АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2007, том 53, № 2, с. 191–200

АКУСТИКА ОКЕАНА, ГИДРОАКУСТИКА

УДК 534.24

ЧАСТОТНОЕ УСРЕДНЕНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ ПРИ ВЗАИМНО-КОРРЕЛЯЦИОННОМ ПРИЕМЕ ШУМОПОДОБНЫХ СИГНАЛОВ, ОТРАЖЕННЫХ ОТ ВЗВОЛНОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ МОРЯ

© 2007 г. В. Ф. Баранов, Т. И. Герасимова, Э. П. Гулин

Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН
117036 Москва, ул. Шверника 4
E-mail: bvp@akin.ru

Поступила в редакцию 21.07.05 г.

Получены выражения, характеризующие эффект частотного усреднения флуктуаций шумоподобных сигналов, отраженных от взволнованной поверхности, на выходе корреляционного приемника с использованием обобщенной двухмасштабной модели частотной корреляции сильных флуктуаций передаточной функции. Приведены результаты численных расчетов дисперсии флуктуаций выходного эффекта корреляционного приемника при различных соотношениях между шириной полосы излучаемых шумоподобных сигналов и масштабами частотной корреляции для случаев слабых и сильных флуктуаций.

PACS: 43.30.Hw, 43.30.Re

Многочисленными наблюдениями установлено, что широкополосные гидроакустические сигналы обычно подвержены меньшим флуктуациям, чем узкополосные, в частности – тональные сигналы. Это в полной мере относится и к шумоподобным сигналам при взаимно-корреляционном приеме. В условиях многолучевого распространения звука уменьшение флуктуаций частично связано с разрешением отдельных лучей или групп лучей по времени прихода и, как следствие, – с ослаблением влияния интерференционных эффектов при перемещениях источника и приемника. Однако существенную роль играет и сглаживание флуктуаций сигналов, приходящих по отдельным лучам. Это обусловлено частотным усреднением флуктуаций в случаях, когда ширина полосы излучаемых сигналов (или ширина полосы более узкополосного, чем сигнал, фильтра приемной системы) превышает масштаб частотной корреляции флуктуаций передаточной функции среды [1]. Отметим, что частотное усреднение флуктуаций широкополосных сигналов может оказать существенное влияние на точность определения параметров широкополосных источников излучения [2], эффективность широкополосной обработки сигналов методом согласованного поля [3] и когерентного обнаружения широкополосных сигналов при акустическом мониторинге гидробионтов [4].

В предыдущей нашей работе [5] на примере канала с отражением от взволнованной морской поверхности шумоподобных сигналов в рамках приближения пологих неровностей и малоуглового рассеяния относительно направления зеркального отражения от средней плоскости были получены общие интегральные выражения для дисперсии и временнóй автокорреляционной функции выходного эффекта корреляционного приемника и выполнены приближенные аналитические расчеты в предельных случаях дружных и селективных (избирательных) флуктуаций для одномасштабной модели, описывающей спад функции частотной корреляции флуктуаций передаточной функции по экспоненциальному закону. Как показано в [5], такая модель вполне пригодна для проведения расчетов в случае слабых флуктуаций при квазигармоническом характере волнения водной поверхности. Но в случае сильных флуктуаций эта модель имеет ограниченную область применимости. Во-первых, необходимо учитывать, что используемое в расчетах приближенное выражение для частотно-временного корреляционного момента сильных флуктуаций огибающей передаточной функции [5]

$$\tilde{K}_{\Delta P}(\Delta f, \Delta t) \simeq R_0^{-2}\left(1 + i\frac{\Delta f}{\Delta f_{P1}}\right)^{-1} \times$$
$$\times \exp\left\{-\left(\frac{\Delta f}{\Delta f_{P2}}\right)^2 - \left(\frac{\Delta t}{\Delta t_{P0}}\right)^2\left[1 + i\left(\frac{\Delta f}{\Delta f_{P1}}\right)\right]^{-1}\right\} \quad (1)$$

справедливо для достаточно узкого интервала частот Δf около центральной частоты f_0, при этом должно быть выполнено условие $\max(\Delta f_{P1}, \Delta f_{P2}) \ll f_0$,

где Δf_{P1} и Δf_{P2} – масштабы частотной корреляции, $\Delta f_{P1} = 2\pi f_0^2 g^2(z_s + z_r)\sin^3\psi[\Phi_0^2\overline{\Omega_\zeta^4} z_s z_r c_s(1 - \cos^2\psi\sin^2\alpha)]^{-1}$, $\Delta f_{P2} = \sqrt{2}f_0/\Phi_0$, $\Delta t_{P0} = \sqrt{2}/(\sqrt{\overline{\Omega_\zeta^2}}\Phi_0)$ – временной масштаб корреляции флуктуаций передаточной функции на частоте f_0, $g = 9.81$ м/с^2, z_s и z_r – соответственно горизонты излучения и приема, ψ – угол скольжения зеркально отраженного от средней плоскости луча, $R_0 = (z_s + z_r)/\sin\psi$, $\Phi_0 = 4\pi(f_0\sigma_\zeta/c_s)\sin\psi$ – параметр Рэлея, σ_ζ – среднеквадратичное отклонение взволнованной поверхности от средней плоскости, c_s – скорость звука, $\overline{\Omega_\zeta^n} = 2\int_0^\infty G_\zeta(\Omega)\Omega^n d\Omega$, $G_\zeta(\Omega)$ – частотный спектр волнения, α – угол в горизонтальной плоскости между направлением распространения поверхностной волны и трассой распространения звука. Во-вторых, в рамках одномасштабной модели должно быть выполнено условие $\Delta f_{P1} \gg \Delta f_{P2}$. Нетрудно показать, что одновременное выполнение двух приведенных выше неравенств в рамках одномасштабной модели для рассматриваемого случая сильных флуктуаций возможно только при весьма больших значениях параметра Рэлея ($\Phi_0 > 10$–15). В соответствии с условием $\Delta f_{P1} \gg \Delta f_{P2}$ одномасштабной моделью можно пользоваться для расчетов в некоторых специальных случаях: при нахождении источника (приемника) вблизи поверхности, а приемника (источника) – на большой глубине (при $z_s \ll z_r$ и $z_r \ll z_s$), для $\alpha \simeq \pi/2$ (распространение поверхностной волны поперек трассы распространения звука), а также при совмещении ненаправленных источника и приемника ($\psi \simeq \pi/2$) и для очень пологих неровностей морской поверхности (длинная зыбь). Например, при $z_s = 200$ м, $z_r = 5$ м, $\alpha = \pi/2$, $\sigma_\zeta = 0.5$ м, $\sigma_{\zeta'} = 2 \times 10^{-2}$ (среднеквадратичный угол наклона неровностей поверхности) для всех углов скольжения $\Delta f_{P1}/\Delta f_{P2} \simeq 10^2$, что соответствует условию применимости одномасштабной модели. В то же время для большинства реальных ситуаций, в частности, при достаточно большом заглублении источника и приемника, а также для достаточно малых углов скольжения и направлений распространения поверхностной волны, отличных от поперечного по отношению к трассе распространения звука, условия применимости одномасштабной модели нарушаются. Например, при $\sigma_\zeta = 0.5$ м, $\sigma_{\zeta'} = 0.08$, $\alpha = 0$, $z_s = z_r = 200$ м, $\sin\psi = 0.3$ будем иметь $\Delta f_{P1}/\Delta f_{P2} \simeq 2.5 \times 10^{-2}$. При таких значениях параметров для оценок дисперсии флуктуаций отраженных шумоподобных сигналов на выходе корреляционного приемника необходимо пользоваться двухмасштабной моделью частотной корреляции (1). Отметим, что двухмасштабная модель учитывает частотную декорреляцию флуктуаций, связанную с изменением как вертикальных, так и горизонтальных волновых размеров эффективно рассеивающей области при изменении частоты [6, 7].

