

Рис. 9.

булентности уже сейчас можно достичь той глубины понимания, той степени доказательности результатов и обоснованности их, которые существуют в развитых областях физики, например в физике твердого тела. Разумеется, наша работа еще далека от этого идеала. Однако избранный путь представляется нам достаточно перспективным. Имеется уверенность, что исходя непосредственно из первых принципов гидродинамики — уравнений Навье — Стокса — можно вычислить коэффициенты в предложенной системе уравнений, найти область ее применения и структуру поправочных членов. Необходимо, по-видимому, провести гораздо более подробные экспериментальные исследования и сопоставить результаты численного эксперимента с натурным. После этого значительно больший смысл приобретут глубокие математические исследования структуры аттракторов в фазовом пространстве предложенных нами уравнений.

Поступила в редакцию 8 февраля 1981 г.

УДК 621.39.1 : 621.378 : 532.57

В. С. СОБОЛЕВ

(Новосибирск)

ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ЛАЗЕРНОЙ ДОПЛЕРОВСКОЙ АНЕМОМЕТРИИ

Прогресс экспериментальной гидро- и аэродинамики в настоящее время связывают с развитием лазерной анемометрии. Это методическое направление, как известно [1—4], основано на выделении доплеровского сдвига частоты в свете, рассеянном на частичках, взвешенных в исследуемой среде.

дуюмом потоке. Его величина ω_D определяется соотношением

$$\omega_D = v(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i), \quad (1)$$

где v — вектор скорости, \mathbf{k}_s и \mathbf{k}_i — соответственно волновые векторы рассеянного и падающего излучений.

В определенном смысле доплеровская методика идеальна, так как энергия посылаемого в поток света настолько мала, что практически не оказывает на него никакого возмущающего действия. Поскольку длина волны лазерного излучения и геометрия рассеяния известны с высокой точностью, доплеровский измеритель скорости не нуждается в калибровке; параметр, несущий информацию, — доплеровская частота — линейно связан с измеряемой скоростью. Крупным преимуществом доплеровской анемометрии является возможность выделения и измерения выбранной компоненты вектора скорости. Перечисление положительных сторон лазерной анемометрии можно продолжить, но эта методика, как и всякая другая, имеет свои границы применения и предельные возможности. В статье рассмотрены ограничения лазерной анемометрии по точности измерений, определяемые такими основными факторами, как дробовой шум фотоприемника, случайное положение рассеивающих частиц в потоке и, наконец, градиент скорости по сечению измерительного объема. При этом предполагается, что анемометры построены таким образом, чтобы на выходе дать сигнал, пропорциональный мгновенной локальной скорости потока.

Оценка погрешности измерений, обусловленной дробовым шумом. Выделение полезной информации о скорости в доплеровских системах проводится обычно средствами электроники. Поэтому вначале оптический сигнал с помощью фотоприемника преобразуется в электрический. Вследствие квантовой природы фотоэффекта электрический сигнал представляет собой случайный поток «одноэлектронных» (рожденных отдельными электронами фотокатода) импульсов, сглаженный как за счет инерционности фотоприемника, так и фильтром, включенным на его выходе. Такой сигнал можно представить в виде следующей суммы:

$$i(t) = i_0(t) + i_{др}(t), \quad (2)$$

где $i_0(t)$ — значение фототока, осредненное по ансамблю одинаковых реализаций интенсивности $I(t)$ оптического сигнала, $i_{др}$ — дробовой шум с дисперсией $\sigma_{др}^2(t) = 2eFi_0(t)$, где F — полоса пропускания фотоприемника, e — заряд электрона.

