

УДК 534.6

ВОЗДЕЙСТВИЕ НЕОДНОРОДНОГО ПОЛЯ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ НА ЧАСТОТНО-ВОЛНОВЫЕ ФИЛЬТРЫ

© 1997 г. И. Г. Булатов

Центральный научно-исследовательский институт им. А. Н. Крылова
196158 Санкт-Петербург, Московское шоссе, 44

Поступила в редакцию 06.06.94 г.

Получены точные и приближенные формулы для нахождения отклика частотно-волнового фильтра, находящегося под воздействием неоднородных пульсаций давления. Исследовано влияние амплитудных и фазовых изменений в неоднородном турбулентном потоке на отклик решетки преобразователей. Показано, что на высоких безразмерных частотах расчеты по точной, энергетической и асимптотической формулам дают одинаковые результаты.

Для измерения статистических характеристик поля турбулентных пульсаций давления (ТПД) используют частотно-волновые фильтры (ЧВФ) [1], представляющие собой систему преобразователей давления, между элементами которой введено амплитудно-фазовое распределение, обеспечивающее сканирование и перестройку фильтрующей системы. При измерениях частотно-волновыми фильтрами (как и при измерениях датчиками конечных размеров) отклик фильтра во многом зависит от характера неоднородности турбулентного потока, т.е. от того обстоятельства, успевают ли измениться статистические характеристики потока в пределах чувствительной области ЧВФ. Нахождению отклика антенной решетки на воздействие неоднородного поля пульсаций давления и посвящена данная работа.

Рассмотрим воздействие неоднородного поля ТПД на систему линейных преобразователей, центры которых образуют правильную эквидистантную решетку, между элементами которой введено амплитудно-фазовое распределение (рис. 1). Такую решетку, состоящую из нескольких преобразователей, можно рассматривать как один преобразователь, чувствительная область которого распадается на несколько несвязанных друг с другом областей. В этом случае при нахождении корректировочной функции для спектра мощности неоднородного поля ТПД, измеренного системой преобразователей, можно воспользоваться выражениями, полученными в работе [2]. Напомним, что корректировочная функция равна отношению измеренного значения спектра мощности ТПД к измеряемому ("истинному") в некоторой точке пространства [1]. По сути корректировочная функция представляет собой отклик антенной решетки на воздействие поля ТПД, нормированный спектром мощности ТПД в данной точке пространства.

Будем считать, что решетка состоит из N одинаковых линейных преобразователей, имеющих одинаковые размеры и одинаково ориентированных в пространстве, расположенных друг от друга на расстоянии d . Центр чувствительной области крайнего преобразователя совместим с началом координатной оси Ox' , направленной вдоль оси решетки. Перенумеруем преобразователи, присвоив им индексы $p = 0, 1, \dots, N-1$. Введем систему координат x'' , связанную с отдельным преобразователем. Тогда, воспользовавшись тем, что для каждого преобразователя нормированная функция распределения чувствительности $\bar{h}_p(x'')$ за пределами некоторой области равна нулю, выразим нормированную функцию распределения чувствительности всего фильтра как сумму нормированных функций распределений чувствительности образующих его преобразователей:

$$\bar{h}_\Phi(x') = \frac{\sum_{p=0}^{N-1} A_p \bar{h}_p(x'') \exp[i\alpha_p]}{\sum_{p=0}^{N-1} A_p}, \quad (1)$$

где A_p – коэффициент амплитудного распределения; α_p – коэффициент фазового распределения.

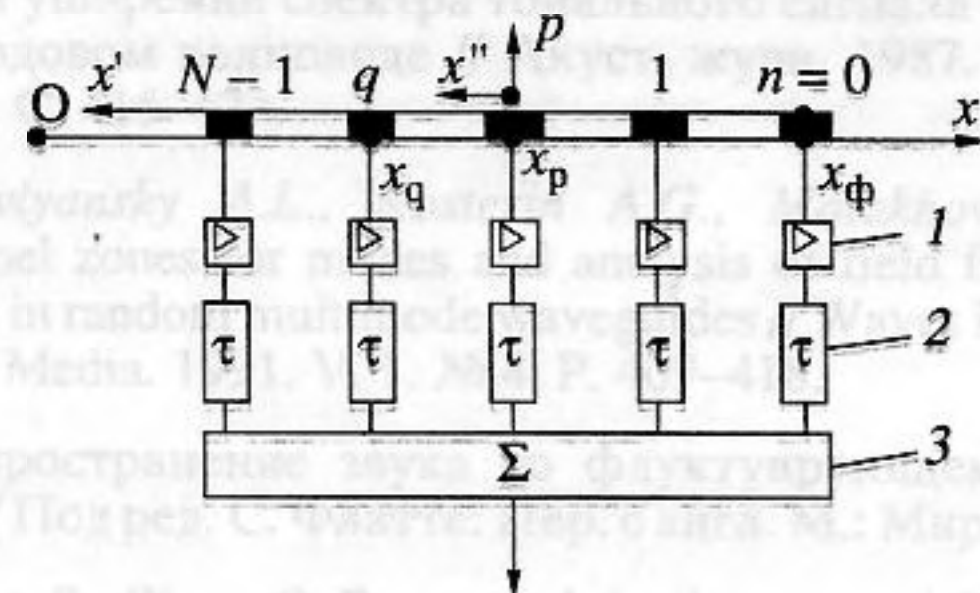


Рис. 1. Частотно-волновой фильтр и система координат; 1 – усилители; 2 – линии задержки; 3 – сумматор.

Здесь и далее индексом "Ф" будем отмечать величины, относящиеся к ЧВФ.

Так же, как и в [2], будем считать, что ЧВФ находится в неоднородном поле, в котором амплитудные и фазовые (корреляционные) изменения описываются с помощью функций $f(x)$ и $\varphi(x)$, соответственно. При этом считается, что спектр мощности ТПД изменяется вдоль координаты медленно по сравнению с функцией пространственной корреляции.

