

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕМЕНТОВ И УСТРОЙСТВ ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ

УДК 621.317.757

А. В. ПУГОВКИН
 (Томск)

К ТЕОРИИ БРЭГГОВСКИХ АКУСТООПТИЧЕСКИХ АНАЛИЗАТОРОВ СПЕКТРА

В акустооптических процессорах, работающих в режиме дифракции Брэгга, входные ультразвуковые сигналы в общем случае могут являться функцией двух координат и времени. Большинство теоретических работ, посвященных таким устройствам, выполнены для ряда конкретных задач в приближении монохроматического поля [1—3], поэтому их результаты неприменимы для других возбуждающих функций. В [4] рассмотрен случай взаимодействия произвольных акустических и оптических пучков, но не учтена специфика акустооптических устройств обработки сигналов.

В настоящей статье дано теоретическое описание работы брэгговских акустооптических процессоров для входных ультразвуковых сигналов со сложными угловым и частотным спектрами. Полученные выражения позволяют рассчитать световое поле в выходной плоскости процессора как функцию координат и времени и могут быть применены для многих практических приложений.

1. Уравнение акустооптического анализатора спектра (АОАС). Пусть на возбуждающей поверхности акустооптического модулятора (АОМ) (рис. 1, а) $x = 0$ задано распределение упругих деформаций $U_s(y, z, t)$.

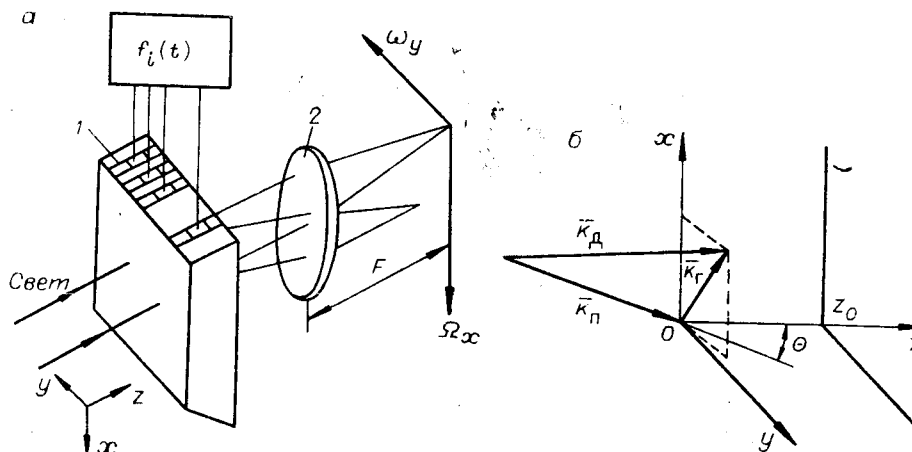


Рис. 1.

Тогда полное поле в среде модулятора можно представить в виде углового спектра плоских волн

$$U(x, y, z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} U(k_y, k_z, \Omega) e^{i(\Omega t - k_y y - k_z z - \sqrt{k_r^2 - k_y^2 - k_z^2} x)} dk_y dk_z d\Omega, \quad (1)$$

где $U(k_y, k_z, \Omega)$ — фурье-образ $U_b(y, z, t)$; $k_r = 2\pi/\Lambda_r = \Omega/v_r$; Λ_r, Ω — постоянная распространения, длина волны и частота звука соответственно; v_r — скорость звука. В предположении что комплексная амплитуда падающего светового поля зависит только от координаты x , зададим его также в виде углового спектра $R(k_x)$ (k_x — проекция волнового вектора света на ось x).