Характер изменения обеих компонент доплеровского сигнала от одной частицы показан на рис. 1. При его демодуляции дробовой шум приводит к ошибкам оценки мгновенной частоты и, следовательно, скорости потока. Определим эту ошибку при следующих вполне приемлемых предположениях: во-первых, интенсивность оптического доплеровского сигнала заменим гармоническим процессом вида

$$I(t) = I_0(1 + \cos \omega_D t) \quad (3)$$

(I_0 — среднее значение интенсивности), во-вторых, будем

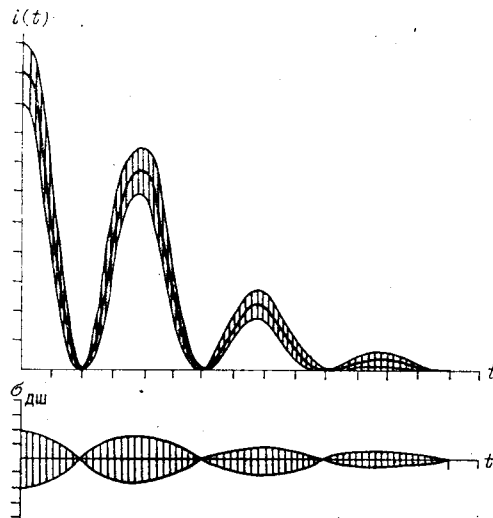


Рис. 1.

считать, что электрический сигнал перед частотной демодуляцией подвергается, как это обычно бывает в доплеровских системах, узкополосной фильтрации.

Вначале найдем отношение сигнал — шум на выходе упомянутого узкополосного фильтра. Исходя из того, что энергия дробового шума пропорциональна интенсивности оптического сигнала, его реализацию непосредственно на выходе фотоприемника можно представить в виде модулированного широкополосного случайного процесса

$$i_{\text{пр}}(t) = \sqrt{J_0(1 + \cos \omega_D t)} i_{\text{ш}}(t). \quad (4)$$

Здесь $J_0 = ekI_0/h\nu$, κ — квантовая эффективность фотокатода, $h\nu$ — энергия кванта света, а $i_{\text{ш}}(t)$ — значения шума на выходе приемника при постоянной интенсивности оптического сигнала, равной $h\nu/ek$. Учитывая, что полоса фильтра Δf много меньше доплеровской частоты, дисперсию шума на его выходе можно найти, осреднив квадрат (4) за период частоты модуляции в полосе Δf_0 . В результате получим $\sigma_{\text{др}}^2 = 2e\Delta f J_0$, а отношение сигнал — шум

$$a = \sqrt{J_0/2e\Delta f}. \quad (5)$$

Теперь оценим ошибку измерения частоты. Рассмотрим случай, когда резонансная частота фильтра точно совпадает с доплеровской частотой. Плотность вероятности частоты суммы сигнала и шума, как показано в [5, 6], равна

$$P(y) = 0,5h^{-3/2} \exp[-0,5a^2(1 - 1/2h)] \{ (1 + a^2/2h)B_0(a^2/4h) + a^2/2hB_1(a^2/4h) \}, \quad (6)$$

где $h = 1 + y$; $y = \omega/\rho''(0)$, ω — текущее значение частоты суммы сигнала и шума, $\rho''(0)$ — вторая производная коэффициента корреляции шума в нуле, B_0 и B_1 — функция Бесселя мнимого аргумента.

Дисперсия частоты аддитивной смеси сигнала и шума, как известно, бесконечно велика, и так же велика должна быть ошибка. Однако на практике частотные дискриминаторы ограничивают большие выбросы частоты, поэтому дисперсия выходного сигнала ограничена и может быть определена. Вышеприведенное замечание позволяет утверждать, что величины y и h не могут принимать слишком больших значений. Поэтому при высоких отношениях сигнал — шум (как это бывает на практике) отношение $a^2/4h \gg 1$. Тогда модифицированные функции Бесселя в (6) можно приближенно представить в виде [6, с. 295]

