{\partial r} + V_z \frac{\partial v_z}{\partial r} \right], \quad (8)$$

$$v_\varphi = w_\varphi + \tau w_r w_\varphi/r, \quad (9)$$

$$v_z = w_z \pm g\tau. \quad (10)$$

Для оценки примем  $r = 5 \cdot 10^{-3}$  м,  $v_z = 5$  м/с,  $v_\varphi = 10$  м/с. В работе [12] экспериментально показано, что боковая сила, действующая на частицу в вихревой камере, по порядку величины сравнима с силой, вызванной центробежным ускорением. Расчет погрешности измерения, выполненный по соотношениям (8)—(10), показал, что отставание частиц не превышает для окружной компоненты скорости  $(v_\varphi - w_\varphi)/v_\varphi < 10^{-4}$ , а для осевой соответственно  $(v_z - w_z)/v_z < 10^{-4}$ .

Для оценки погрешности измерения скоростей в торцевом пограничном слое учтем, что  $v_z \ll (v_\varphi, v_r)$ . При этом выражения для радиальной и окружной компонент скорости запишем следующим образом:

$$V_r = -\tau \frac{w_\varphi^2}{r} + \tau k \frac{V_\varphi}{r} \frac{\partial (rv_\varphi)}{\partial r}, \quad (11)$$

$$V_\varphi = \tau w_r w_\varphi/r - \tau k \frac{V_r}{r} \frac{\partial (rv_\varphi)}{\partial r}. \quad (12)$$

Умножая (11) на  $V_r$ , а (12) на  $V_\phi$  и складывая их, получим

$$V_r^2 + V_\phi^2 = \tau w_\phi / r (V_\phi w_r - V_r w_\phi). \quad (13)$$

Поскольку в торцевом пограничном слое  $w_r \sim w_\phi$  и  $V_r \sim V_\phi$ , для максимальной погрешности за счет отставания частицы от потока имеем

$$V_r \approx V_\phi \leq \tau w_\phi^2 / r. \quad (14)$$

В условиях эксперимента эта погрешность не превышала 0,1%.

При измерениях окружной компоненты скорости лазерные лучи, как указывалось выше, лежат в плоскости, нормальной к продольной оси камеры. Криволинейность стенки приводит к изменению угла сходимости лучей  $\gamma$ , который определяет величину измеряемой скорости

$$w = f\lambda / 2 \sin(\gamma/2),$$

где  $w$  — скорость рассеивающих частиц,  $f$  — доплеровский сдвиг частоты.

На основании законов геометрической оптики был определен коэффициент  $\beta = \gamma/\gamma_0$  для корректировки окружной компоненты скорости (рис. 2):

$$\beta = 1 + ((1 - n)/n)((R - r)/r)(r_x/R), \quad (15)$$

$n$  — показатель преломления материала стекла. При этом криволинейность стенки смещает координату точки пересечения лазерных лучей на величину

$$\Delta r = r_x(1 - \beta)/\beta. \quad (16)$$

Здесь  $r_x$  — расстояние от оси камеры до фокуса линзы (6) (см. рис. 2). Величина  $r_x$  в (15) и (16) принимается отрицательной, если лазерные лучи пересекаются в области между осью камеры и внутренней стенкой, обращенной к фокусирующей линзе, и положительной, если точка пересечения находится за осью камеры.

Расчеты показывают, что максимальная погрешность измерения достигается вблизи цилиндрической поверхности, при приближении к центру она уменьшается. Так, для исследуемой вихревой камеры при  $r_x = -52$  мм  $\beta_{\max} = 1,05$  и  $\Delta r_{\max} = 2$  мм; при обработке экспериментальных данных указанные поправки учитывались по всему объему камеры.

**Тестовые испытания. Сопоставление результатов измерений в вихревой камере с зондовыми методами.** Испытания ЛДИС были проведены для различных типов течения: в затопленной струе, на срезе конфузора и в плоском канале прямоугольного сечения  $20 \times 50$  мм при различных числах Рейнольдса. Сопоставления результатов, полученных ЛДИС, с измерениями трубкой Пито и интегральными значениями расхода через канал свидетельствуют о хорошем их соответствии.

