

Таким образом, в работе предложена дополнительная схема расчета локального коэффициента сопротивления, основанная на его осреднении по отдельным участкам трубопровода. Получены специальные разностные уравнения, моделирующие течение газа в местах ветвления магистрального трубопровода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гусейнзаде М. А., Другина Л. И., Петрова О. Н., Степанова М. Ф. Гидродинамические процессы в сложных трубопроводных системах. М., 1991.
2. Чарный И. А. Неустановившееся движение реальной жидкости в трубах. М., 1975.
3. Сухарев М. Г., Ставровский Е. Р. Расчеты систем транспорта газа с помощью вычислительных машин. М., 1971.
4. Седов Л. И., Черный Г. Г. Осреднение неравномерных потоков газа в каналах. Теоретическая гидромеханика / Под ред. Л. И. Седова: Сб. статей. № 12. Вып. 4. М., 1954. С. 17–30.
5. Воеводин А. Ф., Сафин Р. И. Алгоритм численного расчета течения газа в системе труб с учетом местных сопротивлений // Числ. методы механики сплош. среды: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние ВЦ; Ин-т теорет. и прикл. механики. 1981. Т. 12. № 1. С. 20–29.
6. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные методы решения задач газовой динамики. М., 1992.
7. Юфин В. А., Мамедов А. И., Аллахвердиев В. А. Расчет переходных процессов в сложных разветвленных системах магистральных нефтепроводов с учетом влияния ударных волн // Изв. вузов. Нефть и газ. 1986. № 11. С. 69–73.

Павел Анатольевич СТАРОДУБЦЕВ —
кандидат технических наук, доцент
Тихоокеанского военно-морского института
имени С. О. Макарова (Владивосток)

К вопросу влияния среды распространения на параметры просветных акустических сигналов при проведении численного моделирования

УДК 551.465

АННОТАЦИЯ. В статье приводятся результаты модельных исследований влияния поверхностного волнения на стационарной трассе о. Сахалин — о. Итуруп на частотный спектр одно или двукратно рассеянной компоненты просветного акустического сигнала разного рода неоднородностями морской среды.

The author offers the results of modeling research implemented to the influence of the surface ocean waves between the islands of Sachalin and Iturup upon frequency spectrum of once or twice dispersed components of the discrete acoustic signal caused by heterogeneous meteorological, hydrodynamic and ocean processes.

Целью приведенных ниже результатов модельных исследований является изучение процесса влияния среды распространения на параметры тональных просветных акустических сигналов на стационарной трассе о. Сахалин — о. Итуруп.

Введение. Если ось подводного звукового канала (ПЗК) находится около поверхности моря или на малой глубине, близкой к 100 м, он считается полностью

или частично открытым к поверхности в любых сезонных условиях. При этом наряду с воздействием объемных нестационарных процессов просветные акустические сигналы испытывают эффекты рассеяния и на поверхностном волнении. Экспериментальные исследования в такой постановке дают данные для построения модели сигнала, одновременно учитывающей эффекты рассеяния на объемных и поверхностных нестационарных неоднородностях. Но существующие в настоящее время теоретические модели распространения просветного акустического сигнала на стационарной трассе рассматривают их по отдельности. Поэтому актуален вопрос о селекции указанных эффектов при анализе экспериментальных данных.

Основная часть. Достаточно наглядно такое разделение можно выполнить для тональных сигналов, используя различие характерных временных масштабов объемных флуктуаций и поверхностного волнения. Характерные частоты поверхностного волнения меняются в диапазоне 10^{-2} – 1 Гц, а частоты внутренних волн имеют диапазон 10^{-2} – 10^{-5} . Таким образом, можно считать, что флуктуации тонального сигнала в частотном интервале $10^{-2} < \Delta f < 1$ обусловлены рассеянием на поверхностном волнении, а более медленные флуктуации $\Delta f < 10^{-2}$ Гц внутренними волнами и другими нестационарными объемными процессами [1,3].