Для проведения расчетов с использованием двухмасштабной модели подставим (1) в исходное интегральное выражение для временнóй функции корреляции флуктуаций выходного эффекта корреляционного приемника [5]

$$K_{\Delta Q}(\Delta t, t_d) \simeq \frac{8\pi^2}{T}\int_0^T\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\left(1 - \frac{\tau}{T}\right)G_u(f + F/2)\times$$
$$\times G_u(f - F/2)\exp[i2\pi(f - F/2)\Delta t]\times$$
$$\times\{2\tilde{K}_{\Delta P}(F, \tau)\exp(i2\pi F\tau_d)\cos^2(2\pi f\tau) + \tag{2}$$
$$+ \tilde{K}_{\Delta P}(0, \tau)\cos(2\pi F\tau)\}d\tau df dF$$

и зададимся частотным спектром излучаемого шумоподобного сигнала, соответствующим временной корреляционной функции $K_u(\Delta t) = \sigma_u^2\exp[-\pi^2(\Delta f_u\Delta t)^2/4]\cos(2\pi f_0\Delta t)$. Через Δf_u и σ_u^2 обозначены эффективная ширина полосы и дисперсия исходного шумоподобного сигнала, T – время интегрирования, $\tau_d = t_d - t_0$, t_d – временнáя задержка в канале опорного сигнала, $t_0 = R_0/c_s$ – время распространения акустического сигнала. Тогда после интегрирования по f и F приходим к выражению, содержащему взвешенную сумму шести интегралов $\tilde{J}_n$

$$K_{\Delta Q} = \sum_{n=1}^{6} M_n\tilde{J}_n, \tag{3}$$

где

$$\tilde{J}_n = \frac{1}{\sqrt{\pi}T}\int_{-\infty}^{\infty}\exp(-Ay^4 - By^2)dy\int_0^T\left(1 - \frac{\tau}{T}\right)\times$$
$$\times\exp[-(a_n - a_1)\tau]\cos(2y\tau/\Delta t_{P0})\times$$
$$\times[\exp(-c_n\tau)\cos(b_n\tau + d_{ny}) + \tag{4}$$
$$+ \exp(c_n\tau)\cos(b_n\tau - d_{ny})]d\tau$$

при $n = 1, \ldots 4$, а для $n = 5, 6$ после выполнения интегрирования по y

$$\tilde{J}_n = \frac{1}{T}\int_0^T\left(1 - \frac{\tau}{T}\right)\exp(-a_n\tau^2)[\exp(-c_n\tau)\cos(b_n\tau + d_n) +$$
$$+ \exp(c_n\tau)\cos(b_n\tau - d_n)]d\tau. \tag{5}$$

В (3)–(5) введены следующие обозначения:

$$M_{1,3} = 0.5M_0\exp(-H_1 - H_2),$$

$$M_{2,4} = 0.5M_0\exp(-H_1 - H_2 - H_3),$$

$$M_{5,6} = 0.5M_0\gamma_{up}^{-1}\exp(-2H_1),$$

$$M_0 = \sigma_u^4 R_0^{-2}\gamma_{up}, \quad \gamma_{up} = [1 + 0.5(\Delta f_u/\Delta f_{P2})^2]^{-1/2},$$

$$H_1 = \pi^2(\Delta f_u \Delta t)^2/8, \quad H_2 = \pi^2(\Delta f_u \tilde{t})^2\gamma_{up}^2/8,$$

$$H_3 = (2f_0/\Delta f_{P2})^2\gamma_{up}^2, \quad A = (\Delta f_u/\Delta f_{P1})^2(\gamma_{up}^2/8),$$

$$B = 1 + 2\pi A\Delta f_{P1}\tilde{t}, \quad \tilde{t} = 2\tau_d + \Delta t,$$

$$a_{1,2} = 1/(\Delta t_{P0})^2, \quad a_{3\text{-}6} = 0.5\pi^2(\Delta f_u)^2 + a_1, \quad (6)$$

$$b_{1,2,4,5} = 0, \quad b_{3,6} = 4\pi f_0, \quad c_{1,2} = 0,$$

$$c_{3\text{-}6} = 0.5\pi^2(\Delta f_u)^2\Delta t, \quad d_{ny} = d_n + q_n y^2,$$

$$d_{1,3,5,6} = 2\pi f_0\Delta t, \quad d_{2,4} = 2\pi f_0\gamma_{up}^2\tilde{t},$$

$$q_{1,3} = 0, \quad q_{2,4} = (2f_0/\Delta f_{P1})\gamma_{up}^2.$$

В общем случае не удается получить результат интегрирования (4) в конечном виде. Анализ подынтегральных выражений в (4) и (5) для различных значений n показывает, что при выполнении достаточных условий

$$\min(\Delta f_u T, \Delta f_{P2}T) \gg 1,$$
$$\Delta f_{P1}\Delta f_{P2}T^2 \gg 1, \quad |\Delta t|/T \ll 1 \quad (7)$$

основной вклад вносит первое слагаемое $M_1\tilde{J}_1$. Выполняя в $\tilde{J}_1$ интегрирование по τ, с учетом (7) получаем

$$\tilde{J}_1 \simeq 2\pi^{-1/2}\varepsilon^{-1}\cos(2\pi f_0\Delta t)\times$$
$$\times\int_0^\infty \exp(-\tilde{A}y^4 - \tilde{B}y^2)(\sin y/y)^2 dy, \quad (8)$$

где $\tilde{A} = A\varepsilon^{-4}$, $\tilde{B} = B\varepsilon^{-2}$, $\varepsilon = T/\Delta t_{P0}$. Вычисление интеграла (8) вынесено в Приложение. Там показано, что при выполнении условия $\sqrt{2\tilde{A}} = \sqrt{2A}\,(\Delta t_{P0})/T)^2 \gg 1$

$$\tilde{J}_1 \simeq (2A)^{-1/4}\exp(Z^2/4)D_{-1/2}(Z)\cos(2\pi f_0\Delta t), \quad (9)$$

где $Z = \tilde{B}/\sqrt{2\tilde{A}} = B/\sqrt{2A}$, $D_{-1/2}(Z)$ – функция параболического цилиндра. Условие $\sqrt{2\tilde{A}} \gg 1$ охватывает достаточно широкую область изменения параметров. Так, при $(\Delta t_{P0}/T)^2 \gg 1$ и $\Delta f_{P2} \ll \Delta f_u$ допускаются значения $\Delta f_{P2} \lesseqgtr \Delta f_{P1}$, соответствующие двухмасштабной модели частотной корреляции. В других предельных случаях при $(\Delta f_{P1}/\Delta f_u)^2 \ll 1$, $(\Delta f_{P2}/\Delta f_u)^2 \gg 1$ и при $(\Delta f_{P2}/\Delta f_u)^2 \ll 1$, $(\Delta f_{P1}/\Delta f_{P2})^2 \ll 1$ время интегрирования T может быть сравнимо с масштабом корреляции Δt_{P0}. В случае $Z = B/\sqrt{2A} \ll 1$, пользуясь разложением в ряд функции $D_{-1/2}(Z)$ и ограничиваясь первым членом разложения $D_{-1/2}(Z) \simeq 2^{-1/4}\pi^{1/2}\Gamma^{-1}(3/4)\exp(-Z^2/4)$, для временнóй функции корреляции $K_{\Delta Q}$ при введении задержки на время распространения сигнала ($\tau_d = 0$) получаем выражение

$$K_{\Delta Q}(\Delta t, \tau_d = 0) \simeq M_1\tilde{J}_1 \simeq \sigma_u^4 R_0^{-2}(\pi/2)^{1/2}\Gamma^{-1}(3/4)\times$$
$$\times(\Delta f_{P1}\Delta f_{P2}/\Delta f_u)^{1/2}[(\Delta f_u)^2 + 2(\Delta f_{P2})^2]^{-1/4}\times \quad (10)$$
$$\times\exp[-\pi^2(\Delta f_u\Delta t)^2(1 + \gamma_{up}^2)/4]\cos(2\pi f_0\Delta t).$$

Анализ области изменения параметров, в которой выполняются оба неравенства $B/\sqrt{2A} \ll 1$ и $\sqrt{2A}\,(\Delta t_{P0}/T)^2 \gg 1$, показывает, что при $\Delta t = 0$ (т.е. для средней интенсивности флуктуационной составляющей выходного эффекта корреляционного приемника) выражение (10) справедливо при $\Delta t_{P0} \gtrsim T$ для любых значений отношения $\Delta f_u/\Delta f_{P2}$. При этом в области $(\Delta f_u/\Delta f_{P2})^2 \gg 1$ должно быть выполнено условие $\Delta f_{P2} \gg \Delta f_{P1}$, а в области $(\Delta f_u/\Delta f_{P2})^2 \ll 1$ – условие $\Delta f_u \gg \Delta f_{P1}$. В этих двух предельных случаях для нормированной дисперсии флуктуаций (НДФ) $\tilde{\sigma}_Q^2 = K_{\Delta Q}(0, R_0/c_s)(2R_0^2/\sigma_u^4)$, характеризующей эффект частотного усреднения флуктуаций, будем соответственно иметь

$$\tilde{\sigma}_Q^2 \simeq (2\pi)^{1/2}\Gamma^{-1}(3/4)(\Delta f_{P1}\Delta f_{P2})^{1/2}/\Delta f_u \simeq$$
$$\simeq 2.05(\Delta f_{P1}\Delta f_{P2})^{1/2}/\Delta f_u, \quad (11)$$

$$\tilde{\sigma}_Q^2 \simeq 2^{1/4}\pi^{1/2}\Gamma^{-1}(3/4)(\Delta f_{P1}/\Delta f_u)^{1/2} \simeq$$
$$\simeq 1.72(\Delta f_{P1}/\Delta f_u)^{1/2}. \quad (12)$$

Первая из этих формул описывает эффект частотного усреднения флуктуаций для двухмасштабной модели частотной корреляции флуктуаций передаточной функции, а вторая формула – частотное усреднение флуктуаций в том случае, когда в пределах полосы излученного сигнала экспоненциальный множитель в (1) близок к единице и спад частотной корреляции происходит по степенному закону. В соответствии с (11) и (12) существенное усреднение флуктуаций происходит при малых по сравнению с шириной полосы излучения масштабах частотной корреляции Δf_{P1}, Δf_{P2}, когда эффективная длительность импульсного отклика (величина, обратная масштабу частотной корреляции флуктуаций передаточной функции) значительно больше временнóго мас-

штаба автокорреляции исходного шумоподобного сигнала. Временно́е усреднение флуктуаций в приведенных приближенных выражениях отсутствует. Для описания вида функции корреляции $K_{\Delta Q}(\Delta t)$ выражение (10) справедливо лишь при выполнении условий $\Delta f_{P1} \ll \Delta f_{P2}$ и $(\Delta f_{P2}/\Delta f_u)^2 \ll 1$, когда $\gamma_{uP}^2 \ll 1$, т.е. в случае селективных флуктуаций с более быстрым спадом частотной корреляции по степенному закону.