На следующем этапе были проведены тестовые измерения профилей окружных скоростей в вихревой камере. Проводилось сопоставление этих данных с опытными, полученными известным бесконтактным способом определения окружной компоненты скорости, основанным на использовании уравнения движения для радиальной компоненты скорости. После отбрасывания малых членов в этом уравнении оно принимает вид

$$\frac{v_\phi^2}{r} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}. \quad (17)$$

Зная распределение давления по торцу камеры, методами конечных разностей можно найти профиль окружной скорости. Однако возникающая при этом погрешность численного определения производной  $\frac{\partial p}{\partial r}$  не позволяет провести достаточно корректного сопоставления результатов измерений  $v_\phi$  этим методом и с помощью ЛДИС.

В наших опытах сравнивалось измеренное распределение статического давления на торце камеры (рис. 3, точки 1) с результатами интег-

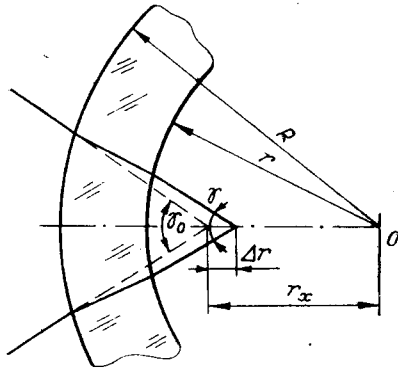


Рис. 2.

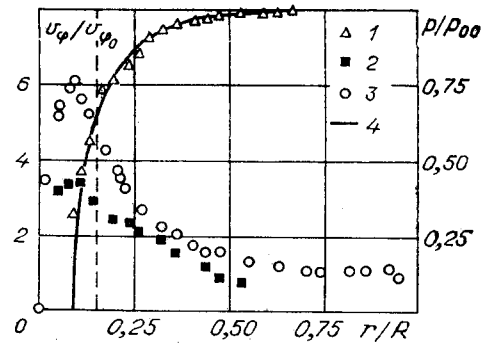


Рис. 3.

рирования профиля окружной скорости, полученными лазерным анемометром:

$$p(r) = p_0 - \int_r^R \rho \frac{v_\varphi^2}{r} dr, \quad (18)$$

$p_0$  — давление на периферии камеры. Результат интегрирования на рис. 3 показан кривой 4. Как видно, соответствие с прямыми измерениями (точки 1) хорошее по всему сечению камеры, что подтверждает корректность измерения окружной составляющей скорости с помощью ЛДИС. Затем было проведено сравнение полей тангенциальных компонент скорости, полученной лазерным анемометром и одноканальным цилиндрическим зондом в одном и том же сечении вихревой камеры. В этом и последующих опытах расход воздуха, проходящего через камеру, составлял  $\sim 0,9$  г/с. Зонд имел диаметр 1,5 мм, приемное отверстие  $\varnothing = 0,23$  мм; методика измерения таким зондом подробно изложена в [4].

Результаты измерений окружной компоненты скорости по радиусу представлены на рис. 3; точки 2 и 3 получены пневматическим зондом и ЛДИС соответственно. Значения  $v_\varphi$  отнесены к величине окружной скорости  $v_{\varphi_0}$ , рассчитанной по параметрам завихрителя. Штриховой линией на рисунке отмечена граница выходного отверстия. Различие экспериментальных значений окружной скорости наблюдается во всем объеме камеры, а в приосевой зоне оно превышает 40%. Если результаты измерений зондом обработать с учетом поправки на торможение потока по методике работы [4], то совпадение с результатами измерений лазерным анемометром наблюдается лишь в области основного вихря ( $\bar{r} > \bar{d}_1/2$ ), а в приосевой области отличие остается существенным (до 25%). Расхождение результатов измерения  $v_\varphi$  ЛДИС и зондом обусловлено, по-видимому, двумя причинами: во-первых, зонд тормозит поток, и, во-вторых, вдоль зонда к оси камеры возникает локальное течение под действием градиента давления.