Соответственно этому флуктуирующий просветный акустический сигнал на стационарной трассе можно представить как совокупность высокочастотной компоненты (ВК), с характерными частотами флуктуации поверхностного волнения и низкочастотной компоненты (НК), обусловленной внутренними волнами и соответствующей диапазону спектра $\Delta f < 10^{-2}$ Гц. При этом поверхностное волнение, не влияя на форму спектра НК, оказывает прямое влияние на ее интегральную энергию [2].

Существует несколько подходов к описанию эффектов рассеяния просветных акустических сигналов в рефракционном волноводе, полностью или частично открытом к поверхности [2]. Первые подходы [2] основываются на лучевом представлении акустического поля. Вторые [2,4], при малых значениях параметра Релея, описываются эффектами рассеяния в рамках модового представления акустического поля. При этом распределение энергии рассеянной компоненты звуковых волн по частоте и номерам мод представляется уравнением переноса, что позволяет единообразно исследовать как эффекты однократного, так и эффекты многократного рассеяния.

Поскольку численное моделирование частотного спектра ВК было проведено в рамках модового подхода, изложим предварительно основные математические соотношения. Будем считать, что волновод с профилем $C(z)$ имеет верхнюю границу $z = \xi(r, t)$. Поле давления квазимонохроматической волны с центральной частотой ω_0 разложим по ортогональным собственным функциям волновода с плоской границей $z = 0$, т. е.

$$P = \sum_n \int b_{n,\omega} \exp(i\omega t) d\omega * \varphi_n(z) H_0^{(1)}(k_n r), \quad (1)$$

где: собственные функции φ_n и волновые числа k_n соответствуют частоте излучения ω_0 . При многократном рассеянии когерентная компонента амплитуд нормальных мод $\langle b_{n\omega} \rangle$, соответствующая частоте ω_0 ($\langle s \rangle$ означает усреднение по ансамблю случайных смещений $\xi(r, t)$), затухает экспоненциально, т. е. $\langle b_{n\omega_0} \rangle = b_{n\omega_0}(0) \exp(-\gamma_n r)$. В случае волновода с плавным профилем $C(z)$ для декремента затухания получено сравнительно простое выражение [2,4].

$$\gamma_n = \frac{1}{k_n} \left(\frac{d\varphi_n}{dz} \right)^2 * \int_0^{k_0} d\eta \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \frac{\eta \sqrt{k_0^2 - \eta^2}}{|h_\eta|} B(k_0 - h_\eta, k_y), \quad (2)$$

где $d\varphi_n/dz$ — значение производной на свободной невозмущенной ($\xi = 0$) поверхности $k_0 = \omega/c(0)$, $h_\eta = (\eta^2 - |k_y|^2)^{1/2}$, $B(k_x, k_y)$, — спектр вертикальных смещений

границы ξ . Введем в рассмотрение спектральную плотность энергии мод $N_{n\omega}$ согласно $\langle b_{n\omega} b_{n\omega}^* \rangle = N_{n\omega} \delta(\omega - \omega')$.

На основании уравнения переноса для частотно углового спектра нормальных мод [2,4] можно получить замкнутые уравнения переноса для $N_{n\omega}$ в виде

$$\frac{dN_{n\omega}}{dr} = \sum_n \int d\omega' W_{n\omega}^{n'\omega'} N_{n'\omega'} - 2\gamma_n N_{n\omega}, \quad (3)$$