Приведенные разложения для светового и ультразвукового полей (1) позволяют свести рассматриваемую задачу к задаче о взаимодействии плоских волн. Следуя [5], получим выражение для напряженности электрического поля дифрагировавшей световой волны с волновым вектором \vec{k}_π , когда волновой вектор падающей световой волны \vec{k}_π лежит в плоскости xOz (см. рис. 1, б), а волновой вектор ультразвуковой волны \vec{k}_r ориентирован произвольно вблизи оси x :

$$E_1(k_y, k_z, k_x, \Omega) = E_{nm} \xi z_0 G(\beta) e^{i(\omega + \Omega)t} e^{-i[(k \sin \Theta - k_r)x + k_y y + (k \cos \Theta + k_z)z_0]}. \quad (2)$$

Здесь $G(\beta) = e^{-i \frac{\beta z_0}{2} \sin \frac{\beta z_0}{2}} / \frac{\beta z_0}{2}$; $\xi = (1/4) \delta \epsilon k / \epsilon_0 (\cos \Theta + k_z/k)$; $\beta = k_z + (\Omega/v)(\sin \Theta - k_x/k + \Omega/2vk)$; E_{nm} , ω и k — амплитуда, частота и постоянная распространения падающей волны соответственно; ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость невозмущенной среды, $\delta \epsilon = \epsilon_0^2 p U$ — ее возмущение; p — фотоупругая постоянная. При выводе (2) использовалось линейное приближение, позволяющее пренебречь межмодуляционными искажениями [6]. Это приближение хорошо выполняется при уровнях акустической мощности $P_{ак}$, удовлетворяющей неравенству $(1/\lambda) \sqrt{2P_{ак} M_2 / S z_0} \ll 1$ (S — площадь возбуждающей поверхности, M_2 — коэффициент акустооптического качества, λ — длина волны света в вакууме).

В (2) множитель $e^{-i \frac{\beta}{2} z_0}$ описывает фазочастотную характеристику акустооптического взаимодействия [4]. При $k_y = k_z = 0$ зависимость фазового сдвига от частоты и крутизну этой характеристики можно записать в виде

$$\Phi_{ФР} = \frac{\beta z_0}{2} = \frac{\pi}{2} \frac{\lambda}{v_r^2} \frac{z_0}{n_0} f(f - f_0),$$

$$\frac{\partial \Phi_{ФР}}{\partial f} = \frac{\pi}{2} \frac{\lambda z_0}{v_r^2 n_0} (2f - f_0),$$

где n_0 — показатель преломления фотоупругой среды, $f = \Omega/2\pi$, $f_0 = - (2v_r n_0 / \lambda) \sin \Theta$. Как видно, дополнительный фазовый сдвиг нелинейным образом зависит от частоты, обращаясь в нуль при $f = f_0$. Крутизна фазочастотной характеристики (ФЧХ) в этой точке составляет $5 \cdot 10^{-2}$ рад/МГц при $\lambda = 1$ мкм, $z_0 = 1$ см, $v_r = 5 \cdot 10^5$ см/с, $f_0 = 500$ МГц и $n_0 = 2$. В когерентных системах обработки информации с оптическим гетеродинамированием [7] при смешении дифрагированного и недифрагированного световых пучков при изменении частоты ультразвука на 10 МГц этот эффект приведет к появлению в выходном сигнале дополнительного фазового сдвига $\pi/2$.

Рассмотренная оценка показывает, что пренебрежение множителем $e^{-i\frac{\beta z_0}{2}}$ при расчете широкополосных акустооптических устройств не всегда обосновано.

Применим полученные выражения для расчета АОАС (см. рис. 1, а), в котором акустооптический модулятор 1 возбуждается с помощью системы пьезопреобразователей исследуемыми сигналами $f_i(t)$, задающими на возбуждающей поверхности распределение деформаций $U_b(y, z, t)$. Найдем распределение напряженности светового поля в фокальной плоскости идеальной сферической линзы 2 путем интегрирования световых полей, дифрагировавших на всех плоских ультразвуковых волнах:

$$E_{\Sigma}(\Omega_x, \omega_y, t) = B \int_{-\infty}^{\infty} R\left(\frac{\Omega - \Omega_x}{v}\right) e^{i\Omega t} d\Omega \int_{-\infty}^{\infty} U(\omega_y, k_z, \Omega) G \times \\ \times (k_z + k_{z\Omega}) e^{-ik_z z_0} dk_z. \quad (3)$$