$$B_{0,1}(z) = \exp(z)/\sqrt{2\pi z}. \quad (7)$$

Подставляя (7) в (6) и учитывая, что $a^2 \gg 1$, а $y \leq 1$, получим

$$P(\omega) \approx -(a\rho''(0)/\sqrt{2\pi}) \exp(-a^2\omega^2/2), \quad (8)$$

т. е. при указанных условиях мгновенная частота сигнала с аддитивным шумом практически имеет нормальное распределение с дисперсией

$$\sigma_\omega^2 = -\rho''(0)/a^2. \quad (9)$$

Относительную среднеквадратичную ошибку оценки доплеровской частоты (скорости) можно представить в виде

$$\sigma_\omega/\omega_D = \sqrt{-\rho''(0)}/\omega_D a. \quad (10)$$

При использовании гауссова фильтра с полосой пропускания $2\Delta\omega$ на уровне $\exp(-1)$ $\rho''(0) = -\Delta\omega^2/2$, и тогда

$$\sigma_\omega/\omega_D = (\Delta\omega/\omega_D) \sqrt{\Delta\omega e/2\pi J_0}. \quad (11)$$

Обычно полоса пропускания фильтра имеет порядок ширины спектральной плотности доплеровского сигнала и типичное значение отношения

$\Delta\omega/\omega_D = 0,1$. Тогда для доплеровской частоты 1 МГц (скорость 10 м/с) и тока фотокатода $J_0 = 10^{-10}$ А ошибка в оценке скорости, обусловленная дробовым шумом, будет равна 0,13%.

Поскольку ширина спектра доплеровского сигнала пропорциональна скорости, полосу фильтра $\Delta\omega$ также устанавливают пропорциональной скорости. Тогда, исходя из (10), можно сделать вывод о том, что ошибка в оценке скорости пропорциональна корню квадратному из ее значений. Таким образом, чем меньше скорость, тем с большей точностью (при прочих равных условиях) ее можно измерить.

Более строгую оценку погрешности измерений скорости, обусловленную дробовым шумом, можно сделать, если в качестве меры отклонений частоты принять среднее значение их модуля.

Из (6), как показано в [6], следует, что

$$\langle |\Delta\omega| \rangle = \sqrt{\rho''(0)} \exp(-a^2/4) B_0(a^2/4), \quad (12)$$

при $a \gg 1$ с учетом (7)

$$\langle |\Delta\omega| \rangle / \omega_D = (\Delta\omega / \pi \omega_D) \sqrt{2e\Delta\omega / J_0}. \quad (13)$$

Фазовый шум. Случайность положения рассеивающих частиц в пространстве приводит к случайному значению получаемых от них парциальных сигналов и, как результат, к случайным флуктуациям фазы и частоты суммарного доплеровского сигнала.

Если пренебречь дробовым шумом фотоприемника, то его высокочастотная часть в обычном некогерентном режиме работы анемометра может быть представлена выражением [2]

$$i(t) = \sum_{i=1}^N A_i(t-t_i) \cos \omega_{Di}(t-t_i), \quad (14)$$

где t_i — случайный момент появления i -й частицы в центре измерительного объема, $A_i(t-t_i)$ — огибающая импульса сигнала от i -й частицы, ω_{Di} — ее доплеровская частота, N — число прошедших через измерительный объем частиц.

Считая, что исследуемый поток ламинарен и в пределах измерительного объема не имеет градиента скорости ($\omega_{Di} = \omega_D = \text{const}$), (14) можно представить в виде

$$i(t) = A(t) \cos [\omega_D t + \varphi(t)]. \quad (15)$$

Здесь

$$A(t) = \sqrt{\sum_{i,j=1}^N A_i(t-t_i) A_j(t-t_j) \cos \omega_D(t_i-t_j)},$$

$$\varphi(t) = \text{arctg} [A_s(t)/A_c(t)],$$

$$A_c(t) = \sum_{i=1}^N A_i(t-t_i) \cos \omega_D t_i,$$

$$A_s(t) = \sum_{i=1}^N A_i(t-t_i) \sin \omega_D t_i.$$

Мгновенная частота, определенная как производная аргумента косинуса (15) по времени, имеет вид

$$\omega(t) = \omega_D + \frac{\sum_{i=1, j=1, i \neq j}^N A_i(t-t_i) A_j'(t-t_j) \sin \omega_D(t_i-t_j)}{\sum_{i=1, j=1}^N A_i(t-t_i) A_j(t-t_j) \cos \omega_D(t_i-t_j)}. \quad (16)$$