Перейдем теперь к результатам численных расчетов. Вначале рассмотрим случай слабых флуктуаций. Рассчитывалась дисперсия флуктуаций выходного эффекта корреляционного приемника при различных значениях ширины полосы шумоподобного сигнала Δf_u и масштаба частотной корреляции Δf_{P2} по формуле, полученной в [5] в рамках одномасштабной модели, соответствующей экспоненциальному спаду функции частотной корреляции флуктуаций

$$\sigma_Q^2 = K_{\Delta Q}(0, t_d) = \sum_{n=1}^{9} \tilde{M}_n J_n. \qquad (13)$$

Здесь J_n – интегралы, совпадающие по форме с выражением (5), а коэффициенты $\tilde{M}_n$ имеют следующий вид: $\tilde{M}_1 = 0.5\tilde{M}_0\exp(-H_2)$, $\tilde{M}_2 = 0.5\tilde{M}_0\exp(-H_2 - H_3)$, $\tilde{M}_{3,4} = 0.5\tilde{M}_1$, $\tilde{M}_{5,6} = 0.5\tilde{M}_2$, $\tilde{M}_{7,8} = 0.25\tilde{M}_0/\gamma_{up}$, $\tilde{M}_9 = 2\tilde{M}_7$. Величины H_2, H_3 и γ_{up} совпадают со значениями, приведенными в (6), но входящая в H_2 величина $\tilde{t}$ имеет вид $\tilde{t} = 2\tau_d - \Delta t_d$, где $\Delta t_d = \Omega_\zeta \Delta t_\zeta/(4\pi\Delta f_{P2})$ (рассматривается случай глубокого водоема с временно́й функцией корреляции волнения $\Gamma_\zeta(\Delta t) = \exp[-(\Delta t/\Delta t_\zeta)^2]\cos(\Omega_\zeta \Delta t)$). Множитель $\tilde{M}_0$ в данном случае равен $\tilde{M}_0 = \sigma_u^4 R_0^{-2}\Phi_0^2\gamma_{up}$. Параметры a_n, b_n, c_n и d_n, входящие в подынтегральное выражение (5), принимают следующие значения:

$$a_{1,2} = (\gamma_{up}/\Delta t_\zeta)^2,$$

$$a_{3\text{–}6} = 0.5\pi^2(\Delta f_u)^2[1 + 2\gamma_{up}^2(\pi\Delta f_u \Delta t_\zeta)^{-2}],$$

$$a_{7\text{–}9} = 0.5\pi^2(\Delta f_u)^2[1 + 2(\pi\Delta f_u \Delta t_\zeta)^{-2}],$$

$$b_{1,2,5,6} = \Omega_\zeta - 0.5\pi\Delta f_{P2}\gamma_{up}^2(\Delta f_u/\Delta f_{P2})^2(\tilde{t}/\Delta t_\zeta),$$

$$b_3 = 4\pi f_0 + b_1, \quad b_4 = 4\pi f_0 - b_1, \quad b_7 = 4\pi f_0 + \Omega_\zeta,$$

$$b_8 = 4\pi f_0 - \Omega_\zeta, \quad b_9 = \Omega_\zeta, \quad c_{1,3,4,7\text{–}9} = 0,$$

$$c_{2,5,6} = (4/\Delta t_\zeta)(f_0/\Delta f_{P2})\gamma_{up}^2,$$

$$d_{1,3,4,7\text{–}9} = 0, \quad d_{2,5,6} = 2\pi f_0\gamma_{up}^2\tilde{t}.$$

В максимуме некогерентной составляющей (для временно́й задержки $t_d = R_0/c_s + \Delta t_d/2$, когда $\tilde{t} = 0$) были рассчитаны зависимости НДФ $\tilde{\delta}_Q^2 = 2\delta_Q^2\delta_u^{-4}R_0^2\Phi_0^{-2}$ от Δf_u и Δf_{P2}. В максимуме когерентной составляющей (при $t_d = R_0/c_s$, когда $\tau_d = 0$ и $\tilde{t} = -\Delta t_d$) были рассчитаны аналогичные зависимости квадрата коэффициента вариации выходного эффекта корреляционного приемника $\eta_Q^2(\Delta f_u, \Delta f_{P2}) = \sigma_Q^2/I_{Q_C}$, где $I_{Q_C} = \sum_{n=1}^{5} N_n I_n$ – средняя интенсивность когерентной составляющей выходного эффекта корреляционного приемника, $I_1 = 2N_0$,

$$I_n = \frac{2N_0}{T}\int_0^T\left(1 - \frac{\tau}{T}\right)\exp(-a_n'\tau^2)\cos(b_n'\tau)d\tau$$

$$\text{при } n = 2\ldots5, \quad N_{1\text{–}3} = 0.5\beta\exp(-\Phi_0^2\beta),$$

$$N_{4,5} = 0.5\beta\exp(-2\Phi_0^2\beta), \quad \beta = (1 + 0.5\Phi_0^2\delta_f^2)^{-1},$$

$$\delta_f = 0.5\Delta f_u/f_0, \quad N_0 = \sigma_u^4 R_0^{-2},$$

$$a_{2,3}' = 0.5\pi^2(\Delta f_u\beta)^2, \quad a_{4,5}' = 0.5\pi^2(\Delta f_u\tilde{\beta})^2/\beta,$$

$$b_2' = 4\pi f_0\beta, \quad b_3' = 0, \quad b_4' = 4\pi f_0\tilde{\beta}/\beta,$$

$$b_5' = 2\pi f_0\tilde{\beta}\delta_f^2\Phi_0^2, \quad \tilde{\beta} = (1 + \Phi_0^2\delta_f^2)^{-1}.$$

Результаты численных расчетов в рамках одномасштабной модели для случая слабых флуктуаций представлены на рис. 1. Для расчетов были заданы следующие числовые значения параметров: $\Omega_\zeta = 1$ с$^{-1}$, $\Omega_\zeta\Delta t_\zeta = 10$, $f_0 = 10^3$ Гц, $\Phi_0^2 = 0.16$. Рисунок 1а иллюстрирует усреднение флуктуаций при расширении полосы шумоподобного сигнала в максимуме некогерентной составляющей (при максимальном значении дисперсии флуктуаций). При малом времени интегрирования ($T = 0.1$ с) эффект частотного усреднения наиболее сильно выражен для наименьшего из выбранных для расчетов значения масштаба частотной корреляции ($\Delta f_{P2} = 50$ Гц). На интервале $\Delta f_u = 150$–300 Гц в этом случае спад НДФ с расширением полосы Δf_u описывается законом $\tilde{\sigma}_Q^2 \sim \Delta f_u^{-1}$, что согласуется с результатами расчетных аналитических оценок, приведенных в [5]. В этой области за счет частотного усреднения интенсивность флуктуаций шумоподобных сигналов уменьшается в 3–4 раза по сравнению со случаями тонального излучения или дружных флуктуаций в полосе $\Delta f_u \ll \Delta f_{P2}$ при $\Delta f_u T \gg 1$. При меньших значениях Δf_u и для двух других значений Δf_{P2} НДФ спадает медленнее с расширением полосы сигнала, и сохраняется более высокая интенсивность флуктуа-

ций. Значения НДФ, превышающие единицу, обусловлены недоусреднением флуктуаций исходного шумоподобного сигнала при недостаточно большой величине параметра $\Delta f_u T$. Частотное усреднение флуктуаций, обусловленных рассеянием на взволнованной поверхности, приводит к сокращению интервала изменений Δf_u, в котором $\tilde{\sigma}_Q^2 > 1$, с уменьшением масштаба частотной корреляции Δf_{P2}. При достаточно большом времени интегрирования ($T = 2$ с), сравнимом с временны́м масштабом корреляции флуктуаций, из-за временно́го усреднения флуктуаций значения НДФ, превышающие единицу, отсутствуют, а быстрота спада НДФ с расширением полосы, как и при малом времени интегрирования, тем больше, чем меньше масштаб частотной корреляции Δf_{P2}.