Получим выражение для функции $\bar{\theta}_\Phi(x_\Phi, \varepsilon)$ фильтра [2]. Подставляя (1) в выражение (8) из работы [2] для $x_i = x_j = x_\Phi$, а также учитывая, что $\bar{h}_p(x'') = \bar{h}_0(x - pd)$ ($\bar{h}_0(x)$ - распределение чувствительности одиночного преобразователя), получим

$$\bar{\theta}_\Phi(x_\Phi, \varepsilon) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sum_{p=0}^{N-1} A_p \bar{h}_0(x' - pd) \exp[-i\alpha_p]}{\sum_{p=0}^{N-1} A_p} \times \frac{\sum_{q=0}^{N-1} A_q \bar{h}_0(x' - qd) \exp[i\alpha_q]}{\sum_{q=0}^{N-1} A_q} \times f(x_\Phi - x'') f(x_\Phi - x' - \varepsilon) \times \exp[i(\varphi(x_\Phi - x' - \varepsilon) - \varphi(x_\Phi - x'))] dx' \quad (2)$$

Меняя в (2) местами операции суммирования и интегрирования, а также выполняя замену переменных интегрирования $x' = x'' + pd$ и вводя переменную $\xi = (p - q)d + \varepsilon$, получим

$$\bar{\theta}_\Phi(x_\Phi, \varepsilon) = \frac{1}{\left(\sum_{p=0}^{N-1} A_p\right)^2} \times \quad (3)$$

$$\times \sum_{p=0}^{N-1} \sum_{q=0}^{N-1} A_p A_q \bar{\theta}(x_p, x_q, \varepsilon - d_{pq}) \exp[i\alpha_{pq}],$$

где

$$\bar{\theta}(x_p, x_q, \varepsilon) = \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{h}_0(x') \bar{h}_0(x' + \varepsilon) f(x_p - x') f(x_q - x' - \varepsilon) \times \exp[i(\varphi(x_q - x' - \varepsilon) - \varphi(x_p - x'))] dx' \quad (4)$$

$$x_p = x_\Phi - pd, \quad x_q = x_\Phi - qd, \\ d_{pq} = x_p - x_q = (q - p)d, \quad \alpha_{pq} = \alpha_q - \alpha_p.$$

Определим θ -функцию для пары преобразователей. Для этого зададим характер амплитудных и фазовых изменений в неоднородном турбулентном потоке. Будем считать, что амплитудные изменения в потоке можно аппроксимировать функцией:

$$f(x) = \begin{cases} F_0, & \text{при } x \in \left[x_0 - \frac{l}{2}; x_0 + \frac{l}{2}\right], \\ \vdots \\ F_p, & \text{при } x \in \left[x_p - \frac{l}{2}; x_p + \frac{l}{2}\right], \\ \vdots \\ F_q, & \text{при } x \in \left[x_q - \frac{l}{2}; x_q + \frac{l}{2}\right], \end{cases} \quad (5)$$

а фазовые -

$$\varphi(x) = \begin{cases} \beta_0 x + c_0, & \text{при } x \in [x_0 - l/2; x_0 + l/2], \\ \vdots \\ \beta_p x + c_p, & \text{при } x \in [x_p - l/2; x_p + l/2], \\ \vdots \\ \beta_q x + c_q, & \text{при } x \in [x_q - l/2; x_q + l/2]. \end{cases} \quad (6)$$

По сути соотношения (5) и (6) обозначают тот факт, что спектр мощности ТПД и корреляционные масштабы турбулентного потока в пределах одного преобразователя давления постоянны, но для разных преобразователей различны.

Подставив (5) и (6) в (4) и вычислив интеграл для $\bar{\theta}$ -функции, получим

$$\bar{\theta}(x_p, x_q, \varepsilon) = \frac{F_p F_q \exp[i\varphi_{pq}]}{-i\bar{\Omega}_{pq} l} \times (\exp[-i\bar{\Omega}_{pq}/2] \exp[-i\beta_p |\varepsilon|] - \exp[i\bar{\Omega}_{pq}/2] \exp[-i\beta_q |\varepsilon|]), \quad \text{для } \varepsilon > 0, \quad (7)$$

$$\bar{\theta}(x_p, x_q, \varepsilon) = \frac{F_p F_q \exp[i\varphi_{pq}]}{-i\bar{\Omega} l} \times (\exp[-i\bar{\Omega}_{pq}/2] \exp[i\beta_q |\varepsilon|] - \exp[i\bar{\Omega}_{pq}/2] \exp[i\beta_p |\varepsilon|]), \quad \text{для } \varepsilon < 0, \quad (8)$$

где

$$\varphi_p = \beta_p x_p + c_p, \quad \varphi_q = \beta_q x_q + c_q, \\ \varphi_{pq} = \varphi_q - \varphi_p, \quad \bar{\Omega}_p = \beta_p l, \\ \bar{\Omega}_q = \beta_q l, \quad \bar{\Omega}_{pq} = \bar{\Omega}_q - \bar{\Omega}_p.$$

Найдем спектр мощности ТПД, измеренный решеткой преобразователей. Для этого подставим (3) в выражение (13) работы [2] и, меняя мес-

тами операции суммирования и интегрирования, получим

$$P_m(x_\Phi, \omega) = \frac{P_0(x_\Phi, \omega)}{\left(\sum_{p=0}^{N-1} A_p\right)^2} \sum_{p=0}^{N-1} \sum_{q=0}^{N-1} A_p A_q \exp[i\alpha_{pq}] \times \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{\theta}(x_p, x_q, \varepsilon - d_{pq}) \gamma(-\varepsilon, \omega) d\varepsilon, \quad (9)$$

где $P_0(x_\Phi, \omega)$ – спектр мощности однородного поля ТПД; $P_0(x_\Phi, \omega) = P_0(\omega)$, $\gamma(-\varepsilon, \omega)$ – безразмерный взаимный спектр однородного поля ТПД. Введя замену переменных $\xi = \varepsilon - d_{pq}$ и выделяя в двойной сумме члены с одинаковыми индексами, получим

$$P_m(x_\Phi, \omega) = \frac{P_0(x_\Phi, \omega)}{\left(\sum_{p=0}^{N-1} A_p\right)^2} \times \left\{ \sum_{p=0}^{N-1} A_p^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{\theta}(x_p, \xi) \gamma(-\xi, \omega) d\xi + \sum_{p=0}^{N-1} \sum_{q=0}^{N-1} A_p A_q \exp[i\alpha_{pq}] \times \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{\theta}(x_p, x_q, \xi) \gamma(-\xi - d_{pq}, \omega) d\xi \right\}. \quad (10)$$