Зависящая от времени часть этого выражения описывает фазовый шум. Его статистические оценки можно получить аналитически, если выполняются следующие два условия: концентрация рассеивающих центров вели-

ка (так что доплеровский сигнал (15) можно считать нормальным процессом), а спектральная плотность сигнала гауссова. Последнее условие для большинства оптических схем ЛДИС выполняется автоматически. Как показано в [5, 6], спектр флуктуаций частоты сигнала, удовлетворяющего вышеприведенным условиям, описывается следующим рядом:

$$S(\omega) = \sqrt{\pi/2\Delta\omega} \sum_{n=1}^{\infty} n^{-3/2} \exp(-\omega^2/2n\Delta\omega^2), \quad (17)$$

где $2\Delta\omega$ — ширина спектра доплеровского сигнала на уровне $\exp(-1)$. Как следует из (17), спектр шума полностью определяется шириной спектра доплеровского сигнала, которая для ламинарного потока обратно пропорциональна скорости. Это значит, что с ростом скорости потока растет значение спектральной плотности фазового шума, а сам спектр распространяется в сторону более высоких частот. При $\omega \gg \Delta\omega$ спектральная плотность $S(\omega)$ падает, как $\pi\Delta\omega^2/\omega$, и, следовательно, интеграл (17) не существует. В соответствии с теоремой Парсеваля это означает бесконечно большую дисперсию фазового шума. И, как следствие, напрашивается вывод о невозможности измерения скорости в многочастичном режиме работы анемометра. Однако спектр турбулентных пульсаций скорости ограничен. Поэтому, как показано в [7, 8], для уменьшения погрешности измерений, целесообразно на выходе ЧМ-демодулятора включить фильтр низких частот с полосой Ω , достаточной для пропускания пульсаций скорости. Тогда

$$\sigma_{\text{ш}}^2 = \int_0^{\Omega} S(0) d\omega = 0,521 \Delta\omega\Omega. \quad (18)$$

Обычно $\Delta\omega/\omega_D$ имеет порядок 0,05, тогда в полосе $\Omega/\omega_D = 10^{-3}$ ошибка в оценке скорости будет около 0,5%.

Погрешность оценки скорости можно снизить еще более, если наряду с фильтрацией выходного напряжения частотного детектора обработку доплеровского сигнала вести в пороговом режиме, т. е. демодулировать только ту часть сигнала, амплитуда которой превышает некоторое заранее заданное пороговое значение. Идея такого способа обработки [9] возникла после анализа сигнала от двух частиц, когда было показано, что максимальные паразитные отклонения частоты (фазовый шум) соответствуют минимуму амплитуды суммарного сигнала. Как оказалось в дальнейшем, пороговый способ обработки дает существенный выигрыш по точности измерений и в многочастичном режиме работы лазерного анемометра. Доплеровский сигнал в этом режиме, как уже упоминалось, можно считать узкополосным нормальным процессом и применять для анализа порогового способа его обработки известные соотношения для совместной плотности вероятности мгновенной амплитуды A , ее производной \dot{A} и частоты ϕ [6, формула (7.5.8) при $v = 0$]:

$$P(A, \dot{A}, \phi) = \frac{A^2}{2\pi\sigma^4 [-\rho''(0)]} \exp\left[-\frac{A}{2\sigma^2} - \frac{\dot{A}^2 + A^2\phi^2}{2\sigma^2 [-\rho''(0)]}\right], \quad (19)$$

где σ^2 — дисперсия доплеровского сигнала.

