

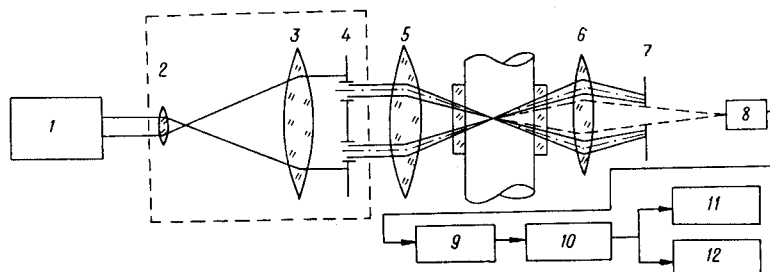
УДК 532.57+621.378.525

Ю. Н. ДУБНИЦЕВ, А. Г. СЕНИН, В. С. СОБОЛЕВ  
 (Новосибирск)

### ОЦЕНКА ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ЛАЗЕРНОГО ДОППЛЕРОВСКОГО ИЗМЕРИТЕЛЯ СКОРОСТИ ПОТОКОВ ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ ПО ТОЧНОСТИ

Как известно [1—5], при описании работы ЛДИС можно исходить из двух концепций — собственно доплеровской и интерференционной [6]. Существо первой из них состоит в том, что сигнал ЛДИС трактуется как следствие оптического гетеродинамирования пучка света, рассеянного примесными частицами в потоке, и опорного пучка. Согласно второй модели, в исследуемой области потока при пересечении двух падающих пучков образуется система интерференционных полос, действительных или мнимых. Рассеивающие частицы, пересекающие область локализации интерференционной картины, модулируют яркость изображения интерференционных полос. Легко показать, что частота модуляции оказывается при этом равной доплеровской частоте.

На рисунке приведена блок-схема ЛДИС с делением волнового фронта лазерного луча. Эта схема очень удобна для анализа работы ЛДИС на основе описанной выше интерференционной модели.



Оптическая схема ЛДИС:

1 — лазер; 2, 3 — зрительная трубка; 4 — экран со щелями; 5 — фокусирующий объектив; 6 — приемный объектив; 7 — апертурная диафрагма; 8 — фотоприемник; 9 — следящий фильтр; 10 — формирователь импульсов сигнала; 11 — цифровой частотомер; 12 — частотный детектор.

Для случайного потока рассеивающих частиц электрический сигнал на выходе фотоприемника можно записать в следующем виде:

$$I(t) = \sum_{i=1} I_i(t - t_i) [1 + \cos \omega_D(t - t_i)]. \quad (1)$$

Здесь  $t_i$  — момент вхождения  $i$ -й рассеивающей частицы в поле интерференции;  $\omega_d$  — доплеровская частота.

Исходя из описанной выше интерференционной модели, легко получить выражения для огибающей  $I_i$ . Например, если в схеме рисунка для деления волнового фронта используются две одинаковые прямоугольные щели, то

$$I_i(t - t_i) = A \frac{\sin^2 \left[ \frac{a}{2b} \omega_d (t - t_i) \right]}{\omega_d^2 (t - t_i)^2}. \quad (2)$$

Для круглых диафрагм

$$I_i(t - t_i) = A \frac{J_1^2 \left[ \frac{a}{2b} \omega_d (t - t_i) \right]}{\omega_d^2 (t - t_i)^2}. \quad (3)$$

Здесь  $a$  — размер щели (диафрагмы);  $b$  — расстояние между щелями (диафрагмами).

Для гауссовых пучков в схемах с делением амплитуды лазерного луча

$$I_i(t - t_i) = A e^{-[\gamma \omega_d (t - t_i)]^2}, \quad (4)$$

где  $\gamma = a/4\sqrt{2}b$ ;  $a$  — диаметр падающего пучка в плоскости объектива на уровне относительной интенсивности  $l^{-2}$ ;  $b$  — расстояние между пучками в той же плоскости;  $A$  — постоянный коэффициент, зависящий от мощности лазера и чувствительности фотоприемника.