В максимуме когерентной составляющей ($\tau_d = 0$) квадрат коэффициента вариации сигнала на выходе корреляционного приемника η_Q^2, представляющий собой дисперсию флуктуаций, нормированную на интенсивность когерентной составляющей, уменьшается с расширением полосы излучения Δf_u (рис. 1б) быстрее, чем НДФ на рис. 1а. Это объясняется сужением корреляционного максимума, обусловленного некогерентной составляющей, с расширением полосы Δf_u, что усиливает эффект частотного усреднения флуктуаций в максимуме когерентной составляющей. Согласно расчетным оценкам [5], в условиях дружных флуктуаций ($\Delta f_u \ll \Delta f_{P2}$) при $\Delta f_u T \gg 1$ $\eta_Q^2 \simeq \Phi_0^2/2$. При выбранных значениях параметров эта величина составляет 0.08. Значения $\eta_Q^2 > 0.08$ на рис. 1б при малом времени интегрирования (0.1 с) отвечают областям недоусредненных флуктуаций исходного сигнала. Сопоставление аналитических оценок и численных расчетов показывает, что приближенными выражениями для η_Q^2, приведенными в [5], с приемлемой точностью (не хуже 10%) можно пользоваться в области $(\Delta f_u/\Delta f_{P2})^2 \gg 1$ при $\Delta f_{P2} T \gtrsim 50$ и в области $\Delta f_u/\Delta f_{P2} \lesssim 1$ при $\Delta f_u T \gtrsim 20$–30. Кроме того, должно выполняться условие $\Phi_0 \lesssim 0.2$. При учете ослабления когерентной составляющей и слагаемого $\tilde{M}_9 J_9$ наряду со слагаемым $\tilde{M}_1 J_1$ в (13) результаты аналитических оценок и результаты численных расчетов, приведенных на рис. 1б, отличаются не более, чем на 10% при $\Delta f_u \gtrsim 80$ Гц.

Результаты численных расчетов нормированной дисперсии сильных флуктуаций выходного эффекта корреляционного приемника $\tilde{\sigma}_Q^2$ для одномасштабной модели частотной корреляции в области ее применимости представлены на рис. 2. Проводились численные расчеты взвешенной

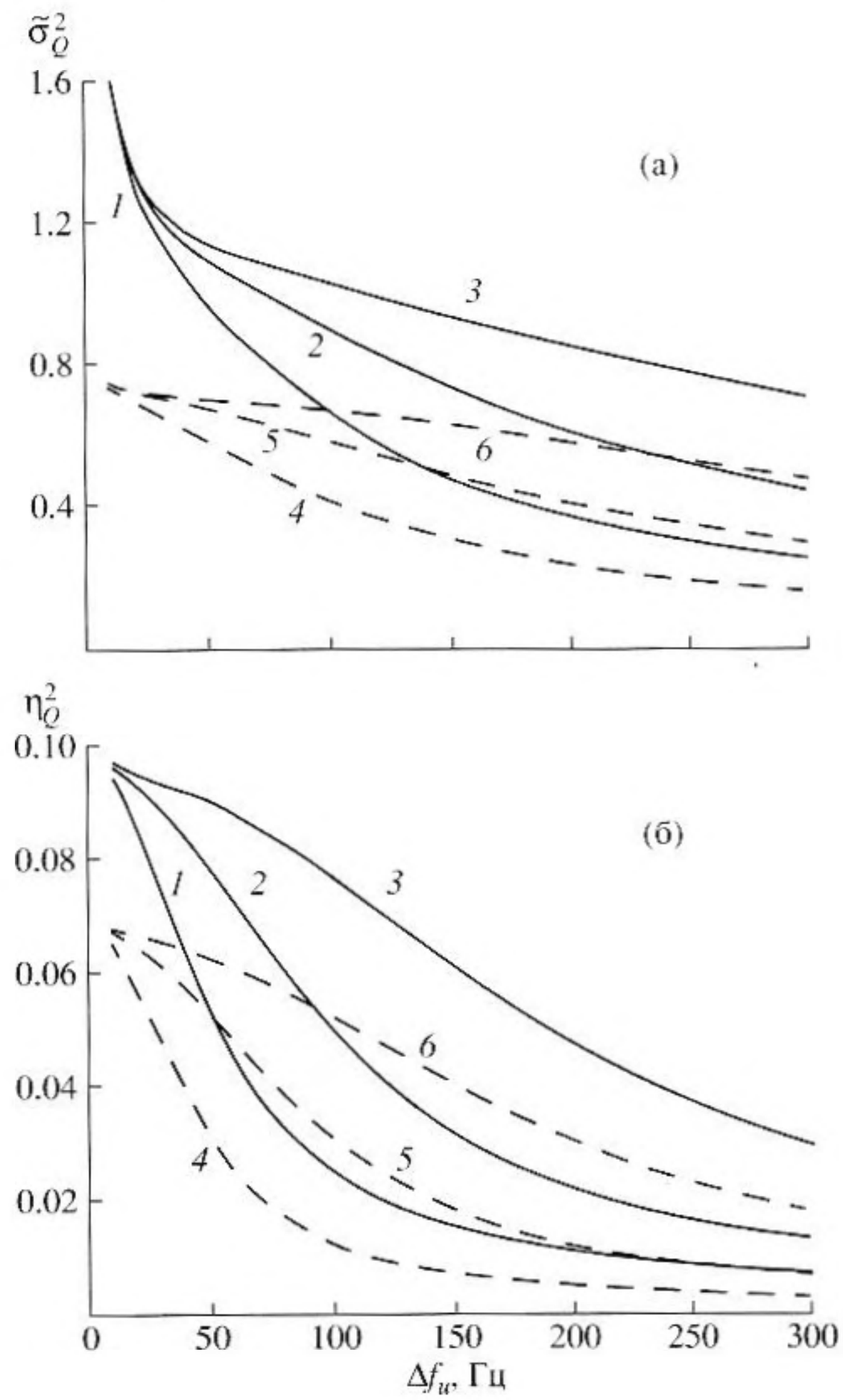

Рис. 1. Зависимости нормированной дисперсии флуктуаций шумоподобных сигналов на выходе корреляционного приемника $\tilde{\sigma}_Q^2$ (а) и квадрата коэффициента вариации выходного эффекта корреляционного приемника η_Q^2 (б) от ширины полосы излучаемых сигналов Δf_u в случае слабых флуктуаций для различных значений масштаба частотной корреляции Δf_{P2} (одномасштабная модель) и времени интегрирования T при введении временно́й задержки на время распространения некогерентной части сигнала $t_d = R_0/c_s + \Delta t_d/2$ (а) и когерентной его части $t_d = R_0/c_s$ (б). *1, 4* – $\Delta f_{P2} = 50$ Гц; *2, 5* – $\Delta f_{P2} = 100$ Гц; *3, 6* – $\Delta f_{P2} = 200$ Гц; *1, 2, 3* – $T = 0.1$ с; *4, 5, 6* – $T = 2$ с.

суммы интегралов $\tilde{\sigma}_Q^2 = K_{\Delta Q}(0, \Delta t_d)(2R_0^2/\sigma_u^4) = \sum_{n=1}^{6} M_{n0} J_{n0}$ при введении задержки на время распространения сигнала ($t_d = R_0/c_s$), где $J_{n0} = \frac{2N}{T}\int_0^T \left(1 - \frac{\tau}{T}\right)\exp(-a_n\tau^2)\cos(b_n\tau)d\tau$. Значения параметров a_n и b_n приведены в (6), а множители M_{n0}