Здесь $B = (1/4)E_{am}z_0 \epsilon p k$, $k_{z\Omega} = (\Omega/kv^2)((\Omega - \Omega_0)/2 + \Omega_x - \Omega_0)$, $\Omega_x = (\omega_x - k \sin \Theta)v$, $\Omega_0 = 2\pi f_0$, $\omega_x = (2\pi/\lambda F)x_F$, $\omega_y = (2\pi/\lambda F)y_F$ — пространственные частоты в фокальной плоскости линзы. В выражении (3) и в дальнейшем опущен множитель $e^{i(\omega t - kz_0)}$ и другие постоянные фазовые множители.

Согласно (3) напряженность дифрагированного света находится как функция двойной свертки спектра возмущения $U(\omega_y, k_z, \Omega)$, умноженно-го на $e^{i(\Omega t - k_z z_0)}$, с функциями спектральных окон акустооптического модулятора для входных окон модулятора, ограничивающих область акустооптического взаимодействия в направлениях $x - R(\Omega - \Omega_x/v)$ и $z - G(k_z + k_{z\Omega})$. Выражение (3) позволяет найти напряженность дифрагированного светового поля в любой точке фокальной плоскости с координатами x_F, y_F в любой момент времени t для пространственно-временных сигналов $U_b(y, z, t)$ со сложными угловым и частотным спектрами, поступающих на входы АОАС, и рассчитать амплитудно-частотную (АЧХ) и фазочастотную характеристики как одноканальных, так и многоканальных АОАС, переходные процессы в них.

Рассмотрим теперь конкретные типы АОАС, имеющих общую схему (см. рис. 1, а), но отличающихся функциями возбуждения $U_b(y, z, t)$.

II. Одноканальный АОАС. АЧХ таких АОАС изучены хорошо [2, 7], поэтому рассмотрим переходные процессы в них. В этом случае возбуждающее поле однородно по осям y и z , т. е. $U_b(y, z, t) = f(t)$ и $k_y = k_z = 0$. Тогда

$$E_{\Sigma}(\Omega_x, t) = B \int_{-\infty}^{\infty} F(\Omega) R\left(\frac{\Omega - \Omega_x}{v}\right) G(k_{z\Omega}) e^{i\Omega t} d\Omega, \quad (4)$$

где $F(\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\Omega t} dt$. Если D — размер входного окна АОАС вдоль оси x , то при выполнении условия $\eta = 16(D/z_0)(\Lambda_r/\lambda) \gg 1$ функцию $G(k_{z\Omega})$, которая является более плавной функцией частоты, чем $R(\Omega)$, можно вынести из-под знака интеграла, взяв ее значение в точке $\Omega = \Omega_x$: $G(k_{z\Omega})|_{\Omega=\Omega_x} = G_{\Omega_x}$.

Таким образом, зависимость выходного отклика АОАС в точке Ω_x от времени соответствует прохождению сигнала через эквивалентный фильтр с частотной характеристикой $R(\Omega)$ и центральной частотой Ω_x . G_{Ω_x} как функция Ω_x определяет величину и фазу этого отклика, т. е. АЧХ и ФЧХ анализатора спектра. Если условие $\eta \gg 1$ не выполняется,