Обработка доплеровского сигнала с целью извлечения информации о скорости потока может быть осуществлена несколькими путями: спектральным или корреляционным аппаратным анализом сигнала либо преобразованием частоты сигнала частотным детектором с целью получения цифрового или аналогового значения «мгновенной» скорости потока в исследуемой точке. Исследуем потенциальные возможности по точности измерений второго из них. Для этого аппроксимируем огибающую сигнала  $I_i(t)$ , получаемого от каждой частицы с помощью  $\cos \frac{\omega_d}{n} t$  в пределах от  $-\pi/2$  до  $\pi/2$ , где  $n$  — число эффективных (т. е. имеющих достаточную амплитуду) доплеровских периодов фототока в радиоимпульсе сигнала от одной частицы. С учетом сказанного выражения (2) — (4) можно представить в виде

$$I_i(t) = \sum_{i=1}^N \varepsilon \cos \frac{\omega_d (t - t_i)}{n} [1 + \cos \omega_d (t - t_i)]; \quad -\frac{\pi}{2} \leq \frac{\omega_d t}{n} \leq \frac{\pi}{2}, \quad (5)$$

где  $\varepsilon = \text{const}$ .

При аппроксимации выражения (4) можно считать, что  $n = 1/\gamma$ , а для (2) и (3)  $n = 4b/a$ .

Считая поток частиц пуассоновским и используя теперь формулу Кэмпбелла [7] для выражения (1) с учетом (5), нетрудно получить нормированную корреляционную функцию доплеровской составляющей сигнала

$$R(\tau) = \left(1 - \frac{\omega_d}{\pi n} \tau\right) \cos \left(\frac{\omega_d}{n} \tau\right) \cos \omega_d \tau; \quad \frac{\pi n}{\omega_d} \geq \tau \geq -\frac{\pi n}{\omega_d}; \quad R(\tau) = 0; \\ \tau \leq -\frac{\pi n}{\omega_d}; \quad \tau \geq \frac{\pi n}{\omega_d}. \quad (6)$$

Случайное наложение импульсов света, рассеянных каждой частицей, приводит к флюктуациям фазы суммарного сигнала и, следовательно, к отклонениям его частоты от доплеровской даже при неизменной скорости потока. Эти отклонения приводят к погрешности оценки средней скорости потока и вызывают шумы на выходе прибора, эквивалентные некоторой турбулентности даже при исследовании ламинарных потоков. Под средней частотой сигнала в данном случае будем понимать среднее число выбросов за нулевой уровень в единицу времени. Если считать, что (1) является стационарным гауссовым случайным процессом, то среднее число выбросов  $N$  определится так:

$$N = \frac{1}{2\pi} \sqrt{-R''(0)}, \quad (7)$$

где  $R''(0) = d^2R(\tau)/d\tau^2$  при  $\tau=0$ . Учитывая (6), получим

$$N = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\omega_D^2}{n^2} + \omega_D} = f_D \sqrt{1 + \frac{1}{n^2}}. \quad (8)$$

Так как обычно  $n \gg 1$ , то

$$N \approx f_D \left(1 + \frac{1}{2n^2}\right). \quad (9)$$

Поскольку скорость пропорциональна доплеровской частоте, то ошибка при измерении ее среднего значения

$$\xi = \frac{N - f_D}{f_D} = \frac{1}{2n^2}. \quad (10)$$

Так, например, если  $n=20$ , что обычно бывает на практике, то  $\xi \approx 0,1\%$ . Отметим, что средняя ошибка всегда положительна. Теперь найдем дисперсию флюктуаций частоты. В соответствии с [8] для нормального случайного процесса с корреляционной функцией  $R(\tau) = \rho(\tau) \cos \omega\tau$  при времени измерения  $T \gg \tau_0$  дисперсия числа переходов  $\mu$  через нуль

$$\delta_\mu^2 = T \frac{2}{\pi^2} \int_0^{\tau_0} \frac{\rho^2(\tau)}{1 - \rho^2(\tau)} dt, \quad (11)$$

где  $\tau_0$  — время корреляции.