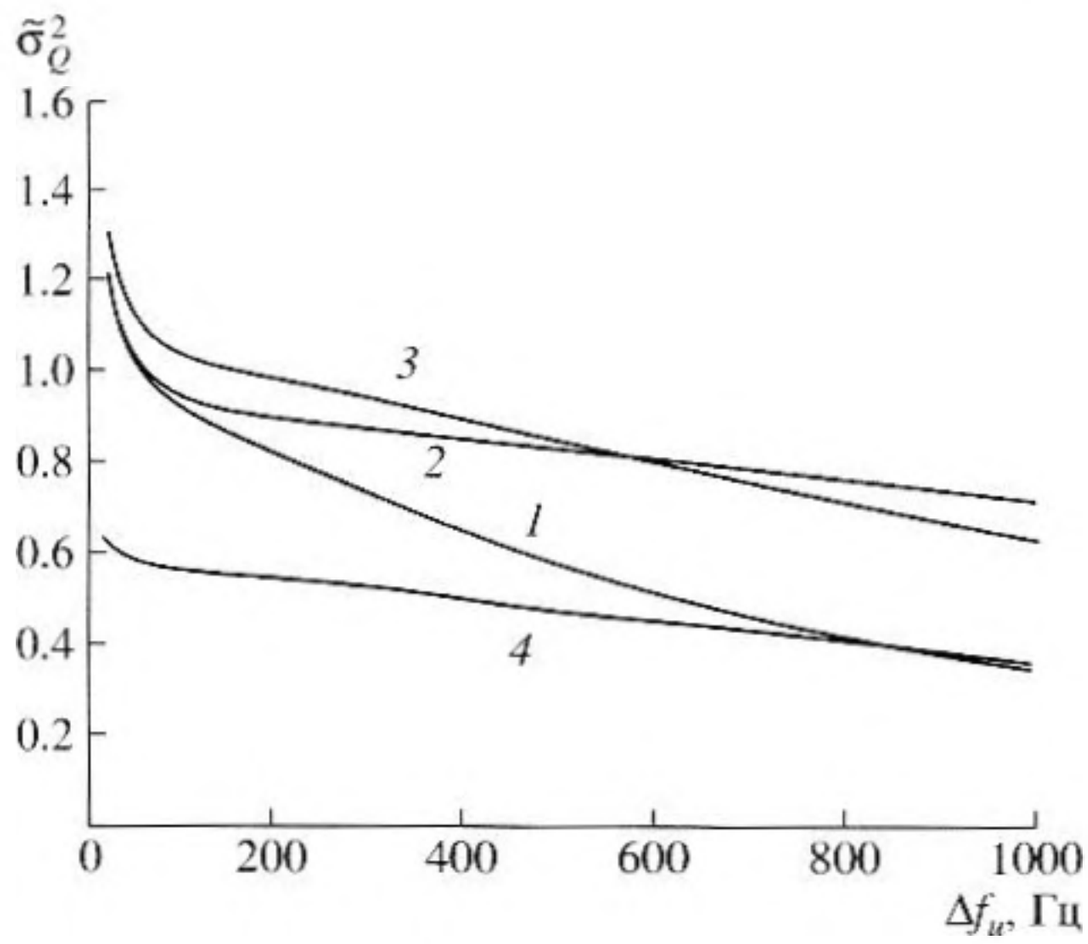

Рис. 2. Зависимость нормированной дисперсии флуктуаций выходного эффекта корреляционного приемника $\tilde{\sigma}_Q^2$ от ширины полосы излучаемого шумоподобного сигнала Δf_u в случае сильных флуктуаций для одномасштабной модели частотной корреляции при различных значениях масштаба частотной корреляции флуктуаций передаточной функции Δf_{P2}, несущей частоты f_0, временнóго масштаба корреляции флуктуаций передаточной функции Δt_{P0} и времени интегрирования T: *1* – Δf_{P2} = 300 Гц, f_0 = 3 кГц, Δt_{P0} = = 0.1 с, T = 0.1 с; *2* – Δf_{P2} = 1 кГц, f_0 = 10 кГц, Δt_{P0} = 0.1 с, T = 0.1 с; *3* – Δf_{P2} = 600 Гц, f_0 = 4.8 кГц, Δt_{P0} = 0.2 с, T = = 0.1 с; *4* – Δf_{P2} = 600 Гц, f_0 = 4.8 кГц, Δt_{P0} = 0.2 с, T = 0.5 с.

совпадают с множителями M_n из (6), если в последних положить $H_1 = 0$, $H_2 = 0$. Отметим, что в данном случае времена прихода когерентной и некогерентной составляющей сигнала практически совпадают. При заданных в расчетах значениях масштабов корреляции Δf_{P2} и центральной частоты f_0 параметр Рэлея составляет $\Phi_0 = 14.1$ для f_0 = 3 кГц и f_0 = 10 кГц и $\Phi_0 = 11.3$ для f_0 = 4.8 кГц, а период волнения T_ζ, равный $T_\zeta \simeq \sqrt{2}\,\pi\Phi_0\Delta t_{P0}$, составляет примерно 6.3 с для Δt_{P0} = 0.1 с, $\Phi_0 = 14.1$ и 10 с для Δt_{P0} = 0.2 с, $\Phi_0 = 11.3$. Как видно из приведенных на рис. 2 зависимостей, при выбранных значениях параметров эффект частотного усреднения в полосе частот до 1 кГц невелик. Исключение составляет кривая *1* для Δf_{P2} = 300 Гц, когда при расширении полосы шумоподобного излучения до 1 кГц НДФ снижается примерно до 0.35. В интервале Δf_u = 600–1000 Гц значения $\tilde{\sigma}_Q^2$, рассчитанные численным путем и по приближенной формуле, приведенной в [5], отличаются на 8–9%. Значения $\tilde{\sigma}_Q^2$, превышающие 1, обусловлены, как и в случае слабых флуктуаций, недоусреднением флуктуаций исходного шумоподобного сигнала при недостаточно большом времени интегрирования. Кривая *4* в сравнении с кривой *3* иллюстрирует временнóе усреднение флуктуаций при увеличении времени интегрирования с 0.2 с до 0.5 с при Δt_{P0} = 0.2 с.

На рис. 3, 4 приведены результаты численных расчетов для двухмасштабной модели частотной корреляции сильных флуктуаций. Для численного интегрирования было использовано выражение (8), справедливое при выполнении условий (7), т.е. при существенном усреднении флуктуаций исходного шумоподобного сигнала. В этом случае НДФ приближенно равна $\tilde{\sigma}_Q^2 = K_{\Delta Q}(0, \Delta t_d = R_0/c_s)(2R_0^2/\sigma_u^4) \simeq M_{10}\tilde{J}_{10}$, где $M_{10} = 0.5\sigma_u^{-4}R_0^{-2}\gamma_{up}$, $\tilde{J}_{10} = \tilde{J}_1(\Delta t = 0)$. На рис. 3 представлены зависимости НДФ $\tilde{\sigma}_Q^2$ от ширины полосы шумоподобного излучения Δf_u при различных значениях масштабов частотной корреляции Δf_{P1} и Δf_{P2} и различных значениях отношения временнóго масштаба корреляции Δt_{P0} к времени интегрирования T для более широкой области изменения параметров по сравнению с областью применимости приближенных формул (11) и (12). По приведенным кривым можно составить представление о частотном усреднении при различных соотношениях между масштабами частотной корреляции и шириной полосы излучаемых сигналов. При увеличении ширины полосы с 20–40 Гц до 600 Гц НДФ уменьшается в 2–6 раз. При уменьшении масштаба корреляции Δf_{P1} с 300 Гц до 30 Гц для Δf_{P2} = 300 Гц и Δf_u = 600 Гц НДФ уменьшается примерно в 2 раза (кривые *1–3* на рис. 3а). Для той же ширины полосы Δf_u такое же уменьшение масштаба корреляции Δf_{P1} при Δf_{P2} = 100 Гц приводит к уменьшению НДФ примерно в 1.5 раза (кривые *4–6* на рис. 3а). При наличии некоторого временнóго усреднения флуктуаций (для времени интегрирования, равного масштабу временнóй корреляции Δt_{P0}) уменьшение Δf_{P1} с 300 Гц до 30 Гц для Δf_{P2} = 300 Гц и Δf_u = 600 Гц приводит к несколько меньшему усреднению флуктуаций – примерно в 1.7 раза (кривые *7–9* на рис. 3б). Эффект частотного усреднения слабо выражен при времени интегрирования, превышающем масштаб временной корреляции Δt_{P0} в 4 раза (кривые *10–12* на рис. 3б). Эффект временного усреднения флуктуаций сильнее выражен при малых значениях ширины полосы излучения и больших значениях масштабов частотной корреляции (случай быстрых общих замираний), что видно из сравнения кривых *7–9* и *10–12* на рис. 3б.