Сопоставляя (5), (13) из [2] и (10), нетрудно видеть, что интеграл, стоящий под одиночным знаком суммы, представляет собой корректировочную функцию для спектра мощности ТПД, измеренного p -м преобразователем в неоднородном потоке, а интеграл, стоящий под двойным знаком суммы, есть не что иное, как корректировочная функция для взаимного спектра, измеренного pq -й парой преобразователей. Эти интегралы удастся вычислить аналитически для модели поля ТПД, предложенной Коркосом. Подставляя (26) из [2] в (10), получим

$$P_m(x_\Phi, \omega) = \frac{P_0(x_\Phi, \omega)}{\left(\sum_{p=0}^{N-1} A_p\right)^2} \times \left\{ \sum_{p=0}^{N-1} A_p^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{\theta}(x_p, \xi) \exp\left[-\alpha_1 \frac{\omega}{U_c} |\xi|\right] \exp\left[i \frac{\omega}{U_c} \xi\right] d\xi + \sum_{p=0}^{N-1} \sum_{q=0}^{N-1} A_p A_q \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{\theta}(x_p, x_q, \xi) \exp\left[-\alpha_1 \frac{\omega}{U_c} |\xi - d_{pq}|\right] \times \right. \quad (11)$$

$$\left. \times \exp\left[i \frac{\omega}{U_c} (\xi + d_{pq}) + \alpha_{pq}\right] d\xi \right\}.$$

Интеграл:

$$I_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{\theta}(x_p, \xi) \exp\left[-\alpha_1 \frac{\omega}{U_c} |\xi|\right] \exp\left[i \frac{\omega}{U_c} \xi\right] d\xi \quad (12)$$

можно выразить через корректировочную функцию $\chi_p(\omega)$ для спектра мощности, измеренного в неоднородном поле ТПД p -м преобразователем. Тогда

$$I_1 = F_p^2 \chi_p(\omega), \quad (13)$$

где для расчета $\chi_p(\omega)$ можно воспользоваться выражением (2в) из работы [2], положив в нем $\bar{a} = 0$, предполагая, что спектр мощности в пределах одного приемника давления не изменяется.

Другой интеграл:

$$I_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{\theta}(x_p, x_q, \xi) \exp\left[-\alpha_1 \frac{\omega}{U_c} |\xi + d_{pq}|\right] \times \exp\left[i \left(\frac{\omega}{U_c} (\xi + d_{pq}) + \alpha_{pq}\right)\right] d\xi \quad (14)$$

удается вычислить аналитически, разбив его на сумму двух интегралов в полубесконечных пределах, учитывая, что $|\xi + d_{pq}| = |d_{pq}| + \xi \text{sign}(d_{pq})$, где функция $\text{sign}(x)$ определяет знак числа x . Опуская громоздкие выкладки, для I_2 получим

$$I_2 = -\frac{F_p F_q}{i \bar{\Omega}_{pq}} \left\{ \exp\left[i \left(\varphi_{pq} - \bar{\Omega}_{pq}/2 + \frac{\omega}{U_c} d_{pq} + \alpha_{pq}\right)\right] \times \right. \quad (15)$$

$$\left. \times (J_{c1}^{pq} + i J_{s1}^{pq}) - \exp\left[i \left(\varphi_{pq} + \bar{\Omega}_{pq}/2 + \frac{\omega}{U_c} d_{pq} + \alpha_{pq}\right)\right] (J_{c2}^{pq} + i J_{s2}^{pq}) \right\},$$

где функции J_{c1}^{pq} и J_{s1}^{pq} определяются выражениями:

$$J_{s1}^{pq} = \exp\left[-\alpha_1 \frac{\omega}{U_c} |d_{pq}|\right] \times \begin{cases} -I_s^q(-\alpha_1) + I_s^p(\alpha_1) & \text{при } d_{pq} > 0, \\ -I_s^q(\alpha_1) + I_s^p(-\alpha_1) & \text{при } d_{pq} < 0, \end{cases}$$

$$J_{s2}^{pq} = \exp\left[-\alpha_1 \frac{\omega}{U_c} |d_{pq}|\right] \times \begin{cases} -I_s^p(-\alpha_1) + I_s^q(\alpha_1) & \text{при } d_{pq} > 0, \\ -I_s^p(\alpha_1) + I_s^q(-\alpha_1) & \text{при } d_{pq} < 0, \end{cases}$$

$$J_{c1}^{pq} = \exp\left[-\alpha_1 \frac{\omega}{U_c} |d_{pq}|\right] \times \begin{cases} I_c^q(-\alpha_1) + I_c^p(\alpha_1) & \text{при } d_{pq} > 0, \\ I_c^q(\alpha_1) + I_c^p(-\alpha_1) & \text{при } d_{pq} < 0, \end{cases}$$

$$J_{c2}^{pq} = \exp\left[-\alpha_1 \frac{\omega}{U_c} |d_{pq}|\right] \times \begin{cases} I_c^p(-\alpha_1) + I_c^q(\alpha_1) & \text{при } d_{pq} > 0, \\ I_c^p(\alpha_1) + I_c^q(-\alpha_1) & \text{при } d_{pq} < 0, \end{cases}$$

$$I_c^p(\alpha_1) = \{ \exp[-\alpha_1 \bar{\omega}] [(\bar{\omega} - \bar{\Omega}_p) \sin(\bar{\omega} - \bar{\Omega}_p) - \alpha_1 \bar{\omega} \cos(\bar{\omega} - \bar{\Omega}_p)] + \alpha_1 \bar{\omega} \} / \{ (\alpha_1 \bar{\omega})^2 + (\bar{\omega} - \bar{\Omega}_p)^2 \},$$

$$I_s^p(\alpha_1) = \{ \exp[-\alpha_1 \bar{\omega}] [-\alpha_1 \bar{\omega} \sin(\bar{\omega} - \bar{\Omega}_p) - (\bar{\omega} - \bar{\Omega}_p) \cos(\bar{\omega} - \bar{\Omega}_p)] + (\bar{\omega} - \bar{\Omega}_p) \} / \{ (\alpha_1 \bar{\omega})^2 + (\bar{\omega} - \bar{\Omega}_p)^2 \}.$$