где $W_{n\omega}^{n'\omega'}$ — вероятность перехода, характеризующая обмен энергии между модами вследствие рассеяния на нерегулярной границе. Учтем, что пространственно-временной спектр волнения имеет вид:

$$B(\vec{k}, \Omega) = B(k) \delta(\Omega \pm g \sqrt{k_x^2 + k_y^2}).$$

Тогда для вероятности перехода $W_{n\omega}^{n'\omega'}$ можно получить выражение [3]

$$W_{n\omega}^{n'\omega'} = \frac{\pi}{2k_n k_{n'}} \left(\frac{d\varphi_n}{dz} \right)^2 \left(\frac{d\varphi_{n'}}{dz} \right)^2 \frac{B(|\omega - \omega'|, \beta) + B(|\omega - \omega'|, -\beta)}{\sqrt{\frac{(\omega - \omega')^4}{g^2} - (k_n - k_{n'})^2}}, \quad (4)$$

$$\beta = \arccos \left(\frac{(k_n - k_{n'})g}{(\omega - \omega')^2} \text{sign}(\omega - \omega') \right).$$

При этом необходимо выполнение условия $(\omega - \omega')^2 > g|k_n - k_{n'}|$, в противном случае $W_{n\omega}^{n'\omega'} = 0$. В этом выражении $B(|\Omega|, \varphi)$ есть частотно-угловой спектр волнения,

нормированный согласно выражения $\int_0^\infty d\Omega \int_0^{2\pi} B(|\Omega|, \varphi) d\varphi = \langle \xi^2 \rangle$.

Наряду с прямым численным интегрированием переноса (3) возможны различные методы его приближенного решения. Наиболее наглядно разложение по степеням кратности рассеяния

$$N_{n\omega}(r) = N_n(0) \delta(\omega - \omega_0) + r \sum_n W_{n\omega}^{n'\omega'} N_{n'}(0) + \frac{r^2}{2} \sum_{n n'} \int d\omega' W_{n\omega}^{n'\omega'} W_{n'\omega'}^{n''\omega''} N_{n''}(0) + \dots, \quad (5)$$

где в качестве исходного рассматривается монохроматический сигнал с частотой ω_0 и распределением по модам $N_n(0)$. Чтобы получить в явном виде частотный спектр рассеянной компоненты просветного акустического сигнала на разного рода неоднородностях, приведем приближенное выражение для первых членов этого ряда, когда частотно-угловой спектр волнения сосредоточен вблизи α_0 , причем ширина

спектра Δ и частота максимума Ω^* удовлетворяет условию $\Delta \left| \frac{dP}{dk_p} \right| \sin \alpha_0 \frac{\Omega^2}{g} \ll P_0$, где

P_0 — характерный масштаб изменения по номеру моды величин давления рассеянной компоненты монохроматического сигнала.

В этом случае для однократно рассеянной компоненты поля приближенное суммирование в (5) приводит к выражению

$$N_{n,\omega_0+\Omega}^{(1)} = \frac{\pi}{4k_n k_{n'}} \left(\frac{d\varphi_n}{dz} \right)^2 \left(\frac{d\varphi_{n'}}{dz} \right)^2 \left| \frac{dn'}{dk_{n'}} \right| N_{n'}(0) B(\Omega), \quad (6)$$

$$B(\Omega) = \int_0^{2\pi} B(|\Omega|, \varphi) d\varphi.$$

Значение n' находится из уравнения $k_{n'} = k_n - \Omega^2 g^{-1} \cos \alpha_0 \text{sign} \Omega$. Аналогичным образом для двукратно рассеянной компоненты имеем:

$$N_{n, \omega_0 + \Omega}^{(2)} = \frac{\pi^2 r^2}{32 k_n^2 k_{n'} k_{n''}} \left(\frac{d\varphi_n}{dz} \right) \left(\frac{d\varphi_{n''}}{dz} \right) \left(\frac{d\varphi_{n'}}{dz} \right)^2 \left| \frac{dn'}{dk_{n'}} \right| \int B(\omega' - \Omega) B(\omega') d\omega'. \quad (7)$$

Здесь n', n'' связаны уравнениями $k_{n''} = k_{n'} - \omega'^2 g^{-1} \cos \alpha_0 \text{sign} \omega'$, $k_{n'} = k_n + (\Omega - \omega')^2 g^{-1} \cos \alpha_0 \text{sign}(\omega' - \Omega)$. Из этих выражений следует, что спектр однократно рассеянной компоненты просветного акустического сигнала для волнения с относительно узким частотно-угловым спектром близок по форме к частотному спектру волнения. При этом спектр сигнала в общем случае несимметричен, т. е. амплитуды боковых полос спектра в области $\Omega > 0$ и $\Omega < 0$ различны.