**Некоторые результаты измерений и их обсуждение.** К настоящему времени накоплен обширный экспериментальный материал по течению в основном объеме вихревой камеры. Однако, как это показано в [13—15], картина течения в вихревой камере определяется в основном пограничными слоями на торцевых и боковых стенках. В указанных работах из-за отсутствия экспериментальных данных о динамике торцевых пограничных слоев в вихревой камере сравнение теории с опытом проведено только по параметрам ядра течения. Из экспериментальных работ по исследованию торцевых пограничных слоев можно назвать только работы [16, 17]; в целом же этот вопрос является практически неизученным. Трудность получения достоверной экспериментальной информации о торцевых вращающихся пограничных слоях, кроме указанных

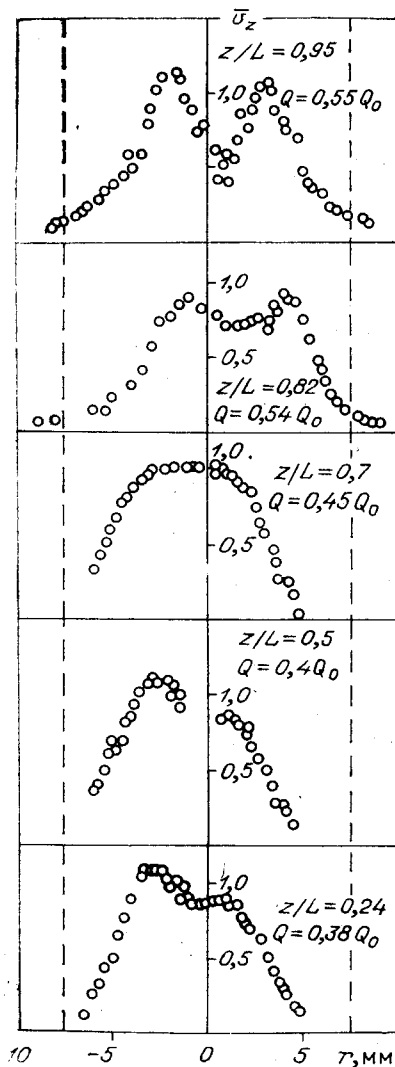


Рис. 4.

ет сложный вид и существенно деформируется по высоте. Он не является симметричным относительно оси.

Таким образом, использование ЛДИС позволяет значительно повысить точность измерений полей скоростей по сравнению с зондовыми методами, которые существенно искажают картину течения в вихревом потоке, и получить некоторые новые данные о торцевом пограничном слое.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Holman J. P., Moore J. D. An Experimental Study of Vortex Chamber Flow.— Trans. ASME, Ser D, 1961, vol. 83, N 4.
2. Тонконогий А. В., Вышенский В. В. Исследование конвективного теплообмена на моделях циклонных камер.— В кн.: Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики. Алма-Ата: Наука, 1964, вып. 1.
3. Faler J. H., Leibovich S. Disrupted Studies of Vortex Flow and Vortex Breakdown.— Phys. of Fluids, 1977, vol. 20, N 9.
4. Смульский И. И. Об особенностях измерения скорости и давления в вихревой камере.— В кн.: Теплофизика и физическая гидродинамика. Новосибирск: изд. ИТ, 1978, с. 125—132.
5. Василенко Ю. Г. и др. Лазерные доплеровские измерители скорости.— Новосибирск: Наука, 1975.

выше особенностей измерения скорости в ядре потока, обусловлена малой толщиной пограничного слоя, где использование зондов, вероятно, должно внести еще большие погрешности.

Результаты измерений распределения окружной и радиальной компонент скорости по высоте торцевого пограничного слоя  $z$  (при расходе через камеру  $Q = 0,9$  г/с) показали, что тангенциальная составляющая скорости возрастает от нуля на стенке до значения в ядре течения. Толщина пограничного слоя по всему радиусу камеры остается практически постоянной и равной  $\sim 2$  мм.

Профиль радиальной скорости подобен распределению скоростей в затопленных пристенных струях: при  $0 < z \leq 0,5$  мм имеет место пристенный пограничный слой, а для  $z > 0,5$  мм наблюдается область струйного смешения. Расход газа через торцевой пограничный слой

$Q_T = 2\pi r \int_0^{\delta} v_r dz$  при  $r$ , близком к радиусу выхлопного отверстия, составил 45% от всего расхода газа, проходящего через камеру. Такое же количество газа протекает и по второму торцу.