После подстановки (13) и (15) в (11), выделив в двойной сумме члены с симметричными (pq и qp) индексами, учитывая, что

$$J_c^{pq} = J_c^{qp}, \quad J_s^{pq} = -J_s^{qp},$$

$$\bar{\Omega}_{pq} = -\bar{\Omega}_{qp}, \quad \varphi_{pq} = -\varphi_{qp},$$

$$\alpha_{pq} = -\alpha_{qp}, \quad d_{pq} = -d_{qp}$$

$$K_{c1}^{pq}(\omega) = J_{c1}^{pq}(\omega) + J_{c2}^{pq}(\omega),$$

$$K_{c2}^{pq}(\omega) = J_{c1}^{pq}(\omega) - J_{c2}^{pq}(\omega),$$

$$K_{s1}^{pq}(\omega) = J_{s1}^{pq}(\omega) + J_{s2}^{pq}(\omega),$$

$$K_{s2}^{pq}(\omega) = J_{s1}^{pq}(\omega) - J_{s2}^{pq}(\omega),$$

получим выражение для спектра мощности ТПД на выходе ЧВФ, находящегося в неоднородном турбулентном потоке:

$$P_m(x_\Phi, \omega) = \frac{P_0(x_\Phi, \omega)}{2} \left\{ \sum_{p=1}^N (A_p F_p)^2 \chi_p(\omega) + \left(\sum_{p=1}^N A_p \right) \right. \quad (16)$$

$$\left. + 2 \sum_{p=1}^{N-1} \sum_{q=p+1}^N \frac{A_p A_q F_p F_q}{\bar{\Omega}_{pq}} \times \right.$$

$$\left. \begin{aligned} & \times \left(\cos\left(\frac{\omega}{U_c} d_{pq} + \alpha_{pq} + \varphi_{pq}\right) \sin \frac{\bar{\Omega}_{pq}}{2} K_{c1}^{pq}(\omega) - \right. \\ & - \sin\left(\frac{\omega}{U_c} d_{pq} + \alpha_{pq} + \varphi_{pq}\right) \sin \frac{\bar{\Omega}_{pq}}{2} K_{s1}^{pq}(\omega) - \\ & - \sin\left(\frac{\omega}{U_c} d_{pq} + \alpha_{pq} + \varphi_{pq}\right) \cos \frac{\bar{\Omega}_{pq}}{2} K_{c2}^{pq}(\omega) - \\ & \left. - \cos\left(\frac{\omega}{U_c} d_{pq} + \alpha_{pq} + \varphi_{pq}\right) \cos \frac{\bar{\Omega}_{pq}}{2} K_{s2}^{pq}(\omega) \right). \end{aligned}$$

Формула (16) имеет ясный физический смысл: электрический сигнал, вызванный гидродинамическим обтеканием, на выходе решетки преобразователей равен сумме сигналов от отдельных преобразователей (слагаемое под одиночным знаком суммы) и сигналов взаимной пространственно-временной корреляции между всевозможными парами преобразователей этой решетки (слагаемое под двойным знаком суммы). Причем сигнал пространственно-временной корреляции зависит как от пространственного разнесения преобразователей давления, так и от временной задержки, т.е. фазового распределения между элементами решетки.

Исследуем влияние амплитудных и фазовых изменений неоднородного турбулентного потока на корректировочную функцию для спектра мощности, измеренного ЧВФ, между элементами которого отсутствует амплитудно-фазовое распределение. В этом случае, учитывая определение корректировочной функции [1], положив в (16) $A_p = A_q = 1$ и $\alpha_p = \alpha_q$, получим выражение для корректировочной функции:

$$\chi_\Phi(\omega) = \frac{1}{N^2} \left\{ \sum_{p=1}^N F_p^2 \chi_p(\omega) + 2 \sum_{p=1}^{N-1} \sum_{q=p+1}^N \frac{F_p F_q}{\bar{\Omega}_{pq}} \times \right. \quad (17)$$

$$\left. \begin{aligned} & \times \left[\cos\left(\frac{\omega}{U_c} d_{pq} + \varphi_{pq}\right) \sin \frac{\bar{\Omega}_{pq}}{2} K_{c1}^{pq}(\omega) - \right. \\ & - \sin\left(\frac{\omega}{U_c} d_{pq} + \varphi_{pq}\right) \sin \frac{\bar{\Omega}_{pq}}{2} K_{s1}^{pq}(\omega) - \\ & - \sin\left(\frac{\omega}{U_c} d_{pq} + \varphi_{pq}\right) \cos \frac{\bar{\Omega}_{pq}}{2} K_{c2}^{pq}(\omega) - \\ & \left. - \cos\left(\frac{\omega}{U_c} d_{pq} + \varphi_{pq}\right) \cos \frac{\bar{\Omega}_{pq}}{2} K_{s2}^{pq}(\omega) \right] \right\}. \end{aligned}$$

На рис. 2 и 3 представлены результаты расчета с использованием выражения (17) для решетки, состоящей из $n = 10$ линейных преобразователей длиной l с расстоянием между центрами со-