Для спектра двукратно рассеянной компоненты сигнала характерно наличие максимумов вблизи нулевой частоты $\Omega \approx 0$ и удвоенной центральной частоты спектра волнения $|\Omega| \approx 2\Omega^*$, но опять же, спектр несимметричен, т. е. $N_n^{(2)}(\Omega) \neq N_n^{(2)}(-\Omega)$. Полная симметрия спектра просветного акустического сигнала (при условии симметрии углового спектра волнения относительно α_0) возникает лишь при $\alpha_0 = \frac{\pi}{2}$.

В этом случае, как это следует из выражений (6–7), спектр однократно рассеянной компоненты повторяет спектр волнения, а спектр двукратно рассеянной компоненты является сверткой спектров волнения [5].

Применение модового описания эффектов рассеяния на стационарной трассе предполагает наличие волновода с характеристиками, однородными вдоль трассы. В принципе, возможно обобщение приведенных выше результатов на волновод с регулярными изменениями по дистанции профиля скорости звука и глубины дна, но реализация их численными методами достаточно сложна. Вместе с тем очевидно, что в области материкового шельфа вблизи излучателя (о. Сахалин) и приемных гидрофонов (о. Итуруп), где наблюдаются уклоны дна порядка $5,7^\circ$, происходит эффективная трансформация энергии нормальных мод. Вследствие этого коэффициенты возбуждения мод в шельфе существенно отличаются от коэффициентов возбуждения точечным источником в волноводе с ровным дном. Этот эффект был учтен при численном моделировании. В то же время на основном участке трассы дно считалось ровным с глубиной $H = 3200$ м. Профиль скорости звука $C(z)$ для канала с зимней гидрологией, измеренной вблизи о. Итуруп и близкий к линейному, предполагался при моделировании постоянным вдоль всей трассы распространения просветного акустического сигнала. Профиль канала $C(z)$ для осенней гидрологии (за исключением прибрежной зоны о. Итуруп) существенно не менялся вдоль трассы и имел глубину оси $z_0 \approx 100 \div 140$ м. Для моделирования поля точечного источника в береговом шельфе использовался комплекс модовых программ «Горизонт» [3–5]. При этом шельф представлялся совокупностью большого числа (порядка 100) кусочно-однородных волноводов. В каждой из них поле рассчитывалось в рамках модовой программы, а при переходе через границу соседних волноводов вычислялись элементы матрицы трансформации мод. В итоге на выходе из шельфа получалось распределение акустического поля $P(z)$ для осенней и зимней гидрологии. Аналогичным образом (с использованием теоремы взаимности) рассчитывались коэффициенты трансформации мод в шельфе вблизи приемного (глубокого) гидрофона C_n' и соответствующие значения $N_n' = |C_n'|^2$. При этом предполагалось (на основании имеющихся данных), что определяющим типом грунта в шельфе является песок с

плотностью $\rho = 1.6 \text{ г/см}^2$, продольной скоростью звука $C_l = 1600 \text{ м/с}$ и коэффициентом затухания $\beta = 2,194 \times 10^{-3} \text{ дБ/км}$. Результаты расчетов нормированных значений и для осенней и зимней гидрологий приведены на рис. 1.