Определяя отсюда условную плотность вероятности частоты при заданной амплитуде, найдем линию регрессии частота — амплитуда:

$$\langle \dot{\phi} | \dot{A} \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{\phi} P(\dot{\phi} | A) d\dot{\phi} = \frac{2\sigma}{A} \sqrt{-\rho''(0)/2\pi}. \quad (20)$$

Выражение (20) показывает, что, чем больше значения амплитуды доплеровского сигнала, тем меньше отклонения мгновенной частоты (соответствующие оценки делаются в предположении, что доплеровский сигнал получен от ламинарного безградиентного потока).

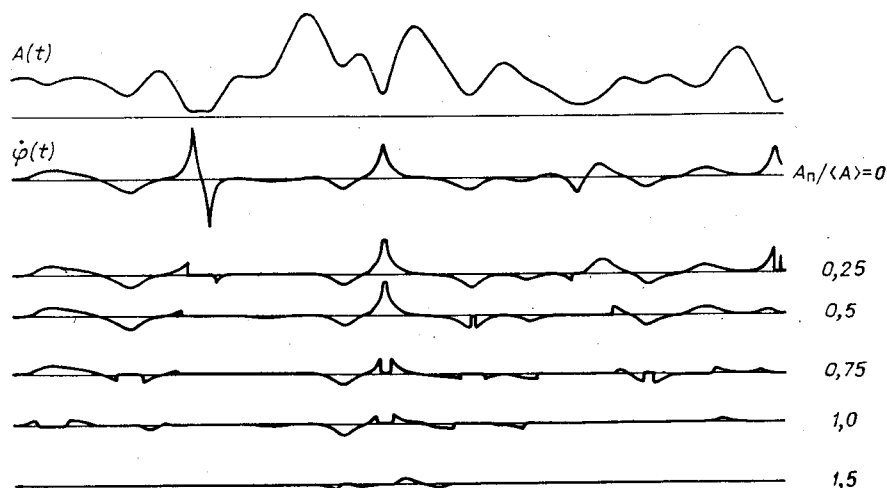


Рис. 2.

Интегрируя выражение (19) от некоторого порогового значения A_n до $+\infty$, получим плотность вероятности частоты при условии, что $A > A_n$:

$$P(\dot{\varphi} | A > A_n) = \frac{-\rho''(0)}{-\rho''(0) + \dot{\varphi}^2} \exp(-A_n^2/2\sigma^2) \Gamma[1,5; A_n(\dot{\varphi}^2 - \rho''(0))/2\sigma^2(-\rho''(0))], \quad (21)$$

где Γ — неполная гамма-функция, табулированная в [10]. Интересующая нас дисперсия отклонений частоты теперь легко определяется:

$$\sigma_{\dot{\varphi}}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{\varphi}^2 P(\dot{\varphi} | A > A_n) d\dot{\varphi} = 0,25\Delta\omega^2 \exp(+0,5a^2) E_1(-0,5a^2). \quad (22)$$

Здесь $2\Delta\omega$ — ширина спектра доплеровского сигнала на уровне $\exp(-1)$; E_1 — интегральная показательная функция, таблицы которой имеются в [11]; $a = A_n/\sigma$ — относительное значение порога. Аналогичная формула получена в [12]. Анализ (21) показывает, что введение порога не смещает оценку средней частоты (скорости). На рис. 3 представлена дисперсия частоты, а на рис. 2 — полученные Ф. А. Журавелем путем моделирования (15) на ЭВМ графики изменения амплитуды и частоты доплеровского сигнала при различных порогах для 13 частиц (в среднем), находящихся в измерительном объеме. Видно, что увеличение порога резко снижает выбросы частоты. Обычно $\Delta\omega/\omega_D = 0,02$, тогда при $a = 2$ относительная ошибка измерения мгновенной скорости в широкой полосе $\sigma_{\dot{\varphi}}/\omega_D = 0,6\%$.

