

растет с увеличением радиуса тела. Это приводит к увеличению лучистого потока q на ударной волне.

Расчеты показали, что профили степени ионизации α в прогревном слое качественно следуют изменению потока q . Так, значения α перед ударной волной при $L = 1, 4, 40$ см составляют соответственно 0.0019, 0.006 и 0.010. Температура газа в прогревном слое в рассмотренном диапазоне условий повышается в 1.5–2 раза. На плотности и скорости течения газа поглощение излучения прогревным слоем практически не сказывается.

Фиг. 3 и фиг. 4 отражают изменение α и q на нулевой линии тока для $L = 1$ см, $M_\infty = 28.9$ и 32. С увеличением числа Маха M_∞ набегающего потока режим обтекания приближается к равновесному, возрастают значения лучистого потока, падающего на поверхность тела и выходящего в прогревном слое, возрастает степень ионизации газа в прогревном слое. Для рассмотренных вариантов значения α перед ударной волной равны соответственно 0.0019 и 0.0033.

На фиг. 5 изображены профили безразмерного лучистого потока q при $M_\infty = 28.9$, $L = 40$ см на лучах $\theta_0 = 0$, $\theta_1 = 0.25$ и $\theta_2 = 0.5$ радиана. Видно, что лучистый поток максимален на нулевой линии тока. При перемещении расчетного луча θ от оси симметрии вверх по обводу тела наблюдается быстрое снижение величины лучистого потока при сохранении качественно подобной зависимости $q(\xi)$.

Поступила 12 VII 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Clarke J. H., Ferrari C. Gas dynamics with nonequilibrium radiative and collisional ionization. Phys. Fluids, 1965, vol. 8, No. 12, pp. 2121–2139. (Рус. перев.: Газовая динамика с неравновесной ионизацией излучением и столкновениями. Механика, 1967, № 1.)
2. Кременецкий М. Д., Леонтьева Н. В., Лунькин Ю. П. Обтекание затупленных тел гиперзвуковым потоком неравновесно-ионизованного излучающего газа. ПМТФ, 1971, № 4.

УДК 621.378.3:532.57

ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ЖИДКОСТИ С ПОМОЩЬЮ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ СХЕМЫ ОДИС

Б. С. Ринкевичюс, В. И. Смирнов

(Москва)

Рассмотрены причины аппаратного уширения доплеровского сигнала в дифференциальной схеме оптического доплеровского измерителя скорости. Показано, что это уширение может составлять не больше 0.1%. Проведено измерение степени турбулентности потока жидкости в вихревой камере.

Для исследования потоков жидкости и газа в последнее время стали применяться оптические доплеровские измерители скорости (ОДИС) [1]. Если для выделения доплеровского сдвига частоты в ОДИС используется метод фотогетеродинамирования, то на выходе фотоприемника получается электрический сигнал, мгновенная частота которого соответствует мгновенному значению скорости потока в исследуемой точке пространства. Поэтому доплеровский сигнал содержит всю информацию о статистических характеристиках локальной скорости турбулентной среды.

В данной работе рассмотрен спектральный метод анализа электрического сигнала с доплеровской частотой. В этом случае измерение степени турбулентности осуществляется по соотношению

$$\sqrt{\langle u'^2 \rangle} / \langle u \rangle = k_1 \Delta f / \langle f_D \rangle \quad (1)$$

где $\langle u \rangle$ — средняя скорость потока, u' — пульсационная скорость потока, $\langle f_D \rangle$ — средняя доплеровская частота, Δf — ширина спектра доплеровского сигнала, k_1 —

коэффициент пропорциональности, зависящий от характера распределения скорости и уровня, по которому измеряется ширина спектра.

Формула (1) справедлива, если отношение среднеквадратичной величины девиации частоты доплеровского сигнала к наивысшей частоте пульсаций скорости велико.

Представляет интерес проанализировать нижний предел измерения степени турбулентности и выяснить причины, его ограничивающие.

Поскольку ОДИС измеряет скорость движения оптических неоднородностей, то сначала необходимо рассмотреть вопрос, насколько точно скорость последних соответствует скорости окружающей среды.

При исследовании потоков жидкости оптические неоднородности обычно создаются искусственно — путем введения в поток малых частиц с показателем преломления, отличным от показателя преломления жидкости.

Так, например, при исследовании потоков воды добавляют монодисперсные частицы полистирола размером ~ 0.5 мк. Характерная частота, определяющая движение частиц в потоке и обратная времени, необходимому для того, чтобы обтекающая частицу жидкость могла вывести ее из состояния покоя, составляет 10^6 гц [2]. Эта частота значительно больше частот турбулентных пульсаций жидкости. Поэтому средняя квадратичная скорость относительного движения таких частиц всегда много меньше средней квадратичной скорости жидкости.