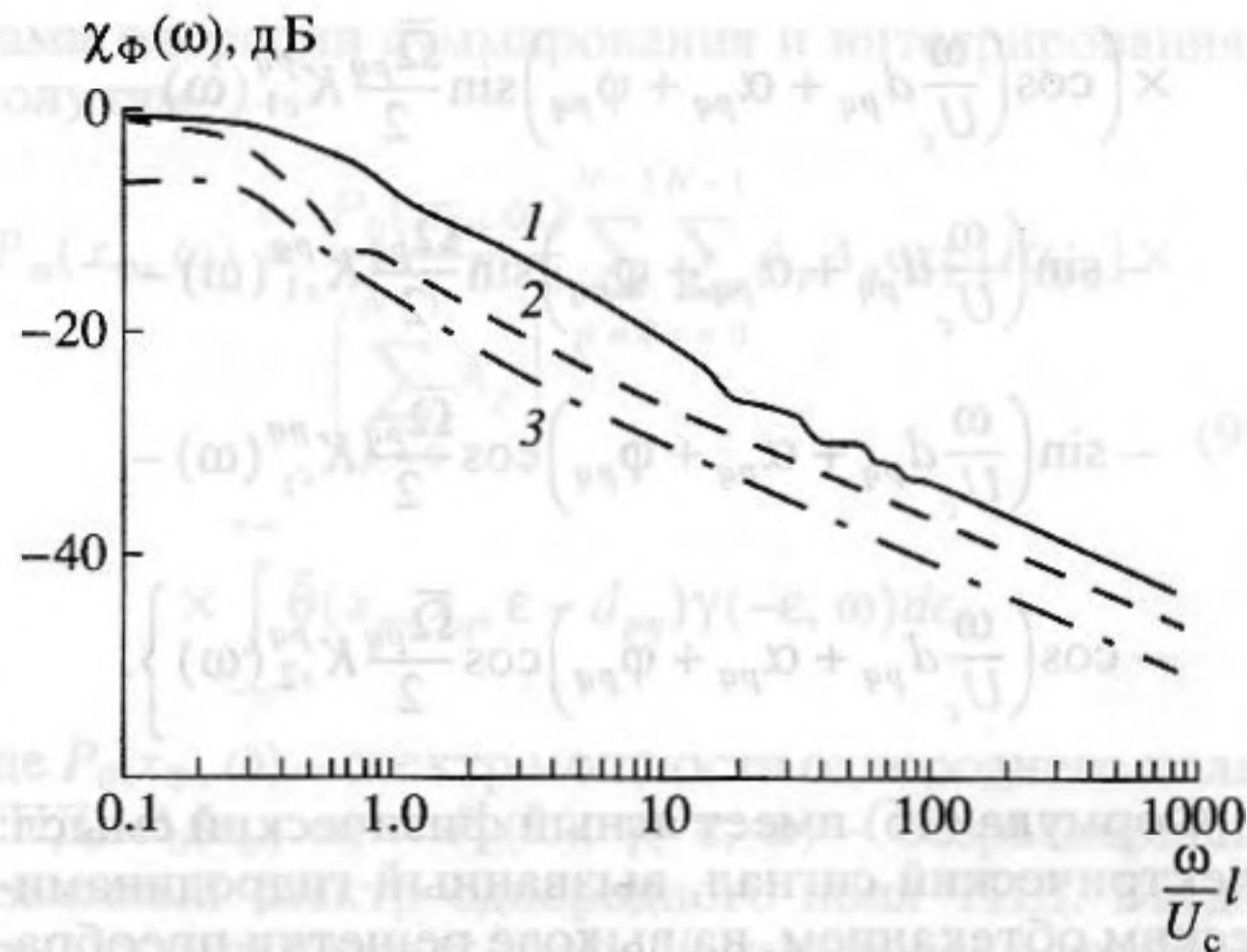


Рис. 2. Корректировочная функция для спектра мощности, измеренного решеткой преобразователей с шагом $d/l = 1$ в неоднородном поле ТПД; 1 – учет только фазовых изменений $F_p = 1$; 2 – без изменений (однородное поле) $F_p = 1, b_p = 0$; 3 – учет только амплитудных изменений $b_p = 0$.