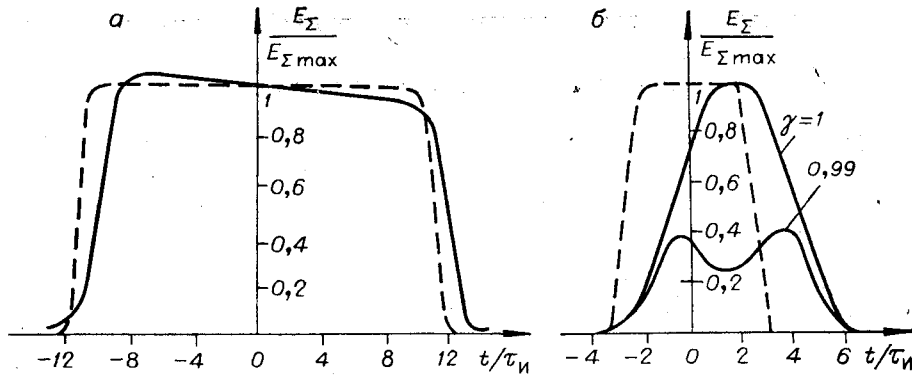


Рис. 2.

на форму отклика будет оказывать влияние функция $G(k_{z0})$. На рис. 2 приведены рассчитанные по формуле (4) переходные процессы в АОАС в точке $\Omega_x = \Omega_c$ при воздействии на АОМ прямоугольного радиоимпульса с несущей частотой $f_c = 500$ МГц и длительностью $\tau_n = 0,1$ мкс для различных значений параметра расстройки $\gamma = f_c/f_0$. Входная апертура АОМ по свету представляет собой прямоугольную щель размером D , $v = 5 \cdot 10^9$ см/с, $\lambda = 0,63$ мкм. Точка $t = 0$ соответствует времени прохождения ультразвукового импульса через центр входной световой апертуры. Штриховые кривые на этих же рисунках построены для случаев $G(k_{z0}) = \text{const}$. Как видно, для брэгговского режима дифракции наблюдаются дополнительные искажения формы выходного импульса по сравнению со случаем дифракции Рамана — Ната. Здесь, кроме затягивания фронтов импульса и увеличения его длительности, появляются искажения вершины импульса (см. рис. 2, а) ($\gamma = 1$, $D = 1$ см, $z_0 = 2$ см), дополнительное затягивание фронта и смещение центра импульса (см. рис. 2, б) ($D = 0,25$ см, $z_0 = 5$ см). При $\gamma \neq 1$ процесс установления носит немонотонный характер. Проведенные численные расчеты показывают, что величина этих искажений возрастает при увеличении ширины спектра входного радиоимпульса и уменьшении параметра η . Смещение центра импульса и затягивание его фронта могут быть легко объяснены конечностью угла Θ (рис. 3), т. е. наличием участка I, только после прохождения которого ультразвуковой импульс (УЗИ) полностью пересекается световым потоком. Немонотонные искажения формы импульса обязаны своим появлением ФЧХ акустооптического взаимодействия.

Итак, переходные процессы в брэгговских АОАС могут носить достаточно сложный характер, что нужно учитывать при разработке и исследовании акустооптических процессоров широкополосных сигналов.

III. АОАС с периодическим возбуждением. Эти устройства применяются при спектральном анализе радиосигналов в широкой полосе частот [2, 3, 7]. Методика расчета АЧХ АОАС развита только для случая, когда функция возбуждения отдельного преобразователя системы в направлении оси представляет прямоугольный импульс и не учитывается френелевская расходимость ультразвукового поля [2, 3]. Вместе с тем большой интерес представляет расчет АЧХ для более сложных возбуждающих функций, а также расчет ФЧХ и переходных процессов в таких АОАС. В связи с этим рассмотрим АОАС, у которого функция возбуждения периодична вдоль оси z , однородна вдоль оси y и произвольна во времени. Разлагая периодическую функцию в ряд по пространственным гармоникам, будем иметь

$$U_n(y, z, t) = f(t) \sum_n U_n e^{-ik_{zn}z}, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2 \dots, \quad (5)$$

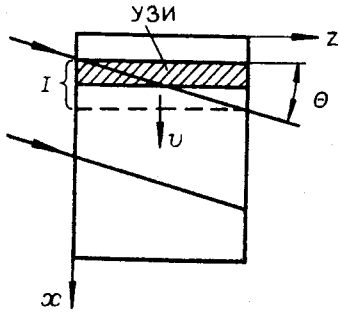


Рис. 3.