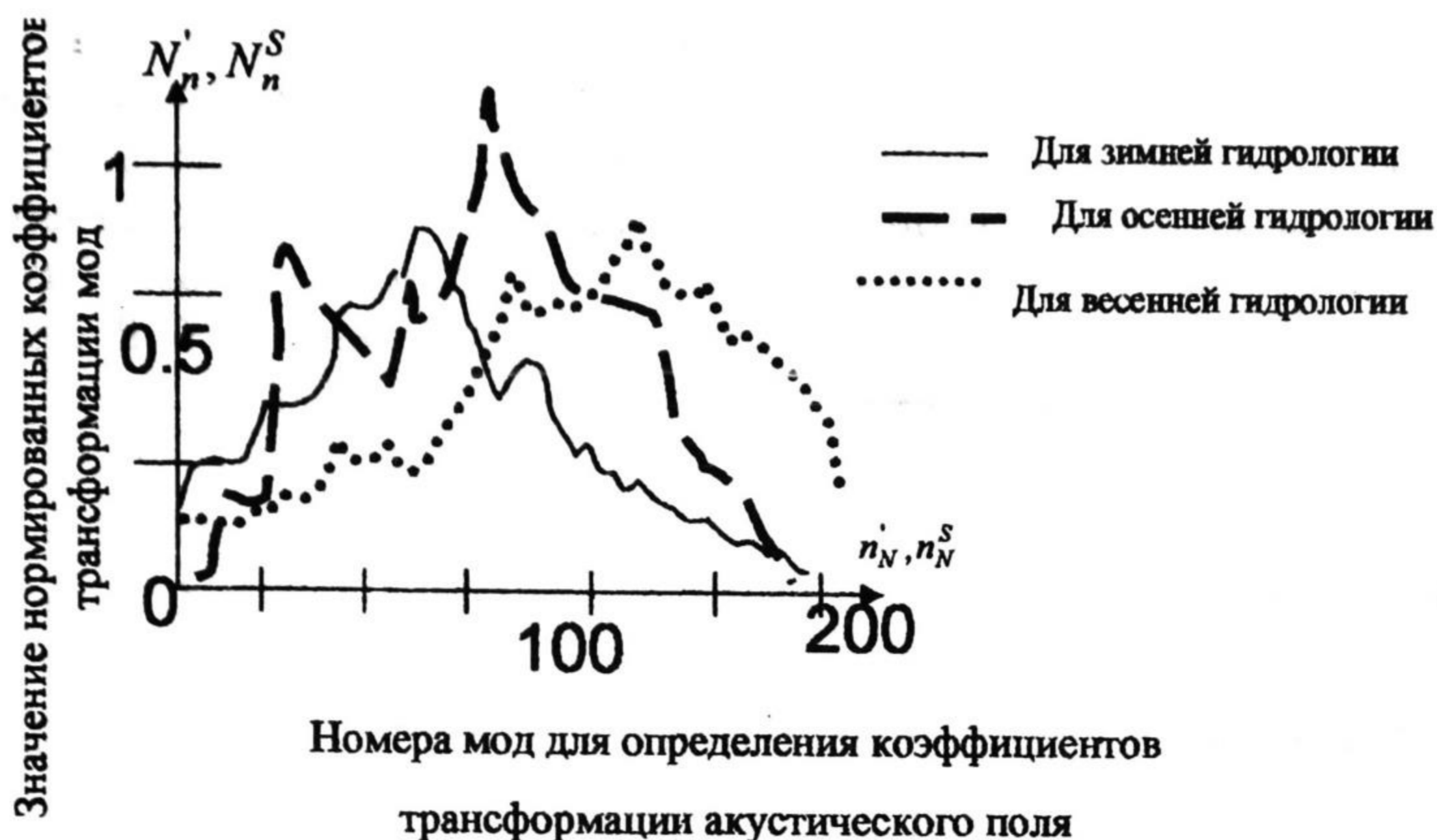


Рис. 1. Нормированные коэффициенты трансформации мод в шельфовых областях вблизи излучателя и приемника

