

ЛИТЕРАТУРА

1. Аксенов Е. Т., Бухарин Н. А., Григорьев В. А., Прусс-Жуковский С. В. Многоканальный акустооптический модулятор с перекрывающимися ультразвуковыми пучками.— Труды ЛПИ. Квантовая электроника, 1975, № 344, с. 52.
2. Гордон Е. Обзор по акустическим отклоняющим и модулирующим устройствам.— ТИИЭР, 1966, т. 54, № 10, с. 181.
3. Uchida N. Coupled-Wave Analysis of Light Diffraction by a Multielement Acoustic Transducer Array.— JOSA, 1974, vol. 64, p. 1049.
4. Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Дифракция света на ультразвуке. Изотропные среды.— Радиотехника и электроника, 1973, т. 18, вып. 4, с. 703.
5. Cohen M. G., Gordon E. I. Acoustic Beam Probing Using Optical Techniques.— Bell System Techn. J., 1965, vol. 44, N 4, p. 693.
6. Кондратенков Г. С. Обработка информации когерентными оптическими системами. М.: Сов. радио, 1972.
7. Кулаков С. В. Акустооптические устройства спектрального и корреляционного анализа сигналов Л.: Наука, 1978.
8. Власов А. Б., Чиркин Н. М. Об условиях широкополосного возбуждения гиперзвуковых волн.— Изв. высш. учеб. заведений. Радиоэлектроника, 1971, т. XIV, № 6.

*Поступила в редакцию 27 июля 1979 г.;
окончательный вариант — 24 марта 1980 г.*

УДК 532.574.7 : 621.391.822

В. С. СОБОЛЕВ, Е. Н. УТКИН, Н. Ф. ШМОЙЛОВ

(Новосибирск)

О СПЕКТРЕ ГРАДИЕНТНОГО ШУМА НА ВЫХОДЕ ЛАЗЕРНОГО ДОПЛЕРОВСКОГО ИЗМЕРИТЕЛЯ СКОРОСТИ ПОТОКОВ

Лазерные доплеровские измерители скорости (ЛДИС) [1—3], являясь весьма перспективными средствами исследования турбулентных потоков [4] и обладая существенными преимуществами перед другими измерительными устройствами аналогичного назначения, имеют, как известно, ряд ограничений и недостатков. Одним из отрицательных качеств ЛДИС можно считать так называемый градиентный шум [3]. Причиной его возникновения служит наличие градиента скорости по сечению измерительного объема ЛДИС. Под измерительным объемом понимают область пространства, из которой принимается рассеянное излучение и в конечном счете получается информация о локальной скорости.

В реальных потоках градиенты скорости могут быть весьма значительными, и вызываемые ими шумы оказываются соизмеримыми по интенсивности с исследуемыми турбулентными флуктуациями скорости. В свете этого актуальным становится вопрос об оценке параметров градиентного шума. Данное сообщение посвящено анализу одной из его основных характеристик — спектральной плотности мощности.

Будем полагать, что лазерным анемометром измеряется скорость ламинарного потока с градиентом. В этой ситуации рассеивающие свет частицы потока, пересекая измерительный объем, дают сигналы с доплеровскими частотами, которые случайно распределены в интервале, пропорциональном разности между максимальной и минимальной скоростями градиентного потока по поперечному сечению измерительного объема. Большинство современных лазерных анемометров построены так, что при малой концентрации частиц измеряется скорость каждой из них. Тогда на выходе ЛДИС получается случайный поток отсчетов скорости

с дисперсией, пропорциональной градиенту. Таким образом, ЛДИС в данном режиме в отличие от термоанемометра не осредняет значений скорости по измерительному объему и имеет конечную дисперсию своих показаний даже при исследовании ламинарного потока.

Обычно выходные сигналы ЛДИС 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 ЛДИС в этом случае может быть представлена в виде ступенчатой функции $v_i(t)$.