На рис. 4 проводится сопоставление результатов численных расчетов с приближенными аналитическими выражениями (11) и (12) для дисперсии флуктуаций $\tilde{\sigma}_Q^2$ в области изменения

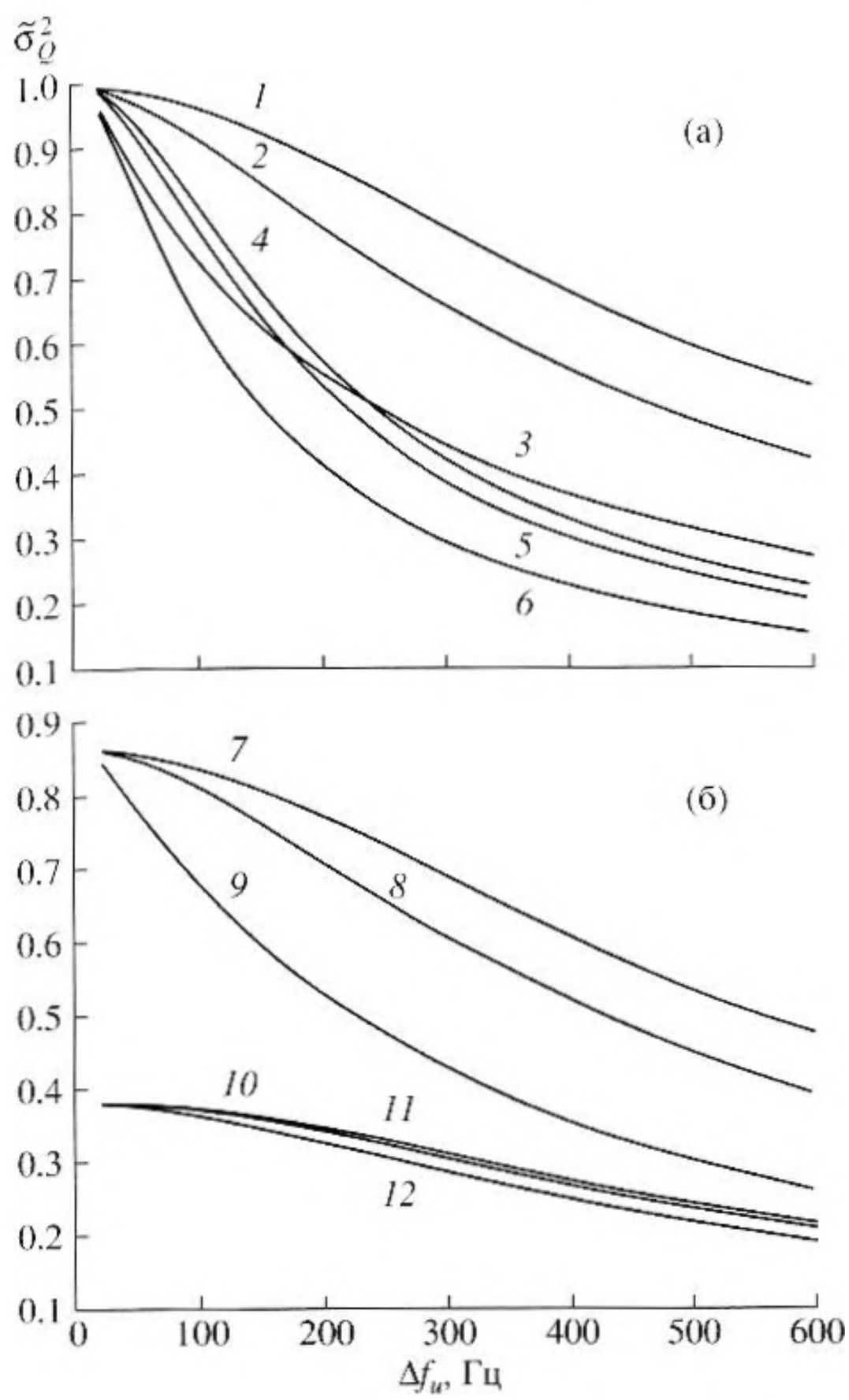

Рис. 3. Зависимость нормированной дисперсии флуктуаций $\tilde{\sigma}_Q^2$ от ширины полосы излучаемого шумоподобного сигнала Δf_u в случае сильных флуктуаций для двухмасштабной модели частотной корреляции. (а) $\Delta t_{P0}/T = 4$; *1* – $\Delta f_{P1} = \Delta f_{P2} = 300$ Гц; *2* – $\Delta f_{P1} = 100$ Гц, $\Delta f_{P2} = 300$ Гц; *3* – $\Delta f_{P1} = 30$ Гц, $\Delta f_{P2} = 300$ Гц; *4* – $\Delta f_{P1} = 300$ Гц, $\Delta f_{P2} = 100$ Гц; *5* – $\Delta f_{P1} = \Delta f_{P2} = 100$ Гц; *6* – $\Delta f_{P1} = 30$ Гц, $\Delta f_{P2} = 100$ Гц; (б) $\Delta f_{P2} = 300$ Гц; *7* – $\Delta f_{P1} = 300$ Гц, $\Delta t_{P0}/T = 1$; *8* – $\Delta f_{P1} = 100$ Гц, $\Delta t_{P0}/T = 1$; *9* – $\Delta f_{P1} = 30$ Гц, $\Delta t_{P0}/T = 1$; *10* – $\Delta f_{P1} = 300$ Гц, $\Delta t_{P0}/T = 0.25$; *11* – $\Delta f_{P1} = 100$ Гц, $\Delta t_{P0}/T = 0.25$; *12* – $\Delta f_{P1} = 30$ Гц, $\Delta t_{P0}/T = 0.25$.

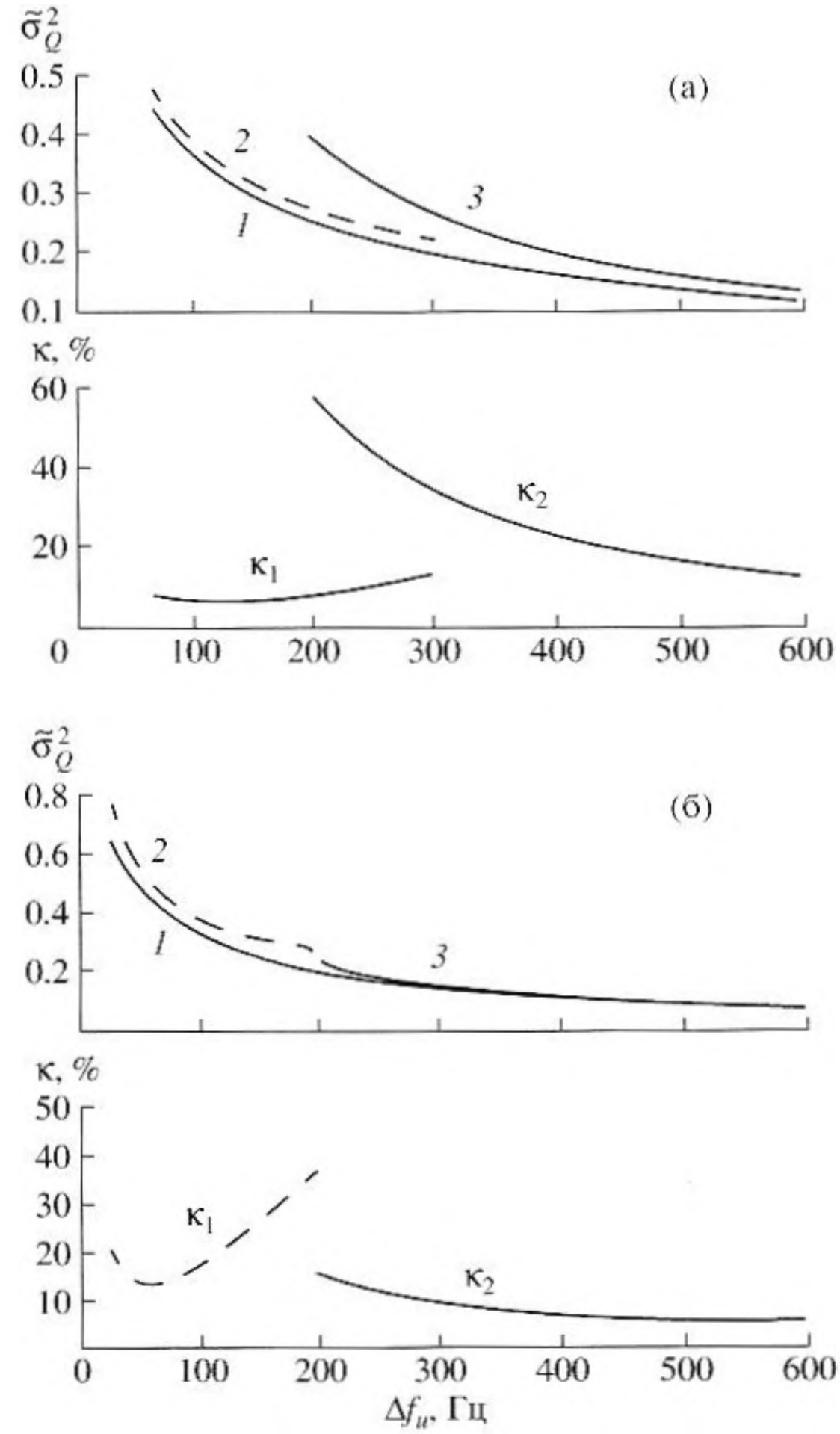

Рис. 4. Сравнение результатов численного интегрирования (кривая *1*) с расчетами по приближенным формулам (12) (кривая *2*) и (11) (кривая *3*) для случая сильных флуктуаций и двухмасштабной модели частотной корреляции при $\Delta f_{P1} = 5$ Гц, $\Delta t_{P0}/T = 4$. κ_1 и κ_2 – относительные ошибки в % оценок $\tilde{\sigma}_Q^2$ по приближенным формулам (12) и (11). (а) $\Delta f_{P2} = 300$ Гц, (б) $\Delta f_{P2} = 100$ Гц.