При моделировании спектра ВК сигнала, строго говоря, необходимо использовать данные о частотно-угловом спектре поверхностного волнения, полученного синхронно с проводимыми измерениями флуктуации сигнала. В нашем случае таких измерений не производилось, поэтому при моделировании использовались усредненные спектры поверхностного волнения, обобщающие результаты многочисленных натуральных исследований. Из них следует, что поверхностное волнение обычно представляет собой суперпозицию ветрового волнения, обусловленного ветром на данной акватории (с масштабами $\Delta r \approx 100 \text{ км}$) и океанической зыбью, приходящей из отдаленных штормовых районов, и поэтому слабо коррелирующей с локальными параметрами ветра. Наиболее хорошо изучен частотный спектр ветрового волнения $B(\Omega)$. Для него в дальнейшем будет использоваться общепризнанная модель [5, 6], соответствующая развитому волновому волнению

$$B_w(\Omega) = 8.1 \cdot 10^{-3} g^2 \omega^{-5} \exp(-1.25(\frac{\omega_0}{\omega})^4) \exp(-\frac{(\Omega - \omega_0)^2}{2\sigma^2 \omega^2}), \quad (8)$$

где $\omega_0 = 0.84g/v$ — частота максимума спектра, v — скорость ветра, $g = 9.8 \text{ м/с}^2$, характеризует степень развития волнения, для σ используются значения

$$\sigma = \begin{cases} 0.07\pi v \Omega \leq \omega_0 \\ 0.09\pi v \Omega > \omega_0 \end{cases}$$

Для частотно-углового спектра волнение поверхности моря традиционно используется зависимость

$$B_w(\Omega, \alpha) = B_w(\Omega) \cos^{2n}(\alpha - \alpha_w) Q(n) \quad (9)$$

Здесь нормировочный коэффициент $Q(n)$ имеет вид $Q(n) = \pi^{-1} 2^{2n-1} \Gamma^2(n+1) / \Gamma(2n+1)$, где $\Gamma(x)$ — есть Гамма-функция. Показатель зависит от силы ветра и частоты, но известные аппроксимации этих зависимостей существенно различаются. Поэтому часто используются фиксированные значения n . Предполагать, что в интересующем нас диапазоне скоростей ветра $n = 4$ не зави-

сит от частоты Ω . Для параметра γ было выбрано $\gamma = 2$, что соответствует средней степени развития волнения.

Меньше изучен спектр океанической зыби. Известно [4,7], что при распространении из штормовых районов частотно-угловой спектр зыби становится существенно уже, чем спектр развитого волнения, но каких-то общепринятых моделей спектров зыби не существует. Следуя [7], предположим при моделировании, что частотно-угловой спектр зыби аналогичен спектру [5], где фигурирует частота ω_s — частота максимума спектра зыби и берется значение $\gamma = 10$, что соответствует узкому частотному спектру зыби. Для показателя анизотропии углового спектра зыби n_s будем использовать максимальное наблюдаемое значение $n_s = 6$. В итоге частотно-угловой спектр зыби имеет вид

$$B_s(\Omega, \alpha) = B_s(\Omega) \cos^{2n_s}(\alpha - \alpha_s) Q(n_s),$$

$$B_s(\Omega) = 8.1 \langle \zeta_s^2 \rangle \omega_s^4 \omega^{-5} \exp(-1.25(\frac{\omega_s}{\omega})^4) \gamma \exp(-\frac{(\Omega - \omega_s)^2}{2\sigma_s^2 \omega_s^2}), \quad (10)$$

где $\langle \zeta_s^2 \rangle$ — дисперсия смещения поверхности, $\omega_s = \frac{2\pi}{T_s}$, T_s — период зыби

$$\sigma_s = \begin{cases} 0.07 n p u \Omega \leq \omega_s \\ 0.09 n p u \Omega > \omega_s. \end{cases}$$

Как правило, в океане наблюдаются суперпозиция ветрового волнения и океанической зыби. В этом случае при расчете эффектов рассеяния в качестве функции $B(\Omega, \alpha)$ следует брать сумму модельных спектров зыби и ветрового волнения.