Поскольку положение каждой частицы не зависит от положения остальных, фиксируемая прибором скорость данной частицы не зависит от скорости предыдущих и последующих. Таким образом, измеренные значения скоростей v_i можно считать случайными и статистически независимыми. Точечный процесс моментов появления частиц в центральном сечении S измерительного объема, перпендикулярном вектору скорости, образует в данном случае по определению пуассоновый поток с некоторым средним значением на оси времени Λ . Ясно, что Λ представляет собой среднее значение числа частиц, проходящих через измерительный объем ЛДИСа в единицу времени. Сквозь элементарное сечение dS в единицу времени пройдет число частиц $d\Lambda$, пропорциональное их концентрации в среде λ и скорости потока в данной точке сечения $v(x, y)$:

$$d\Lambda = \lambda v(x, y) dx dy.$$

Отсюда

$$\Lambda = \int_S v(x, y) dx dy = \lambda \bar{v} S, \quad (1)$$

где \bar{v} — значение скорости потока, осредненное по сечению измерительного объема S .

Спектр восстановленного сигнала будем искать через корреляционную функцию, пользуясь соотношением Винера — Хинчина, следуя [5]. Учитывая статистическую независимость измеренных значений скоростей частиц v_i и введя обозначение $\Delta v_i = v_i - \langle v_i \rangle$, можем утверждать, что вклад в корреляционную функцию дадут только произведения вида $\Delta v_i(t) \Delta v_i(t - \tau) = \Delta v_i^2$. Для получения корреляционной функции необходимо $\langle \Delta v_i^2 \rangle$ умножить на вероятность того, что $\Delta v(t) = \Delta v(t - \tau)$, т. е. на вероятность $P(0, \tau)$ отсутствия новой частицы на интервале τ . Для пуассоновского потока $P(0, \tau) = e^{-\Lambda\tau}$ и, следовательно,

$$k(\tau) = D_0 e^{-\Lambda\tau} \quad (2)$$

(D_0 — дисперсия скоростей частиц).

Фурье-преобразование (2) дает энергетический спектр сигнала

$$S(\omega) = (2/\pi) D_0 (\Lambda / (\Lambda^2 + \omega^2)). \quad (3)$$

Таким образом, спектральная плотность градиентного шума имеет лоренцову форму. При больших частотах ($\omega \gg \Lambda$) она падает обратно пропорционально квадрату частоты и тем шире, чем больше концентрация и средняя скорость частиц. Если выражение (3) нормировать на значение спектральной плотности в нуле, получим

$$S_0(\omega) = 1 / (1 + \xi^2),$$

где $\xi = \omega / \Lambda$. Замечательным является факт независимости формы спектра от формы профиля скорости.

Проиллюстрируем формулу (3) следующим примером. Пусть изменяется скорость ламинарного потока с постоянным градиентом вдоль оси x :

$$v = v_0 + kx, \quad (4)$$

а центральное сечение измерительного объема, перпендикулярное вектору скорости, имеет форму прямоугольника со сторонами γ и δ . Для вычисления спектральной плотности, как следует из (3), необходимо знать среднюю скорость потока \bar{v} и дисперсию v_i . Интегрируя (4) по x в пределах измерительного объема, получим

$$\bar{v} = v_0. \quad (5)$$

Для определения D_v найдем соответствующую плотность вероятности $P(v_i)$. Случайными величинами в данной задаче являются координаты частиц x_i и их скорости v_i , детерминированно связанные уравнением (4). Считая поле частиц покоящейся жидкости стационарным, можно полагать, что плотность вероятности координат их проекций на плоскость поперечного сечения измерительного объема, перпендикулярного вектору скорости, распределена равномерно:

$$P(x_i, y_i) = 1/\gamma\delta \quad \text{при} \quad \begin{cases} |x_i| \leq \gamma/2, \\ |y_i| \leq \delta/2, \end{cases} \quad (6)$$

$$P(x_i, y_i) = 0 \quad \text{при} \quad \begin{cases} |x_i| > \gamma/2, \\ |y_i| > \delta/2. \end{cases}$$