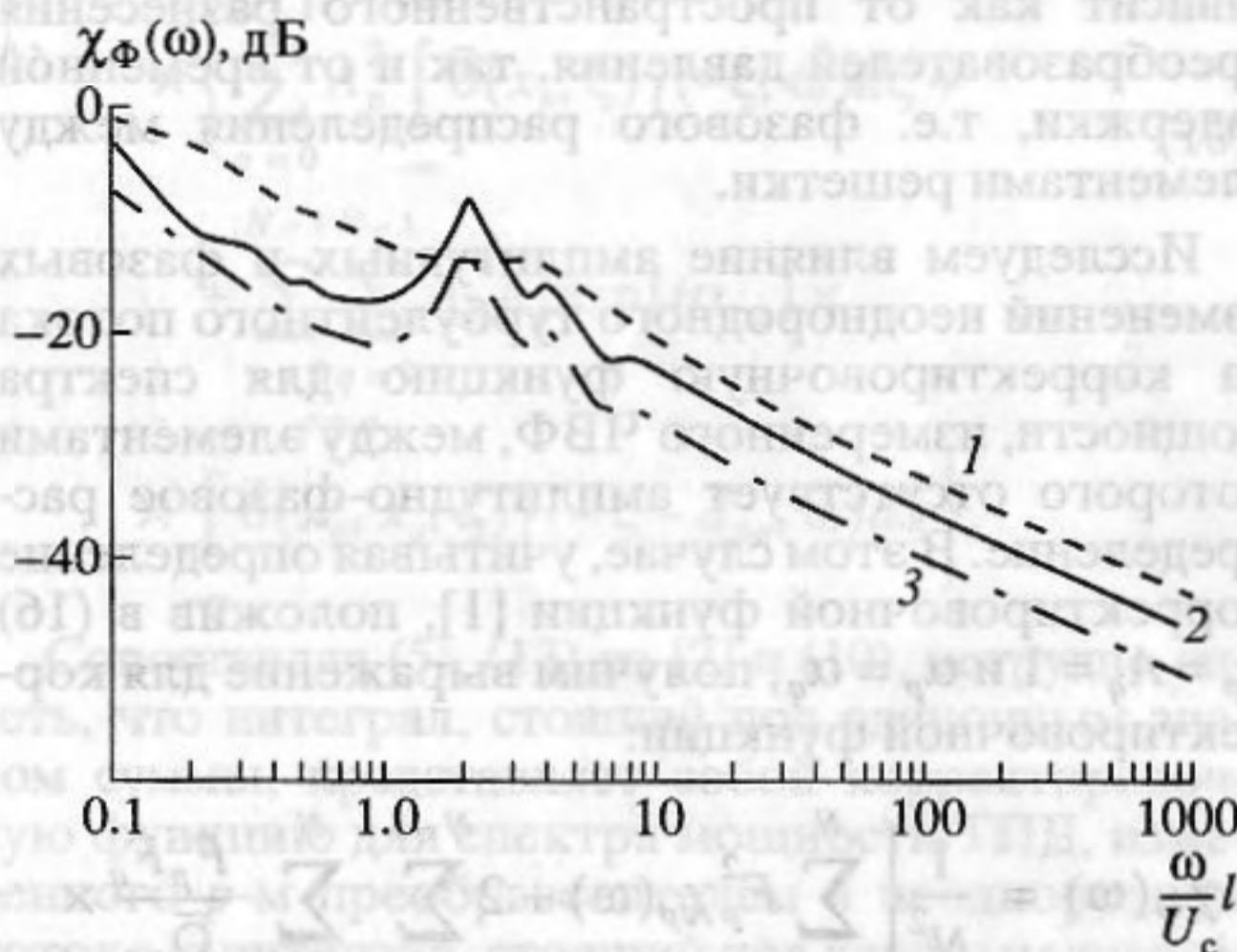


Рис. 3. То же, что и рис. 2, но при $d/l = 3$.

средних преобразователей d , для двух различных случаев расположения преобразователей в решетке: для $d/l = 1$ (преобразователи расположены вплотную друг к другу) и для $d/l = 3$ (преобразователи расположены с зазором, равным удвоенной длине преобразователя). Амплитудные и

фазовые изменения в неоднородном турбулентном потоке задавались с помощью коэффициентов F_p и b_p соответственно (см. таблицу). Корректировочная функция рассчитывалась в месте расположения 10-го преобразователя, где статистические характеристики неоднородного поля совпадали с характеристиками однородного поля.

Коэффициент амплитудных изменений F_p показывает во сколько раз спектр мощности неоднородного поля ТПД в пределах p -го преобразователя $P_p(\omega)$ отличается от спектра мощности ТПД в однородном поле $P_0(\omega)$:

$$F_p^2 = \frac{P_p(\omega)}{P_0(\omega)}. \quad (18)$$

Коэффициент фазовых изменений учитывает аналогичное соотношение, но для корреляционных масштабов:

$$b_p = \frac{U_c^p - U_c^0}{U_c^p}, \quad (19)$$

где U_c^0 – фазовая скорость в однородном турбулентном потоке, U_c^p – фазовая скорость в неоднородном турбулентном потоке в месте расположения p -го преобразователя. Фазовые изменения можно характеризовать и с помощью

других коэффициентов: $\beta_p = b_p \frac{\omega}{U_c^0}$ или $\bar{\Omega}_p = b_p \bar{\omega}$,

где $\bar{\omega} = \frac{\omega}{U_c^0} l$.

В приведенном примере численные значения коэффициентов F_p и b_p выбраны для неоднородного потока, скорость которого увеличивается вдоль ЧВФ с возрастанием порядкового номера преобразователя давления. Такого рода неоднородность характерна, например, для случая обтекания потоком жидкости или газа эллипсоида вращения.

Из рис. 2 и 3 видно, что амплитудные и фазовые изменения в турбулентном потоке существенным образом влияют на корректировочную функцию. В случае отсутствия этих изменений т.е. когда $F_p = 1$ и $b_p = 0$, корректировочная функция, рассчитанная по выражению (17), в точности

Коэффициенты амплитудных и фазовых изменений в неоднородном поле ТПД

№ преобразов.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Коэф. иск.										
F_p	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
b_p	-0.90	-0.73	-0.58	-0.46	-0.36	-0.27	-0.19	-0.12	-0.06	0

совпадает с корректировочной функцией для спектра мощности, измеренного в однородном поле ТПД [1].

На кривой 2 (рис. 3) для случая однородного поля видны ярко выраженные максимумы. Они соответствуют безразмерным частотам, при которых длина конвективной волны турбулентного потока, в которой сосредоточена основная энергия поля ТПД, кратна расстоянию между центрами преобразователей. В этом случае происходит синфазное сложение электрических сигналов одинаковой амплитуды со всех преобразователей решетки.

В случае неоднородного поля, в котором спектр мощности ТПД увеличивается вдоль ЧВФ, а корреляционные масштабы не изменяются, т.е. конвективная скорость вдоль всего фильтра остается постоянной, максимумы на корректировочной функции (кривая 3) также имеют место, так как и в этом случае происходит синфазное сложение электрических сигналов со всех преобразователей решетки, но уже различной амплитуды.

В неоднородном поле другого рода, в котором спектр мощности пристеночных пульсаций в пределах ЧВФ постоянен, но конвективная скорость потока увеличивается с возрастанием порядкового номера преобразователя, максимум на корректировочной функции (кривая 1) становится более размытым, так как в этом случае электрические сигналы с преобразователей складываются уже не синфазно.

Введем в рассмотрение энергетическую $\chi_{\Phi}^{эн}(\omega)$ и асимптотическую $\chi_{\Phi}^{ас}(\omega)$ корректировочные функции для спектра мощности, измеренного ЧВФ:

$$\chi_{\Phi}^{эн}(\omega) = \frac{1}{N^2} \sum_{p=1}^N F_p^2 \chi_p(\omega). \quad (20)$$

$$\chi_{\Phi}^{ас}(\omega) = \frac{1}{N} \sum_{p=1}^N AB_p C_p = \frac{\chi_0(\omega)}{N} \sum_{p=1}^N B_p C_p, \quad (21)$$

где

$$A = \chi_0(\omega) = \frac{1}{N} \frac{2\alpha_1}{(1 + \alpha_1^2)\bar{\omega}}$$