Перейдем теперь непосредственно к обсуждению результатов численного моделирования спектра ВК на стационарной трассе. Из усредненных по шести часовых реализациям текущих спектров сигнала видно, что однократно рассеянная компонента, сосредоточенная вблизи f_{max} порядка 0.1 Гц (в дальнейшем речь идет о значении частоты относительно частоты излучения) доминирует над двукратно рассеянной компонентой. Для определенности, будем считать, что однократно рассеянной компоненте соответствует область спектра, а двукратно рассеянной компоненте — области $|f| - 0.5 f_{max}$ и $1.5 f_{max} - |f| - 0.4$ Гц. Поскольку спектр сигнала в основном формируется однократно рассеянной компонентой, численное моделирование будет проведено в однократном приближении теории рассеяния.

В качестве основных характеристик модельного спектра $S(f)$ был рассмотрен (кроме его качественного вида) коэффициент асимметрии спектра, определяемый отношением максимумов соответствующих положительным и отрицательным частотам, и интегральная энергия однократно рассеянной компоненты спектра. При этом для количественной оценки интенсивности рассеяния было введено отношение энергии однократно рассеянной компоненты сигнала к энергии когерентной компоненты. С учетом обсуждавшихся эффектов трансформации мод в шельфовой области вблизи излучателя и приемника, для этой величины q имеет выраже-

$$\text{ние } q = \frac{\sum_p N_p^{(1)} N_p^r}{\sum_p N_p^s N_p^r}.$$

На рис. 2 приведены нормированные спектры ВК при рассеянии на зыби с параметрами $A_s = 1$ м, $T_s = 10$ сек и различными углами распространения α_s . Здесь и далее $A_s = \langle \zeta_s^2 \rangle^{1/2}$. Видно, что спектр является узким и повторяет форму

частотного спектра зыби. При $\alpha = \pi/2$ спектр симметричен, при $\alpha = 0$ и $\alpha = \pi$ для коэффициента асимметрии K имеем значение $K=4$ и $K=0$. 25. Поскольку из [5] следует, что при $\alpha = 0, \pi$ асимметрия спектра максимальна для прочих значений угла α , коэффициент K имеет промежуточное значение. Аналогичные результаты для ветрового волнения при скорости ветра $K = 12 \text{ м/с}$ приведены на рис. 2.