Полагая, что  $\rho(\tau) \approx \cos \frac{\omega_D}{n} \tau$ , а  $\tau_0 = \frac{n\pi}{2\omega_D}$ , получим

$$\delta_\mu^2 = \frac{T\omega_D}{\pi n}. \quad (12)$$

Поскольку число переходов  $\mu$  связано с  $N$  соотношением

$$N = \mu/2, \quad (13)$$

то дисперсия числа выбросов

$$\sigma^2 = \frac{T\omega_D}{4\pi n}, \quad (14)$$

а дисперсия числа выбросов в единицу времени,

$$\delta_N^2 = \frac{\omega_D}{4\pi n T}. \quad (15)$$

Теперь легко найти отношение сигнал/шум

$$U_{с.ш} = \frac{N}{\sigma_N} \sqrt{2f_d nT} \left(1 + \frac{1}{2n^2}\right) \approx \sqrt{2f_d nT}. \quad (16)$$

Если считать, что время усреднения результата при измерении «мгновенной» частоты и, следовательно, «мгновенной» скорости составит 100 периодов доплеровской частоты, а  $n=20$ , то  $U_{с.ш}=45$ . Это означает, что при отсутствии в потоке какой бы то ни было турбулентности на выходе измерителя будет шум, эквивалентный 1,5%-й турбулентности.

Усреднение по 100 периодам можно считать вполне разумным, поскольку частоты турбулентных пульсаций в большинстве случаев не менее чем на три порядка ниже доплеровских частот. Например, если угол  $\theta=20^\circ$  и длина волны излучения лазера  $\lambda=0,63 \cdot 10^{-6}$  мкм, то

$$f_d = \frac{v2 \sin \theta/2}{\lambda} = 0,55 \cdot 10^{-6} v, \quad (17)$$

где  $v$  — скорость потока.

Если  $v=1$  м/с, то  $f_d=550$  кГц. При усреднении по 100 периодам значения скорости будем получать каждые 1/5500 секунды. Следуя теореме Котельникова, можно утверждать, что в этом случае модулирующая функция (турбулентные пульсации скорости) может быть восстановлена в полосе частот от 0 до 2750 Гц. Исходя из гидродинамических представлений, при  $v=1$  м/с вряд ли можно ожидать появления таких высокочастотных пульсаций, и, следовательно, полоса в 2750 Гц оказывается вполне достаточной.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. J. W. Foreman, R. D. Lewis, J. R. Thornton and H. J. Watson. Laser Doppler Velosimeter for Measurement of Localised Flow Velocities in Liquids.— Proceedings of the IEEE, 1966, QE-2, № 3.
2. D. B. Brayton, W. H. Coethert. A New Dualscatter Laser Dopplershift Velocity Measuring Technique.— ISA Transactions, 1971, № 1.
3. Bernhard Lehmann. Geschwindigkeitmessung mit Laser-Dopplerverfahren. Wissenschaftliche Berichte. AEG.— Telefunken (Berlin), 1968, № 3.
4. Ю. Н. Дубнищев, В. П. Коронкевич, В. С. Соболев, А. А. Столповский, Е. Н. Уткин, Н. Ф. Шмойлов. Измерение параметров турбулентных потоков с помощью лазерного доплеровского измерителя скорости. Новосибирск, «Наука», 1971.
5. А. Н. Аменицкий, Б. С. Ринкевичюс, В. А. Фабрикант. Измерение распределения скоростей в пленках жидкости с помощью ОКГ.— Теплофизика высоких температур, 1969, т. 7, № 5.
6. M. J. Ruddle. A New Theoretical model for the laser Dopplermeter.— Journal of Physics, 1969, v. E2, № 1.
7. В. И. Тихонов. Статистическая радиотехника. М., «Советское радио», 1966.

Поступила в редакцию  
9 марта 1972 г. |