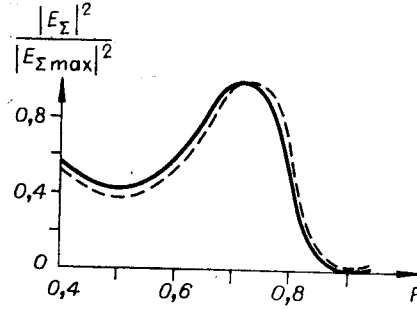


Рис. 4.

где U_n — амплитуда, $k_{zn} = k_{z0} + 2\pi(n/d)$ — постоянная распространения пространственной гармоники с номером n , d — период возбуждающей функции. Подставляя (5) в (3) и учитывая, что $z_0 = Nd$ (N — количество элементов периодической структуры), получим

$$E_{\Sigma}(\Omega_x, t) = B \int_{-\infty}^{\infty} F(\Omega) R\left(\frac{\Omega - \Omega_x}{v}\right) e^{i\Omega t} \sum_n U_n G(k_{zn} + k_{z\Omega}) e^{-ik_{zn}z_0} d\Omega. \quad (6)$$

Здесь $G(k_{zn} + k_{z\Omega}) = (-1)^n e^{-i\frac{k_{z\Omega}z_0}{2}} \frac{\sin(k_{z\Omega} + k_{zn})(z_0/2)}{(k_{z\Omega} + k_{zn})(z_0/2)}$. При выполнении неравенства $\eta \gg 1$ интегрирование и суммирование можно выполнить независимо:

$$E_{\Sigma}(\Omega_x, t) = B e^{-i\frac{\beta_x z_0}{2}} \sum_n U_n (-1)^n \frac{\sin(\beta_x + k_{zn})(z_0/2)}{(\beta_x + k_{zn})(z_0/2)} \times \int_{-\infty}^{\infty} F(\Omega) R\left(\frac{\Omega - \Omega_x}{v}\right) e^{i\Omega t} d\Omega, \quad (7)$$

где $\beta_x = k_{z\Omega}|_{\Omega=\Omega_x} = AF(F-1)(2\pi/d)$, $F = \Omega_x/\Omega_0$, $A = (f_0^2 \lambda d)/2v^2 n_0$.

Согласно (7) при $\eta \gg 1$ переходный процесс в АОАС с периодическим возбуждением будет таким же, как и в одноканальном АОАС. Если условие $\eta \gg 1$ не выполняется, зависимость амплитуды дифрагированного поля от времени рассчитывается по формуле (6) и носит более сложный характер. Величина отклика определяется суммой световых полей, дифрагировавших на полях пространственных гармоник. Наибольший вклад в сумму будет давать только одна из гармоник — основная, для которой $k_{z\Omega} \approx -k_{zn}$.

На рис. 4 приведена частотная характеристика АОАС с периодическим возбуждением, рассчитанная по формуле (7) для случая, когда функция возбуждения элемента периодической структуры есть прямоугольный импульс, а сдвиг фаз между соседними элементами φ равен π и не зависит от частоты. Число периодов решетки $N = 4$, $W/d = 0,25$, $A = 5$. Суммировались поля гармоник $n = \pm 1, \pm 3$. Для сравнения был проведен расчет АЧХ этого же АОАС по формулам, приведенным в [2]. Результаты этого расчета представлены на рис. 4 штриховой линией. Сравнение частотных характеристик показывает их хорошее соответствие, особенно в пределах полосы пропускания по уровню 0,5. Сравнительные численные расчеты, проведенные при других значениях параметров φ , N , A и W/d , показали расхождение в расчетах АЧХ по формуле (7) и результатам работы [2] в пределах полосы пропускания не более 10%.