При движении частиц в потоке, имеющем градиент скорости вдоль координаты x , равномерность распределения нарушится. Число частиц, пересекающих в единицу времени измерительный объем, будет прямо пропорционально скорости потока в данной точке. Следовательно, распределение координат x_i частиц, пересекающих измерительный объем, будет также пропорционально скорости v_i . Учитывая (4), (6) и нормировку, будем иметь

$$P(x_i, y_i) = (v_0 + kx_i)/v_0\gamma\delta \quad \text{при} \quad \begin{cases} |x_i| \leq \gamma/2, \\ |y_i| \leq \delta/2, \end{cases}$$

$$P(x_i, y_i) = 0 \quad \text{при} \quad \begin{cases} |x_i| > \gamma/2, \\ |y_i| > \delta/2. \end{cases}$$

Теперь легко найти распределение скоростей частиц, пересекающих измерительный объем. В соответствии с [6] при учете (4) получим

$$P(v_i) = v_i/v_0\Delta v \quad \text{при} \quad |v_0 - v_i| \leq \Delta v/2, \quad (7)$$

$$P(v_i) = 0 \quad \text{при} \quad |v_0 - v_i| > \Delta v/2,$$

где $\Delta v = k\gamma$ — изменение скорости по сечению измерительного объема.

Отсюда следует, что математическое ожидание скорости частиц

$$\langle v_i \rangle = v_0 + \Delta v^2/12v_0. \quad (8)$$

Видим, что ЛДИС в данном случае дает смещенную оценку средней скорости, если в качестве последней понимать скорость потока в центре измерительного объема.

Дисперсия скорости частиц, как следует из (7),

$$D_v = (\Delta v^2/12) (1 - \Delta v^2/12v_0^2). \quad (9)$$

Подставляя (5) и (9) в (3), выведем точное выражение для спектральной плотности градиентного шума.

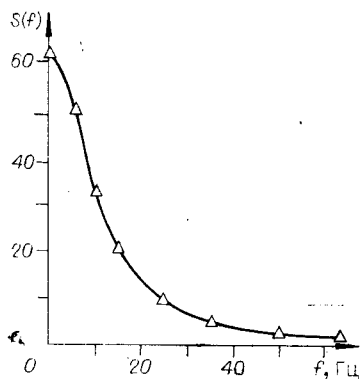


Рис. 1.

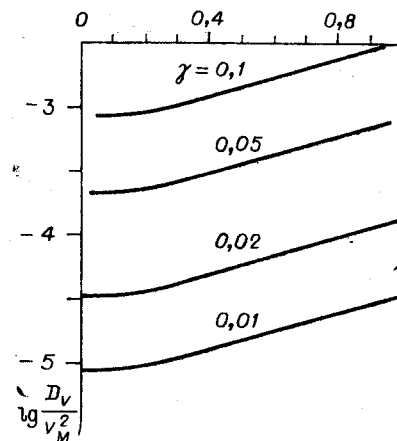


Рис. 2.

Обычно Δv мало в сравнении с v_0 и можно считать, что

$$D_v = \Delta v^2/12. \quad (10)$$

Тогда, как следует из (3), (5) и (10), спектральная плотность шума на выходе ЛДИС для потоков с постоянным градиентом

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

или через параметры прибора

$$S(\omega) = \lambda v_0 \delta \gamma^3 k^2 / 6\pi (\lambda^2 v_0^2 \gamma^2 \delta^2 + \omega^2).$$

На рис. 1 представлен спектр градиентного шума (сплошная линия), полученный при экспериментальном исследовании течения с постоянным градиентом скорости. Треугольниками показаны результаты расчета спектральной плотности по формуле (3). Значения D и λ при этом были определены из условия, чтобы кривая, рассчитанная по формуле (3), точно совпадала с результатами эксперимента в точках $f=0$ и $f=15$ Гц. Как следует из рисунка, остальные точки почти идеально легли на экспериментальную кривую.