– асимптотическая корректировочная функция для спектра мощности, измеренного ЧВФ в однородном поле ТПД:

$$B_p = F_p^2 = \frac{P_p(\omega)}{P_0(\omega)}$$

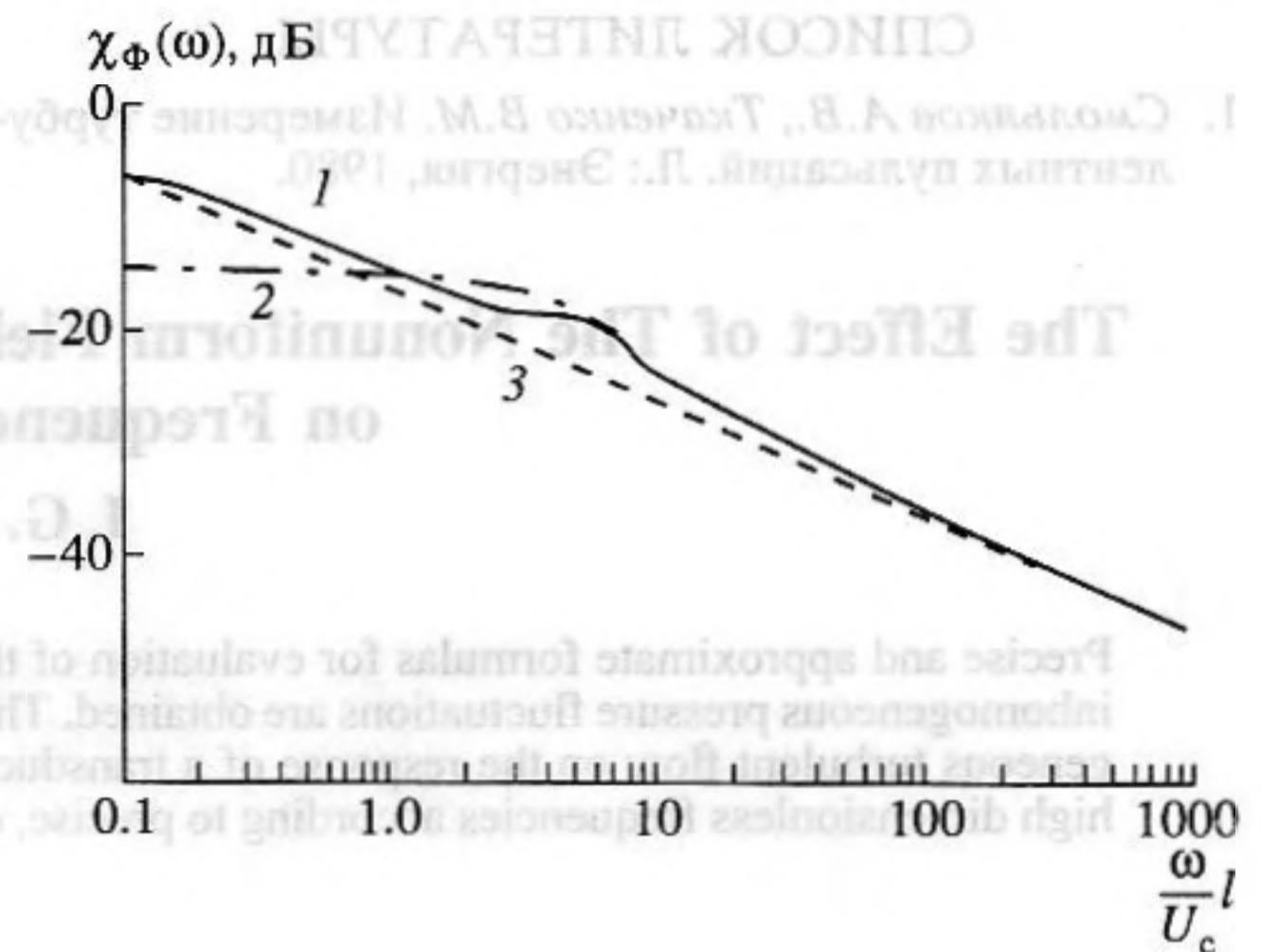


Рис. 4. Корректировочная функция для спектра мощности, измеренного решеткой преобразователей с шагом $d/l = 3$ в неоднородном поле ТПД с амплитудными и фазовыми изменениями; 1 – расчет по точной формуле (17); 2 – расчет по энергетической формуле (20); 3 – расчет по асимптотической формуле (21).

– коэффициент, учитывающий амплитудные изменения в неоднородном поле ТПД;

$$C_p = \frac{(1 + \alpha_1^2)\bar{\omega}^2}{(1 + \alpha_1^2)\bar{\omega}^2 + \bar{\Omega}_p(\bar{\Omega}_p - 2\bar{\omega})}$$

– коэффициент, учитывающий фазовые изменения в неоднородном поле ТПД.

На рис. 4 представлены корректировочные функции $\chi_{\Phi}(\omega)$, $\chi_{\Phi}^{эн}(\omega)$ и $\chi_{\Phi}^{ас}(\omega)$, рассчитанные по формулам (17), (20) и (21), соответственно, для ЧВФ, состоящего из 10 преобразователей, находящегося в неоднородном поле ТПД, в котором присутствуют как амплитудные, так и фазовые изменения одновременно (см. таблицу). Из рис. 4 видно, что при высоких значениях безразмерных частот ($\bar{\omega} > 50$) точная, энергетическая и асимптотическая корректировочные функции практически совпадают.