Вклад неосновных гармоник в АЧХ в пределах полосы пропускания не превышает 2—3%. За пределами полосы пропускания вплоть до уровня 0,1 этот вклад увеличивается до 10%. Влияние неосновных гармоник уменьшается с ростом N .

Оценим условия, при которых можно пренебречь влиянием неосновных гармоник. На краю полосы пропускания для основной гармоники с номером n_r при $F = F_{0,5}$ согласно (7) выполняется условие $(2\pi/d)[n_r + AF_{0,5}(F_{0,5} - 1)] = \pm 1,39$. Задаваясь в этой точке частотного диапазона соотношением между дифракционными вкладами неосновной и основной гармоник

$$\delta \leq \frac{\sin \frac{2\pi}{d} [n_r + AF_{0,5}(F_{0,5} - 1)] \frac{2\pi}{d} [n_r + AF_{0,5}(F_{0,5} - 1)]}{\frac{2\pi}{d} [n_r + AF_{0,5}(F_{0,5} - 1)] \sin \frac{2\pi}{d} [n_r + AF_{0,5}(F_{0,5} - 1)]}, \quad (8)$$

найдем номера неосновных гармоник n_k , вкладами которых можно пренебречь. Так, при $\delta = 0,32$ из (8) получим неравенство $|n_k - n_r| > 0,36(1/N)$, которое выполняется для всех n даже при минимальных значениях N . Эта оценка совпадает с оценками, следующими из численных расчетов.

Таким образом, в большинстве практически полезных случаев при расчете АЧХ АОАС с периодическим возбуждением можно ограничиться учетом поля одной основной гармоники. Частотная характеристика будет одинаковой для любых законов возбуждающей функции $U_n(z, t)$, а абсолютное значение интенсивности дифрагированного света будет пропорционально интенсивности гармоники $|U_{n_r}|^2$. В связи с этим распределение возбуждающей функции $U_n(z)$ должно выбираться так, чтобы обеспечивать максимум гармоники с $n = n_r$ и минимум всех остальных гармоник.

Переход в (7) к учету поля только основной гармоники позволяет найти аналитические выражения для расчета полосы АОАС $\Delta\Omega = 2\pi \times 2,66v\sqrt{n_0\lambda/z_0}$, центральной частоты $\Omega_n = 2\pi v(n_0/\lambda) \sin \Theta_{\text{онт}}$ и оптимального угла $\Theta \sin \Theta_{\text{онт}} = -\sqrt{(2\lambda/n_0)(n_r/d + 1,39/\pi z_0)}$ при заданных размерах периодической структуры d и z_0 . При $n = 1$ эти выражения совпадают с формулами, полученными в [2] для преобразователей с прямоугольной функцией возбуждения.

ФЧХ анализатора спектра с периодическим возбуждением описывается множителем $e^{ik_z \Omega(z_0/2)}$ и совпадает с ФЧХ одноканального АОАС. Кроме того, фазовый сдвиг зависит от номера гармоники n , увеличиваясь с возрастанием n на 1 на величину π .

Таким образом, метод разложения периодического ультразвукового поля по полям пространственных гармоник позволяет получить достаточно простые выражения для расчета АЧХ, ФЧХ и переходных процессов в АОАС для законов изменения возбуждающей функции, отличных от прямоугольного. Такая ситуация встречается практически во всех системах возбуждения ультразвука с поверхности пьезокристалла [8].

IV. Заключение. Приведенные в пп II, III примеры расчета брэгговских АОАС касаются случаев, когда функция возбуждения зависит от времени или координаты z . Даже для этих относительно простых устройств брэгговский режим дифракции существенно влияет на их основные характеристики АЧХ и ФЧХ и форму выходного сигнала. Эти особенности необходимо учитывать при проектировании высокочастотных широкополосных акустооптических процессоров. Полученные в данной работе общие уравнения позволяют описать и другие, более сложные случаи, когда входные сигналы АОАС являются функцией нескольких координат и времени.

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