Вторым интересным примером может служить анализ градиентного шума при исследовании течения в плоском канале или трубе. В ламинарном режиме профиль скорости описывается, как известно, параболой Пуазейля

$$v(\eta) = v_M (1 - \eta^2),$$

где $\eta = x/h$, x — поперечная координата, h — высота канала, v_M — скорость на его оси. Действуя по аналогии с выводом (8), будем иметь следующее выражение для плотности вероятности скоростей отдельных частиц по сечению измерительного объема:

$$P(v_i) = v_i / 2\gamma v_M^2 (1 - \eta^2 - \gamma^2/12) \sqrt{1 - v_i/v_M} \quad \text{при } v_1 < v_i < v_2, \\ P(v_i) = 0 \quad \text{при } v_i < v_1, v_i > v_2. \quad (11)$$

Здесь $\gamma = \gamma_0/h$, γ_0 — размер максимального сечения измерительного объема, перпендикулярного вектору скорости, вдоль координаты x ; v_1 и v_2 — значения скорости на краях измерительного объема вдоль координаты x .

Среднее значение скорости потока через измерительный объем

$$\bar{v} = v(\eta) - v_M \gamma^2/12, \quad (12)$$

а дисперсия измеренных значений скоростей частиц v_i , как следует из (11),

$$D_v = (\gamma^2 v_M^2 / 12) (1 + 3\eta^2). \quad (13)$$

Значения логарифма относительной дисперсии как функции координаты η представлены на рис. 2 для нескольких относительных размеров измерительного объема анемометра. Она минимальна в центре канала и в 4 раза больше вблизи поверхности. Подставляя (12) и (13) в (1) и (3), получим выражение, описывающее спектр градиентного шума для рассматриваемого случая.

ЛИТЕРАТУРА

1. Yeh Y., Cummins H. Z. Localized Fluid Flow 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. Соболев В. С., Шмойлов Н. Ф. Погрешности осреднения профилей скорости лазерным доплеровским измерителем скорости. — В кн.: Методы лазерной доплеровской анемометрии в гидроаэродинамике: [Материалы Междунар. школы-семинара]. — Минск: изд. Ин-та теплообмена им. А. В. Лыкова АН БССР, 1978.
4. Журавель Ф. А. и др. Эволюция спектра при переходе к турбулентности в течении Куэтта. — Препринт № 103. Новосибирск: изд. ИАиЭ СО АН СССР, 1979.
5. Харкевич А. А. Линейные и нелинейные системы. М.: Наука, 1973, с. 208.
6. Вентцель Е. С. Теория вероятностей. М.: ФМЛ, 1962.

*Поступила в редакцию 9 октября 1979 г.;
окончательный вариант — 24 июня 1980 г.*

УДК 535.241.13 : 537.228

А. В. ТРУБЕЦКОЙ
(Новосибирск)

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ УПРАВЛЯЕМЫХ ТРАНСПАРАНТОВ ТИПА ПРОМ НА ОСНОВЕ $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$

Основные характеристики оптически управляемых транспарантов (ОУТ) типа ПРОМ на основе кристаллов силиката висмута ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$) изучены в работах [1—3]. Однако до сих пор отсутствуют исследования быстрогодействия ОУТ ПРОМ, тесно связанные с особенностями импульсной записи в таких устройствах.

В данной статье на основе измерения энергетических и временных характеристик импульсной оптической записи получены результаты, дающие представление о кинетике формирования оптической записи в ОУТ на основе $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и особенностях записи коротких световых импульсов. Рассмотрена остаточная фотопроводимость в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ после облучения импульсом возбуждающего света, ограничивающая число циклов «запись — стирание» в ОУТ за единицу времени.

1. Процесс формирования оптической записи. Исследование характеристик процесса формирования оптической записи в ОУТ проведено с помощью экспериментальной установки, схема которой показана на рис. 1. Запись осуществлялась импульсом света мощного аргонового лазера 1, формируемым с помощью акустооптического модулятора 2. Модулятор управлялся от высокочастотного генератора 15, на который посту-