параметров, несколько превышающей область применимости этих выражений. Время интегрирования выбрано достаточно малым по сравнению с масштабом временнóй корреляции Δt_{P0}, чтобы временнóе усреднение флуктуаций было незначительным. Наряду с зависимостями $\tilde{\sigma}_Q^2(\Delta f_u)$ приведены аналогичные зависимости относительных ошибок κ_1 и κ_2 (в процентах) оценок НДФ $\tilde{\sigma}_{Q1}^2$ и $\tilde{\sigma}_{Q2}^2$ по приближенным формулам (12) и (11) соответственно: $\kappa_{1,2} = [(\tilde{\sigma}_{Q1,2}^2/\tilde{\sigma}_Q^2) - 1] \times 100$. Здесь через $\tilde{\sigma}_Q^2$ обозначена НДФ, полученная путем численных расчетов. По сравнению с результатами численных расчетов формула (12) дает завышенные на 6–13% значения в интервале $\Delta f_u = 100$–300 Гц при $\Delta f_{P1} = 5$ Гц, $\Delta f_{P2} = 300$ Гц (рис. 4а). В интервале $\Delta f_u = 300$–600 Гц для этих же значений масштабов частотной корреляции разница между результатами расчетов по формуле (11) и

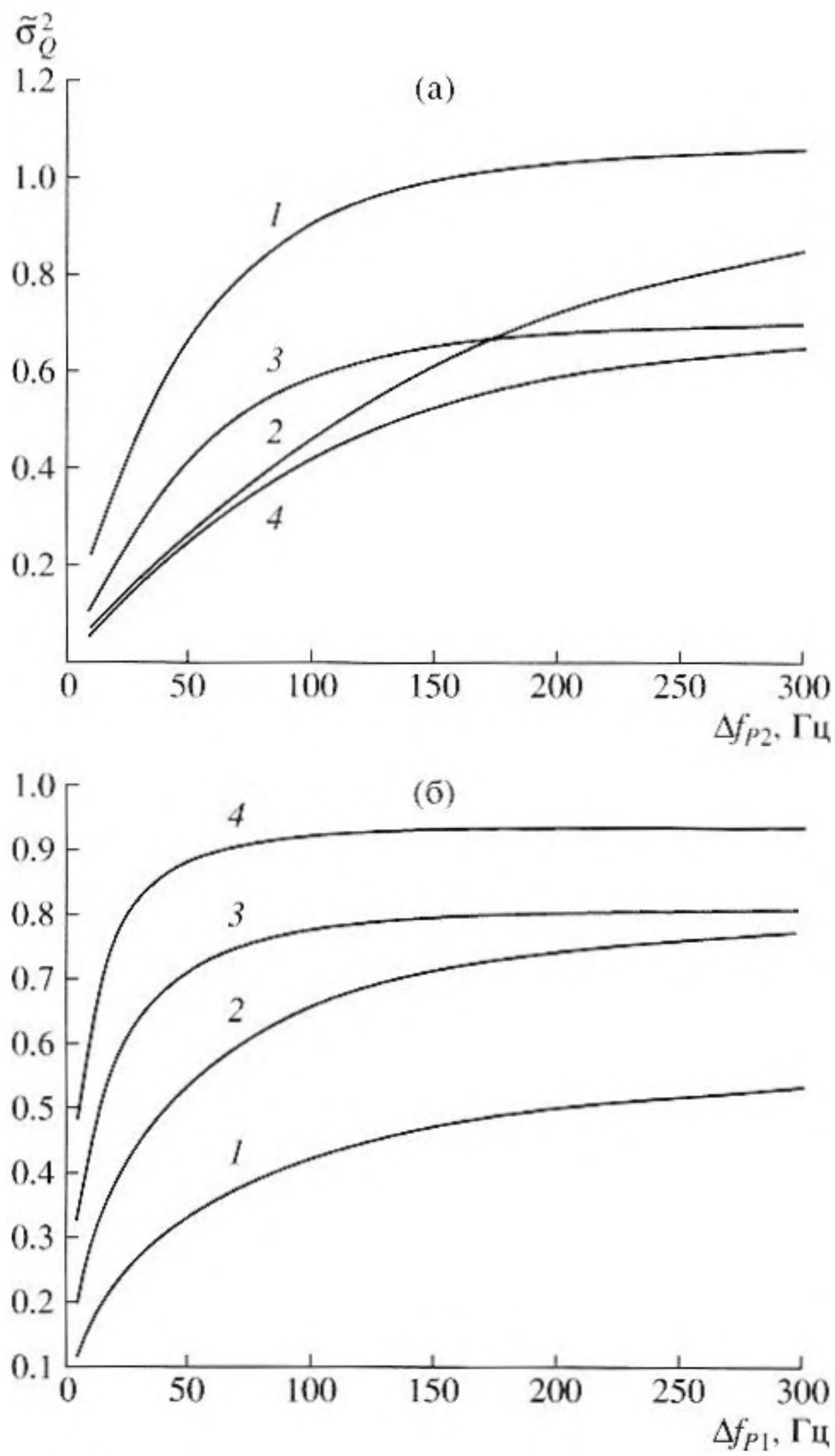

Рис. 5. Зависимости нормированной дисперсии флуктуаций шумоподобных сигналов на выходе корреляционного приемника $\tilde{\sigma}_Q^2$ от масштаба частотной корреляции Δf_{P2} (одномасштабная модель) для случая слабых флуктуаций (а) и от масштаба частотной корреляции Δf_{P1} (двухмасштабная модель) для случая сильных флуктуаций (б) при различных значениях ширины полосы излучаемых сигналов Δf_u, времени интегрирования T, масштаба временной корреляции Δt_{P0} и второго масштаба частотной корреляции Δf_{P2}. (а) $t_d = R_0/c_s + \Delta t_d/2$; *1* – $\Delta f_u = 100$ Гц, $T = 0.1$ с; *2* – $\Delta f_u = 300$ Гц, $T = 0.1$ с; *3* – $\Delta f_u = 100$ Гц, $T = 2$ с; *4* – $\Delta f_u = 300$ Гц, $T = 2$ с. (б) $t_d = R_0/c_s$, $\Delta t_{P0}/T = 4$; *1* – $\Delta f_u = 600$ Гц, $\Delta f_{P2} = 300$ Гц; *2* – $\Delta f_u = 300$ Гц, $\Delta f_{P2} = 300$ Гц; *3* – $\Delta f_u = 100$ Гц, $\Delta f_{P2} = 100$ Гц; *4* – $\Delta f_u = 50$ Гц, $\Delta f_{P2} = 100$ Гц.

численных расчетов уменьшается при увеличении Δf_u с 35% до 13%. Для $\Delta f_{P1} = 5$ Гц, $\Delta f_{P2} = 100$ Гц эта разница (относительная ошибка) уменьшается примерно с 16% при $\Delta f_u = 200$ Гц до 6% при $\Delta f_u = 600$ Гц (рис. 4б). При увеличении первого масштаба частотной корреляции до 30 Гц относительные ошибки расчетов по приближенной формуле (11) в интервале $\Delta f_u = 300$–600 Гц несколько возрастают (до 28–23%) при $\Delta f_{P2} = 300$ Гц и существенно увеличиваются (до 22–30%) при $\Delta f_{P2} = 100$ Гц. Сравнение численных и приближенных аналитических расчетов показало, что приближенными выражениями (12) и (11) с достаточно высокой точностью (не хуже 10%) можно пользоваться соответственно в области $\Delta f_u/\Delta f_{P2} \lesssim 1$ при $\Delta f_u/\Delta f_{P1} > 15$–$20$ и в области $(\Delta f_u/\Delta f_{P1})^2 \gg 1$ при $(\Delta f_u/\Delta f_{P2})^2 > 10$–$15$.