Выбор частиц еще меньшего размера нецелесообразен, так как в этом случае они будут испытывать интенсивное броуновское движение, что приведет к дополнительному уширению спектра. Так, на основании теории рассеяния когерентного света на малых частицах [3] можно показать, что для частиц полистирола размером 0.1 мк ширина спектра сигнала, обусловленная броуновским движением, составляет ~ 0.5 кгц, что существенно при исследовании медленных потоков, например, при естественной конвекции.

Нижний предел измерения степени турбулентности определяется аппаратным уширением доплеровского сигнала, которое зависит от параметров оптической и радиоизмерительной частей схемы ОДИС.

Современные анализаторы спектра, которые используются в измерителях скорости, имеют добротность 10^3 — 10^4 , т. е. их относительная аппаратная ширина составляет $0.1 \div 0.01\%$.

Проанализируем более подробно уширение, обусловленное оптической частью схемы. Рассмотрим дифференциальную схему ОДИС [4], в которой два когерентных пучка от одного ОКГ фокусируются при помощи линз в исследуемую точку потока, а наблюдение ведется в рассеянном свете от обоих пучков. В этом случае информация о скорости получается только из области пересечения пучков (фиг. 1) и разность доплеровских частот определяется скалярным произведением вектора $\mathbf{K}$ и вектора скорости потока $\mathbf{u}$

$$f_D = \frac{1}{2\pi} \mathbf{K} \mathbf{u} \quad (2)$$

где $\mathbf{K} = \mathbf{k}'' - \mathbf{k}'$, $|\mathbf{k}'| = |\mathbf{k}''| = 2\pi/\lambda$; $\mathbf{k}'$, $\mathbf{k}''$ — волновые векторы падающих пучков, λ — длина волны излучения ОКГ.

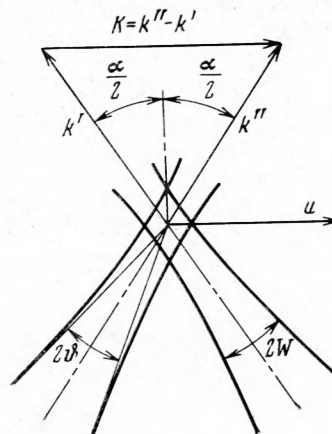
Если рассматривать случай, когда вектор скорости $\mathbf{u}$ направлен по $\mathbf{k}$, то относительное уширение, обусловленное конечной расходимостью падающих пучков будет

$$\delta f_D / f_D = \sqrt{2} \vartheta \operatorname{ctg} \alpha / 2 \quad (3)$$

где ϑ — угол сходимости пучка, α — угол между падающими пучками.

В работе [5] при анализе причин уширения спектра принимали пучок света от ОКГ гомоцентрическим. В этом случае расходимость пучка связана с фокусирующим действием линзы и для обычных схем ОДИС $\vartheta = 0.1 \div 1^\circ$, что дает уширение $0.5 \div 5\%$.

Покажем, что, используя особенности пучков ОКГ и производя их точную фокусировку, это уширение для дифференциальной схемы ОДИС можно значительно уменьшить. Пучок когерентного света от ОКГ, работающего на основной моде, является гауссовским и его каустическая поверхность имеет гиперболоидный вид. Радиус гауссов-



Фиг. 1

ского пучка w на расстоянии z от перетяжки (минимального поперечного сечения), оцениваемый по спадаанию амплитуд поля в e раз по сравнению с амплитудой поля на оси пучка, определяется выражением [6]

$$w = w_0 \sqrt{1 + 4z^2 R_0^{-2}} \quad (4)$$

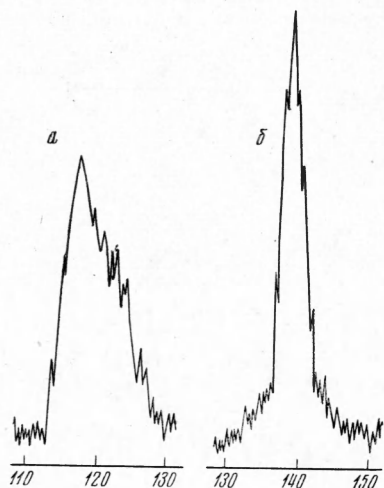
где $w_0 = (R_0 / k)^{1/2}$ — радиус перетяжки, R_0 — конфокальный параметр пучка, зависящий от параметров ОКГ и геометрии опыта.

Радиус кривизны волнового фронта гауссовского пучка R в перетяжке равен бесконечности и изменяется с расстоянием согласно формуле

$$R = z + R_0^2 / 4z \quad (5)$$

Если оси пучков пересекаются в области перетяжек, относительная ширина спектра имеет вид

$$\frac{\delta f_D}{f_D} = \frac{4\sqrt{2} \operatorname{ctg}^2 \alpha / 2}{k R_0} \quad (6)$$



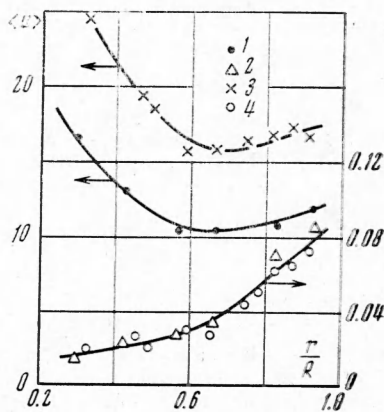
Фиг. 2

позволяет получить уширение не больше 0.1%. Уширение, связанное с конечным временем прохождения частицы через рассеивающий объем, оценивалось в [7]. Заметим, что для получения малого уширения важен только линейный размер рассеивающего объема в направлении скорости потока. Чем больше этот размер, тем меньше уширение. Однако большой размер будет приводить к осреднению мелкомасштабных пульсаций.