Рациональной фильтрацией выходного сигнала в соответствии с (18) эту ошибку можно существенно уменьшить.

Естественно, что ЛДА в пороговом режиме не будет давать непрерывных значений скорости, а так же, как и в случае малой концентрации частиц, даст ее значения на некоторых интервалах времени, статистика которых зависит от A_n . Как показано в [13], средняя частота $N(A_n)$ превышения огибающей сигнала заданного уровня, среднее значение длительности положительных выбросов огибающей сигнала $\tau(A_n)$, среднее значение $\Theta(A_n)$ интервала между положительными выбросами огибающей определяются так:

$$\langle N \rangle = (a\Delta\omega/\sqrt{2\pi}) \exp(-0,5a^2), \quad (23)$$

$$\langle \tau \rangle = \sqrt{2\pi}/a\Delta\omega, \quad (24)$$

$$\langle \Theta \rangle = (\sqrt{2\pi}/a\Delta\omega) [\exp(0,5a^2) - 1]. \quad (25)$$

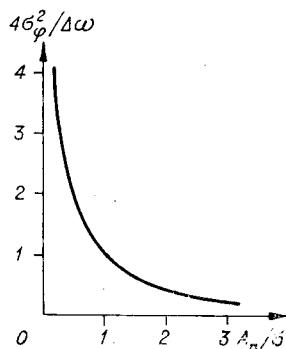


Рис. 3.

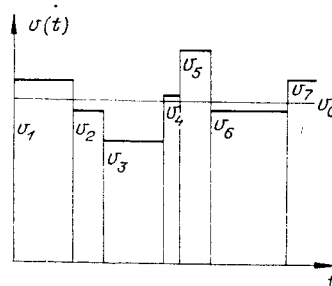


Рис. 4.

Отсюда легко получить относительное среднее значение длительности полезного сигнала

$$\tau/T = \exp[-a^2/2]. \quad (26)$$

Погрешности измерений, обусловленные градиентом скорости. Следующее ограничение на точность измерений скорости лазерным анемометром связано с так называемым «градиентным шумом». Причиной его возникновения являются градиенты скорости по сечению измерительного объема. Оценим спектральную плотность градиентного шума в предположении, что лазерным анемометром измеряется скорость ламинарного потока. Большинство современных анемометров построено таким образом, что при малой концентрации частиц измеряется скорость каждой из них. Тогда на выходе ЛДА получается случайный поток отсчетов скорости с дисперсией, пропорциональной градиенту.

Обычно выходные сигналы ЛДА поступают либо в память ЭВМ, либо на вход специализированных устройств, которые, оперируя измеренными величинами, производят восстановление мгновенной локальной скорости потока как непрерывной функции времени. Простейшим способом восстановления может быть запоминание каждого значения мгновенной скорости до момента прихода следующей частицы. Картина сигнала на выходе ЧМ-демодулятора ЛДА в предположении, что за время пролета частицы через измерительный объем ее скорость не успевает измениться, представлена на рис. 4. Аналитически его можно записать в виде

$$v(t) = \sum \Delta v_i f(t - t_i) + v_0. \quad (27)$$

Здесь t_i — момент появления i -й частицы в измерительном объеме ЛДА, $f(t - t_i) = 1$ при $t_i \leq t < t_i + \tau_i$, τ_i — интервал времени между i -й и $(i + 1)$ -й частицами.

Учитывая пуассоновский характер отсчетов скорости процесса (2), можно показать [14], что его корреляционная функция определяется следующим выражением:

$$k(\tau) = \sigma_v^2 e^{-\Lambda|\tau|}, \quad (28)$$

где σ_v^2 — дисперсия скорости частиц.