Приведенные на рис. 1–4 кривые дают возможность оценить частотное усреднение флуктуаций в зависимости от ширины полосы шумоподобного сигнала в широкой области изменения параметров и, в частности, для различной величины масштабов частотной корреляции. Представляют интерес также зависимости эффекта частотного усреднения от масштабов частотной корреляции при заданных значениях ширины полосы сигналов. Такие зависимости, рассчитанные как для слабых, так и для сильных флуктуаций, представлены на рис. 5. В случае слабых флуктуаций (рис. 5а) НДФ нарастает, а эффект частотного усреднения соответственно снижается при увеличении масштаба корреляции Δf_{P2} примерно до 100–150 Гц для $\Delta f_u = 100$ Гц и до 300 Гц для $\Delta f_u = 300$ Гц, т.е. в области $\Delta f_{P2} \lesssim \Delta f_u$. При бóльших значениях Δf_{P2} НДФ практически не зависит от масштаба частотной корреляции (область дружных флуктуаций). Увеличение времени интегрирования с 0.1 с до 2 с приводит к дополнительному уменьшению НДФ из-за временнóго усреднения флуктуаций. В случае сильных флуктуаций (рис. 5б) эффект частотного усреднения наиболее значителен для наибольшей ширины полосы ($\Delta f_u = 600$ Гц) при $\Delta f_{P2} = 300$ Гц (кривая *1*) и слабее всего выражен для наименьшей ширины полосы (50 Гц) при $\Delta f_{P2} = 100$ Гц (кривая *4*). В последнем случае существенное усреднение флуктуаций происходит лишь при $\Delta f_{P2} = 5$–10 Гц. В полосе 100 Гц для $\Delta f_{P2} = 100$ Гц заметное усреднение имеет место при $\Delta f_{P1} < 50$ Гц (кривая *3*).

В связи с тем, что масштабы частотной корреляции флуктуаций зависят от многих параметров, связанных с характеристиками взволнованной поверхности и взаиморасположением источника и приемника, рассчитанные зависимости НДФ от величины масштабов частотной корреляции при различной ширине полосы шумоподобных сигналов могут быть использованы для оценок одних параметров при известных значениях других. На основе полученных результатов можно сделать ряд заключений применительно к практическим приложениям, например – к условиям звукоподводной связи при взаимно-корреляционном приеме передаваемой информации. Поскольку в рас-

смотренном случае малых углов рассеяния масштабы частотной корреляции передаточной функции канала для характерных значений параметров в реальных условиях обратно-пропорциональны расстояниям вдоль луча от источника и приемника до точки зеркального отражения от средней плоскости, то, к примеру, степень частотного усреднения флуктуаций однократно отраженных от взволнованной поверхности океана сигналов в зоне геометрической тени для двукратно отраженных от выровненного дна океана сигналов будет значительно выше, чем для сигналов, однократно отраженных от дна. По той же причине флуктуации шумоподобных сигналов, приходящих снизу, будут выше, чем для сигналов, приходящих сверху.

Таким образом, в работе получены выражения, определяющие эффект частотного усреднения сильных флуктуаций акустических сигналов, отраженных от взволнованной водной поверхности, на выходе корреляционного приемника для обобщенной двухмасштабной модели функции частотной корреляции флуктуаций. Приведены результаты численных расчетов для случаев слабых и сильных флуктуаций при различных значениях ширины полосы шумоподобного излучения, масштабов частотной и временнóй корреляции флуктуаций передаточной функции и времени интегрирования в широкой области изменения параметров. По результатам численных расчетов получены уточненные оценки пределов применимости приближенных аналитических выражений. Уточнен вклад недоусредненных флуктуаций исходного шумоподобного сигнала при недостаточно больших значениях произведения ширины полосы сигнала и времени интегрирования. Полученные результаты могут быть использованы при выборе характеристик зондирующих сигналов в системах гидроакустического мониторинга акваторий. Работа была начата при финансовой поддержке РФФИ (проект № 96-02-18430-а).

ПРИЛОЖЕНИЕ

После разложения функции $(\sin y/y)^2$ в ряд, замены $y^2 = x$ и почленного интегрирования в (8) будем иметь

$$\tilde{J}_1 \simeq 2\pi^{-1/2}\varepsilon^{-1}\cos(2\pi f_0\Delta t)\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n\frac{2^{2n}}{(2n+2)!}\times \tag{П1}$$
$$\times\left[(2\tilde{A})^{-n/2-1/4}\Gamma\left(n+\frac{1}{2}\right)\exp\left(\frac{Z^2}{4}\right)D_{-n-1/2}(Z)\right],$$

где $\Gamma(\cdot)$ – гамма-функция, $D_{-n-1/2}(Z)$ – функция параболического цилиндра, которую можно записать в виде

$$D_{-\nu}(Z) = D_{-\nu}(\tilde{B}/\sqrt{2\tilde{A}}) = (2\tilde{A})^{\nu/2}\Gamma^{-1}(\nu)\times$$
$$\times\exp[-\tilde{B}^2/(8\tilde{A})]\int_0^{\infty}x^{\nu-1}\exp(-\tilde{A}x^2-\tilde{B}x)dx, \tag{П2}$$
$$\nu = n + 1/2.$$

При выполнении условия $\sqrt{2\tilde{A}} \gg 1$ можно ограничиться в (П1) первым членом ряда с $n = 0$. Тогда получаем выражение (9). Пользуясь асимптотическим представлением функции $D_{-1/2}(Z)$ при $Z = B/\sqrt{2A} \gg 1$, в первом приближении будем иметь $D_{-1/2}(Z) \simeq \exp(-Z^2/4)Z^{-1/2}$ и $\tilde{J}_1 \simeq B^{-1/2}\cos(2\pi f_0\Delta t)$. Одновременное выполнение неравенств $\sqrt{2\tilde{A}} = \sqrt{2A}\,(\Delta t_{P0}/T)^2 \gg 1$ и $B/\sqrt{2A} \gg 1$ возможно только при малых временах интегрирования, когда $(\Delta t_{P0}/T)^2 \gg 1$, для $\Delta f_u \ll \Delta f_{P1}$, если $(\Delta f_u/\Delta f_{P2})^2 \lesssim 1$, и для $\Delta f_{P2} \ll \Delta f_{P1}$, если $(\Delta f_u/\Delta f_{P2})^2 \gg 1$. В этом случае при $\tau_d = 0$, $|\Delta t| \lesssim 5(\pi\Delta f_u)^{-1}$ (область корреляционного максимума) $B \simeq 1$ и в результате приходим к выражению для временнóй корреляционной функции $K_{\Delta Q}$, которое соответствует рассмотренной в [5] одномасштабной модели частотной корреляции:

$$K_{\Delta Q}(\Delta t, \tau_d = 0) \simeq M_1\tilde{J}_1 \simeq$$
$$\simeq 0.5\sigma_u^4R_0^{-2}[1 + 0.5(\Delta f_u/\Delta f_{P2})^2]^{-1/2}\times$$
$$\times\exp[-\pi^2(\Delta f_u\Delta t)^2(1+\gamma_{up}^2)/4].$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Гулин Э.П.* Характеристики шумоподобного сигнала на выходе корреляционного приемника при распространении волн в средах со случайными параметрами // Труды VIII Всесоюзной акустической конференции. М.: 1973. Секция Л.
2. *Bourennane S., Bendjama A., Sessarego J.P.* Propagator methods for finding wideband sours parameters //Appl. Acoust. 2002. V. 63. № 3. P. 253–283.
3. *Soares C., Jesus H.J.* Broadband matched – field processing: Coherent and incoherent approaches // J. Acoust. Soc. Amer. 2003. V. 113. № 5. P. 2587–2598.
4. *Журавлев В.А., Мазаников А.А., Неронов А.Н.* Об использовании широкополосных сигналов в задачах акустического мониторинга гидробионтов // Акуст. журн. 2004. Т. 50. № 3. С. 384–388.
5. *Гулин Э.П.* Флуктуации шумоподобных сигналов, отраженных от взволнованной поверхности, на выходе корреляционного приемника // Акуст. журн. 2005. Т. 51. № 6. С. 749–758.

6. *Гулин Э.П.* Частотно-пространственно-временная корреляция волнового поля, рассеянного неровной поверхностью // Труды института. Акустический институт. М.: 1967. Вып. II. С. 49–70.

7. *Гулин Э.П.* Корреляция волнового поля, рассеянного взволнованной водной поверхностью // Изв. высш. учеб. завед. Радиофизика. 1970. Т. 13. № 3. С. 401–411.

Frequency Averaging of Fluctuations in the Cross-Correlation Reception of Noiselike Signals Reflected from a Rough Sea Surface

V. F. Baranov, T. I. Gerasimova, and E. P. Gulin

Andreev Acoustics Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Shvernika 4, Moscow, 117036 Russia
e-mail: bvp@akin.ru

Abstract—For noiselike signals reflected from a rough sea surface and received by a correlation receiver, the effect achieved at the receiver output as a result of frequency averaging of signal fluctuations is considered. Expressions characterizing the effect of frequency averaging are derived by using the generalized two-scale model describing the frequency correlation of strong fluctuations of the transfer function. Results of numerical calculations for the variance of fluctuations at the output of the correlation receiver are presented for different relative values of the frequency bandwidth of noiselike signals and the frequency correlation scales for the cases of both weak and strong fluctuations.