Особенностью дифференциальной схемы ОДИС является то, что разность доплеровских частот не зависит от направления наблюдения [4]. Это позволяет собирать свет в большом телесном угле, не вызывая дополнительного уширения. Таким образом, ОДИС, работающий по дифференциальной схеме, может иметь аппаратное уширение $\sim 0.1\%$. Следовательно, нижний предел измерения степени турбулентности составляет величину того же порядка.

Рассмотренный анализ уширений спектра доплеровского сигнала относится к потокам, в которых нет градиента скорости. В последнем случае возникает дополнительное уширение, связанное с изменением средней скорости в пределах эффективного объема, которое может значительно превышать указанный предел измерения степени турбулентности.

Экспериментально изучалась степень турбулентности в вихревой камере с тангенциальным подводом жидкости, в которой ранее исследовалось распределение тангенциальных скоростей. Оптическая часть экспериментальной установки ОДИС была такой же, как при определении осредненных скоростей [8]. Отличалась только радиоизмерительная часть установки. Поступающий с ФЭУ сигнал усиливался и подавался на вход спектроанализатора с полосой пропускания 200 гц, на выходе которого вырабатывалось напряжение, пропорциональное спектральной плотности сигнала на частоте настройки. Это напряжение через согласующий каскад поступало на измерительный вход самопишущего автоматического потенциометра. Ось частотной шкалы спектроанализа-



Фиг. 3

тора через редуктор механически соединялась с осью валика самописца, задававшего движение ленты. Таким образом, при работе самописца осуществлялось сканирование по частоте настройки спектроанализатора и на ленте самописца вычерчивался спектр исследуемого сигнала. Время анализа 5 мин.

Исследовалась вихревая плоская камера, аналогичная [8]; толщина ее 10 мм, диаметр 60 мм. В качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная вода, в которую добавлялись частицы полистирола размером ~ 0.5 мк. Проводилось измерение пульсационных тангенциальных скоростей в зависимости от текущего радиуса r закрученного потока.

На фиг. 2, а и б показаны типичные спектры сигнала, полученные на ленте самописца в двух точках камеры; по осям отложены значения частоты, выраженные в кГц. На фиг. 3 показаны зависимость степени турбулентности потока от текущего радиуса и величина тангенциальной скорости потока. Кривые 1, 2 показывают соответственно распределение тангенциальной скорости в см/сек и степени турбулентности в вихревой камере при расходной скорости 10 см³/сек. Кривые 3, 4 — значения тех же величин при расходной скорости 15 см³/сек. Наблюдается значительное снижение турбулентности при движении жидкости к центру от 0.08 до 0.02. Суммарная аппаратурная ширина в использованной установке составляла 0.5%. Абсолютное значение степени турбулентности было вычислено в предположении гауссовского вида функции распределения скоростей.

В заключение авторы благодарят В. А. Фабриканта за полезные замечания.

Поступила 19 II 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Ринкевичюс Б.С. Измерение локальных скоростей в потоках жидкости и газа по эффекту Доплера. Теплофизика высоких температур, 1970, т. 8, № 5.
2. Левич В. Г., Кучанов С. И. Движение частиц, взвешенных в турбулентном потоке. Докл. АН СССР, 1967, т. 174, № 4.
3. Ресогга R. Doppler shifts in light scattering from pure liquids and polymer solutions. J. Chem. Phys., 1964, vol. 40, No. 6.
4. Ринкевичюс Б. С. Применение ОКГ для определения скорости частиц в двухфазной струе методом гетеродинамирования. Радиотехника и электроника, 1969, т. 14, вып. 10.
5. Mazumder M. K., Wankum D. L. SNR and spectral broadening in turbulence structure measurement using a cw laser. Appl. Optics, 1970, vol. 9, No. 3.
6. Ищенко Е. Ф., Климов Ю. М. Оптические квантовые генераторы. М., «Советское радио», 1968.
7. Pike E. R., Jackson D. A., Bourke P. J., Page D. I. Measurement of turbulent velocities from the Doppler shift in scattered laser light. J. Scient. Instrum., Ser. E, 1968, vol. 1, No. 7.
8. Лебедев И. В., Ринкевичюс Б. С., Ястребова Е. В. Измерение локальных скоростей мелкомасштабных потоков с помощью ОКГ. ПМТФ, 1969, № 5.