Фурье-преобразование (28) дает энергетический спектр сигнала

$$S(\omega) = \frac{2}{\pi} \sigma_v^2 \frac{\Lambda}{\Lambda^2 + \omega^2}, \quad (29)$$

$\Lambda = \lambda sv$, λ — концентрация рассеивающих частиц в среде, s — сечение измерительного объема, перпендикулярное вектору скорости, v — ее значение, усредненное по этому сечению. Таким образом, спектральная плотность градиентного шума имеет лоренцовскую форму. При больших частотах ($\omega \gg \Lambda$) она падает обратно пропорционально квадрату частоты и тем шире, чем больше концентрация и средняя скорость частиц. Замеча-

зано в [15], дисперсия значений скорости в этом случае равна $\sigma_v^2 = \Delta v^2/12$. Тогда, как следует из (29), спектральная плотность шума на выходе ЛДИС для потоков с постоянным градиентом

$$S(\omega) = \lambda S v_0 \Delta v^2 / 6\pi (\lambda^2 v_0^2 S^2 + \omega^2). \quad (30)$$

Погрешности измерений средней скорости турбулентного потока при одночастичном режиме работы лазерного анемометра (ЛДА). Оценка средней скорости потока обычно находится как среднее арифметическое полученных значений скорости каждой частицы v_i . Поскольку скорость турбулентного потока флуктуирует, то частиц с большими скоростями пролетит соответственно больше, что приведет к смещению оценки средней скорости. Найдем величину этого смещения для турбулентного безградиентного потока при условии, что размеры измерительного объема много меньше лагранжева масштаба турбулентности. Так как поле частиц в покоящейся жидкости можно считать статистически равномерным, то плотность вероятности получения в измерительном объеме частицы со скоростью v_i будет пропорциональна скорости потока v :

$$P(v_i) = v_i P_1(v_i) / \langle v \rangle, \quad (31)$$

где $P_1(v)$ — плотность вероятности скорости потока в исследуемой точке пространства, $\langle v \rangle$ — средняя скорость потока.

Заменяя арифметическое среднее математическим ожиданием и используя (31), получим следующую формулу для оценки средней скорости:

$$\langle \hat{v} \rangle = \frac{1}{\langle v \rangle} \int v_i^2 P(v_i) dv. \quad (32)$$

Если, например, турбулентные флуктуации скорости потока распределены по нормальному закону с дисперсией σ^2 , то, как следует из (32), измеренное значение средней скорости

$$\langle \hat{v} \rangle = \langle v \rangle + \sigma^2 / \langle v \rangle. \quad (33)$$

Оценка получилась смещенной. Относительное смещение положительно и равно квадрату интенсивности турбулентности:

$$\Delta v / \langle v \rangle = \sigma^2 / \langle v \rangle^2. \quad (34)$$

При интенсивности турбулентности 10% смещение средней скорости будет равно 1%.

Ощутимые величины смещения оценок средней скорости заставили специалистов искать более рациональные способы ее оценки. В [9] предложен анемометр, работающий по алгоритму

$$\langle \hat{v} \rangle = 1 / \langle 1/v_i \rangle. \quad (35)$$

Используя (31), получим

$$\langle \hat{v} \rangle = 1 / \left\langle \frac{1}{v} \right\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{v_i P(v_i)}{v_i} dv_i = \langle v \rangle, \quad (36)$$

т. е. алгоритм (36) дает несмещенную оценку средней скорости.