Интегрирование профиля осевой составляющей скорости по радиусу на различных расстояниях от недифрагмированного торца (рис. 4) показало, что расход газа по всей высоте камеры увеличивается незначительно ( $\sim$  на 10%) и основная масса газа в приосевую зону поступает через торцевые пограничные слои. Осевая скорость на рис. 4 отнесена к средней скорости в выходном отверстии скорости  $v_{z_0} = Q/\pi r_1^2$ . Профиль скорости имеет

6. Томсонс Я. Я. и др. Комплекс аппаратурных и программных средств для оценивания характеристик доплеровского сигнала.— *Автометрия*, 1981, № 4.
7. Ishizu J., Ohta K., Okada T. Changes in the Particle Size and Concentration of Cigarette Smoke through the Column of a Cigarette.— *J. Aerosol Sci.*, 1978, vol. 9, p. 25—29.
8. Ruedy R. Absorption of Light Heat Radiation by Small Spherical Particles.— *Can. J. of Research. Ser. A*, 1942, vol. 20, N 3.
9. Соу С. Гидродинамика многофазных систем.— М.: Мир, 1971.
10. Гроздовский Г. Л. О движении мелких частиц в газовом потоке.— *Ученые записки ЦАГИ*, 1974, т. 5, № 2.
11. Сэфмен П. Г. Подъемная сила малой сферы при медленном течении сдвига.— *Механика*, 1966, № 1.
12. Багрянцев В. И., Кислых В. И. Нарушение разделения мелких частиц в вихревой камере.— *Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук*, 1980, вып. 1.
13. Сухович Е. П. Аэродинамика вихревой камеры.— *Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук*, 1969, № 4.
14. Уормли. Аналитическая модель несжимаемого потока в коротких вихревых камерах.— *Теор. основы инж. расчетов*, 1969, № 2, с. 145.
15. Розенцвейг, Левеллен, Росс. Ограниченные вихревые течения при взаимодействии с пограничным слоем.— *Ракетная техника и космонавтика*, 1964, с. 94—103.
16. Деветерякова М. И., Михайлов П. М. О влиянии геометрии вихревой камеры на торцевые перетечки.— *Труды ЛПИ. Сер. Энергомашиностроение*, 1960, вып. 310.
17. Kotas T. J. Turbulent Boundary Layer Flow on the End Wall of Cylindrical Vortex Chamber.— *Heat and Fluid Flow*, 1975, vol. 5, N 2.

*Поступила в редакцию 26 января 1981 г.;  
окончательный вариант — 4 октября 1981 г.*

УДК 535.338.334 : 538.4

**А. Н. КОРОТКОВ, С. И. КРУГЛЫЙ, А. П. НЕФЕДОВ**  
(Москва)

### **ЛАЗЕРНЫЙ ДОПЛЕРОВСКИЙ АНЕМОМЕТР ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПОТОКА ПЛАЗМЫ ПРОМЫШЛЕННОЙ МГД-УСТАНОВКИ**

Работы по МГД-преобразованию энергии потребовали создания методов и средств диагностики высокотемпературных высокоскоростных потоков плазмы в присутствии электрических и магнитных полей. Важными параметрами потока рабочего тела МГД-генератора являются температура, электропроводность, концентрация заряженных частиц и скорость потока. Удельная электрическая мощность, снимаемая с генератора, пропорциональна скорости среды, поэтому необходимо знание распределений скорости и интенсивности турбулентности потока по сечению канала. Экспериментальное определение указанных физических параметров особенно актуально на этапе разработки МГД-генераторов промышленного типа, так как это позволяет проверить существующие теоретические и расчетные модели.

Методы лазерной анемометрии для диагностики потока в МГД-генераторах малых размеров успешно применялись в Стэнфордском университете [1—3]. Для измерений в приэлектродном пограничном слое использовался однолучевой анемометр с обратным рассеянием [4], а исследование пограничного слоя около изоляционной стенки проводилось лазерным анемометром, построенным по дифференциальной схеме с рассеянием вперед [2].

Лазерный анемометр для диагностики потока плазмы в больших МГД-установках (типа установки У-25 [4]) должен удовлетворять следующим требованиям: диапазон измеряемых скоростей до 1000 м/с; работа в условиях большой фоновой засветки, так как температура плазмы