В заключение отметим, что формулу (17) можно использовать не только при расчете корректировочной функции для спектра мощности, измеренного частотно-волновым фильтром, но и при расчете корректировочной функции для спектра мощности, измеренного отдельным преобразователем в неоднородном турбулентном потоке со сколь угодно сложными амплитудными и фазовыми изменениями. В этом случае отдельный преобразователь следует рассматривать как решетку расположенных вплотную друг к другу преобразователей, в пределах которых амплитудные и фазовые изменения удается аппроксимировать выражениями (5) и (6).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

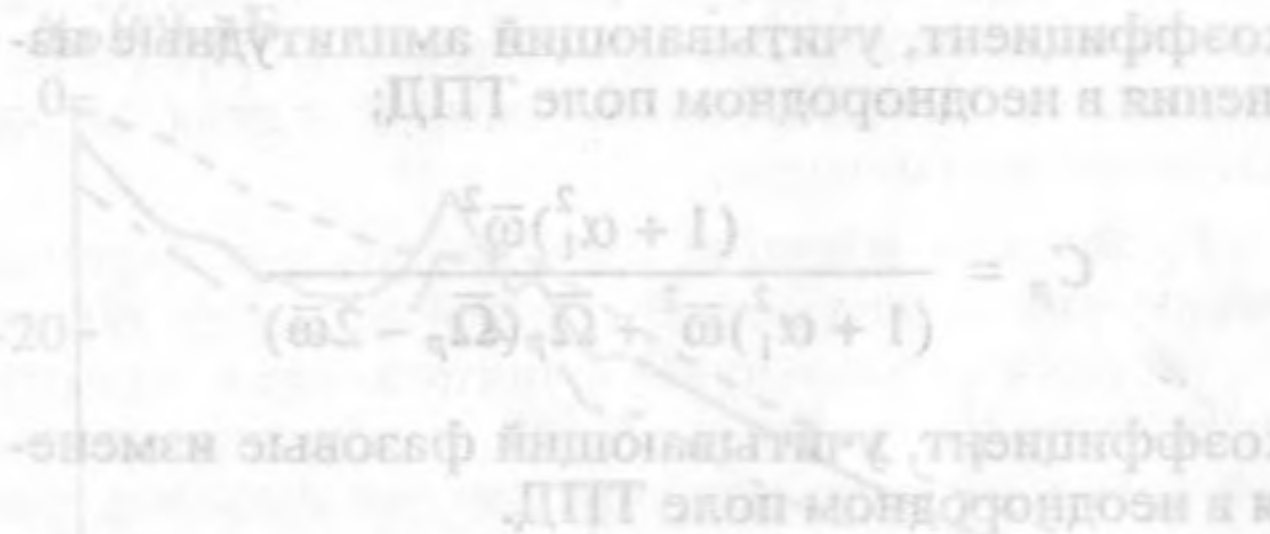
1. Смольяков А.В., Ткаченко В.М. Измерение турбулентных пульсаций. Л.: Энергия, 1980.
2. Булатов И.Г. Воздействие неоднородного поля случайных сил на приемники давления // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 1. С. 31-34.

The Effect of The Nonuniform Field of Turbulent Pressure Fluctuations on Frequency-wave Filters

I. G. Bulatov

Precise and approximate formulas for evaluation of the response of a frequency-wave filter under the effect of inhomogeneous pressure fluctuations are obtained. The influence of amplitude and phase changes in an inhomogeneous turbulent flow on the response of a transducer array is studied. It is demonstrated that calculations at high dimensionless frequencies according to precise, energetic and approximate formulae give identical results.

Рис. 3. Кривые зависимости коэффициента усиления $K_{\text{эфф}}$ от частоты ω для неоднородного поля. В этом случае $\omega_0 = 2.5$, $\alpha = 0.5$, $\beta = 0.5$. Кривая 1 - расчет по формуле (17), кривая 2 - расчет по формуле (20), кривая 3 - расчет по формуле (21).



На рис. 4 представлены корректурные функции $X_0(\omega)$ и $X_0^{**}(\omega)$. Расчетные по формулам (17) и (21) соответствия, находящиеся в неоднородном поле ПД, в котором действуют как амплитудные, так и фазовые изменения (см. табл. 4). На рис. 4 видно, что при амплитудных изменениях (табл. 4) $X_0(\omega) > X_0^{**}(\omega)$ и наоборот.

В заключение отметим, что при расчете корректурной функции для неоднородного поля можно использовать не только при расчете коэффициента усиления, но и для определения мощности сигнала, прошедшего через фильтр. В этом случае отделить мощность сигнала от мощности шума можно, если использовать формулы (17) и (21).

В заключение отметим, что при расчете корректурной функции для неоднородного поля можно использовать не только при расчете коэффициента усиления, но и для определения мощности сигнала, прошедшего через фильтр. В этом случае отделить мощность сигнала от мощности шума можно, если использовать формулы (17) и (21).

В заключение отметим, что при расчете корректурной функции для неоднородного поля можно использовать не только при расчете коэффициента усиления, но и для определения мощности сигнала, прошедшего через фильтр. В этом случае отделить мощность сигнала от мощности шума можно, если использовать формулы (17) и (21).

В неоднородном поле другого рода, в котором спектр мощности турбулентных пульсаций в пределах ПДФ постоянен, но коэффициент скорости потока увеличивается с возрастанием порядка номера преобразователя максимум на корневую функцию (кривая 1) становится более равномерной, как в этом случае энергетическая плотность с преобразователями складывается уже не синфазно.

Введем в рассмотрение энергетическую $X_0^{**}(\omega)$ и асимптотическую $X_0^{**}(\omega)$ корректурные функции для спектра мощности неоднородного ПДФ. В этом случае $\omega_0 = 2.5$, $\alpha = 0.5$, $\beta = 0.5$. Кривая 1 - расчет по формуле (17), кривая 2 - расчет по формуле (20), кривая 3 - расчет по формуле (21).

В заключение отметим, что при расчете корректурной функции для неоднородного поля можно использовать не только при расчете коэффициента усиления, но и для определения мощности сигнала, прошедшего через фильтр. В этом случае отделить мощность сигнала от мощности шума можно, если использовать формулы (17) и (21).

В заключение отметим, что при расчете корректурной функции для неоднородного поля можно использовать не только при расчете коэффициента усиления, но и для определения мощности сигнала, прошедшего через фильтр. В этом случае отделить мощность сигнала от мощности шума можно, если использовать формулы (17) и (21).

Таблица 4. Значения коэффициентов $X_0(\omega)$ и $X_0^{**}(\omega)$ для неоднородного поля ПД.

ω	$X_0(\omega)$	$X_0^{**}(\omega)$
0	1.00	1.00
2.5	1.27	1.27
5.0	1.00	1.00