В заключение автор считает своим приятным долгом поблагодарить Г. А. Кашееву за помощь в оценке выигрыша, который дает пороговый способ обработки сигнала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Yeh Y., Cummins H. Z. Localized Fluid Measurements with a He-Ne Laser Spectrometer.— Appl. Phys. Lett., 1964, vol. 4, N 10.
2. Василенко Ю. Г. и др. Лазерные доплеровские измерители скорости.— Новосибирск: Наука, 1975.
3. Durrani T. S., Greated C. A. Laser Systems in Flow Measurement.— N. Y.—L.: Plenum Press, 1977.
4. Ринкевичюс Б. С. Лазерная анемометрия.— М.: Энергия, 1979.
5. Rice S. O. Statistical Properties of Sine Wave Plus Random Noise.— BSTJ, 1948, N 1.
6. Тихонов В. И. Статистическая радиотехника.— М.: Сов. радио, 1966.
7. Соболев В. С. О спектре фазового шума на выходе лазерного доплеровского измерителя скорости.— Автометрия, 1974, № 6.
8. В. С. Соболев и др. Шум наложения в ЛДИС и пути его снижения.— Автометрия, 1976, № 3.
9. Соболев В. С. и др. Устройство для обработки сигналов доплеровского измерителя скорости. (Автор. свид-во № 413 893).— ОИПОТЗ, 1974, № 3.
10. Пагурова В. И. Таблицы неполной гамма-функции.— М.: изд. ВЦ АН СССР, 1963.
11. Справочник по специальным функциям/Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган.— М.: Наука, 1979.
12. Щербина Ю. А. Многочастичные доплеровские измерители скорости и концентрации: Учебное пособие.— Долгопрудный: изд. МФТИ, 1978.
13. Тихонов В. И. Выбросы случайных процессов.— М.: Наука, 1970.
14. Соболев В. С., Уткин Е. Н., Шмойлов Н. Ф. О спектре градиентного шума на выходе лазерного доплеровского измерителя скорости потоков.— Автометрия, 1981, № 3.
15. Соболев В. С., Шмойлов Н. Ф. Погрешности осреднения случайных профилей скорости лазерным доплеровским измерителем.— В кн.: Методы лазерной доплеровской диагностики в гидроаэродинамике. Минск: изд. Ин-та тепло- и массообмена АН БССР, 1978.

Поступила в редакцию 24 ноября 1981 г.

УДК 532.574.082 : 54

Ю. Н. ДУБНИЦЕВ, Ф. А. ЖУРАВЕЛЬ, В. А. ПАВЛОВ

(Новосибирск)

ЛАЗЕРНАЯ ДОПЛЕРОВСКАЯ АНЕМОМЕТРИЯ С СЕЛЕКЦИЕЙ КОГЕРЕНТНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ОПТИЧЕСКОГО СИГНАЛА

Оптический сигнал в лазерных доплеровских анемометрах (ЛДА) при большой концентрации рассеивающих частиц является суперпозицией когерентной и некогерентной составляющих, частотные спектры которых в схемах дифференциального типа перекрываются. Это было показано в [1—3]. Термин «некогерентный» здесь указывает на формальную аналогию составляющей сигнала ЛДА с сигналом в некогерентной растровой системе и не соответствует природе явления. Хотя применение термина «некогерентный» по отношению к элементам структуры оптического сигнала ЛДА некорректно, этой терминологией пользуются, имея в виду сделанные оговорки. Рассмотрим подробнее структуру когерентного и некогерентного сигналов в дифференциальной схеме. Пусть зондирующее поле, образованное гауссовыми пучками (рис. 1), пересекается однородным потоком точечных рассеивающих частиц в направлении оси x . Для простоты ограничимся случаем, когда скорости всех частиц одинаковы. Распределение оптических сигналов

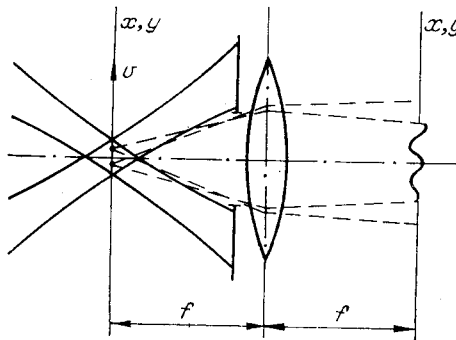


Рис. 1.