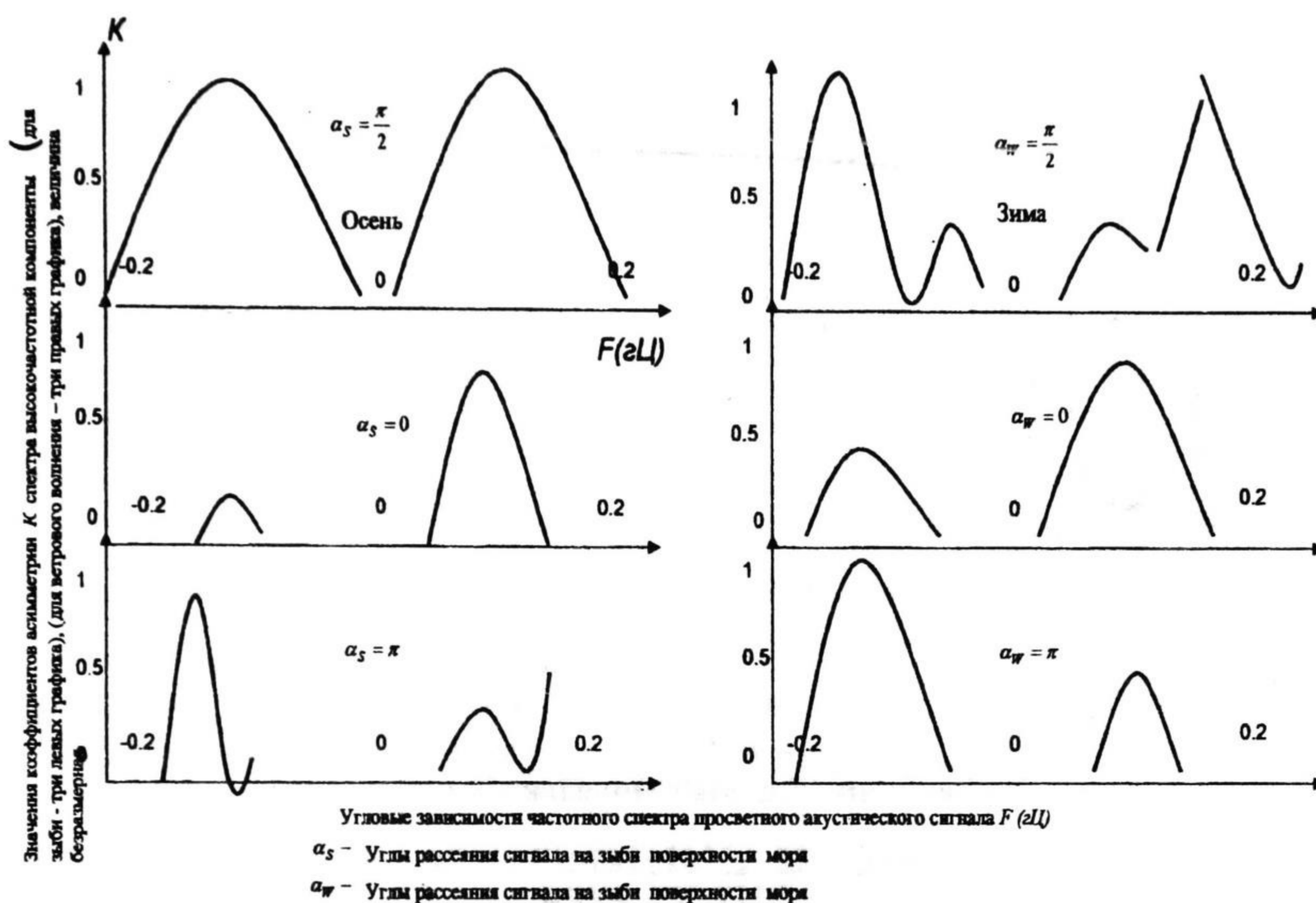


Рис. 2. Нормированные спектры высокочастотной компоненты просветного акустического сигнала при рассеянии: три левых графика (на зыби поверхности моря); три правых графика (ветровое волнение)

При этом коэффициент $K = 2\text{при}\alpha = 0$, $K = 0,5\text{при}\alpha = \pi$, $K = 1\text{при}\alpha = \pi$ На основании этих результатов (и аналогичных, полученных при других значениях параметров) можно сделать вывод, что в условиях зимней гидрологии типичная асимметрия спектра невелика и не превышает нескольких децибел, что согласуется с данными эксперимента. Сравнение модельного спектра ВК для значений $V = 12 \text{ м/с}$, $H_s = 0.7 \text{ м}$, $T_s = 8 \text{ с}$ типичным экспериментальным спектром приведено на рис. 3. При расчетах предполагалось западное направление ветра и распространения зыби, т. е. $\alpha_s = \alpha_w = 160^\circ$.

Заключение. Соответственно можно отметить, что в области однократно рассеянной компоненты не только вид, но и уровень спектра ВК удовлетворительно согласуются с экспериментом. Полученное значение при моделировании: значение $g = 0.14$, также близко к экспериментальному значению $g = 0.17$. Таким образом, предварительные результаты численного моделирования находятся в неплохом согласии с наблюдаемыми акустическими данными. В этих условиях представляет интерес дальнейшее уточнение теоретической модели сигнала в условиях синхронных измерений частотно-углового спектра поверхностного волнения и частотных спектров сигнала на стационарной трассе. При этом можно надеяться проверить не только однократную, но и многократную теорию рассеяния звука на поверхностном анизотропном волнении.

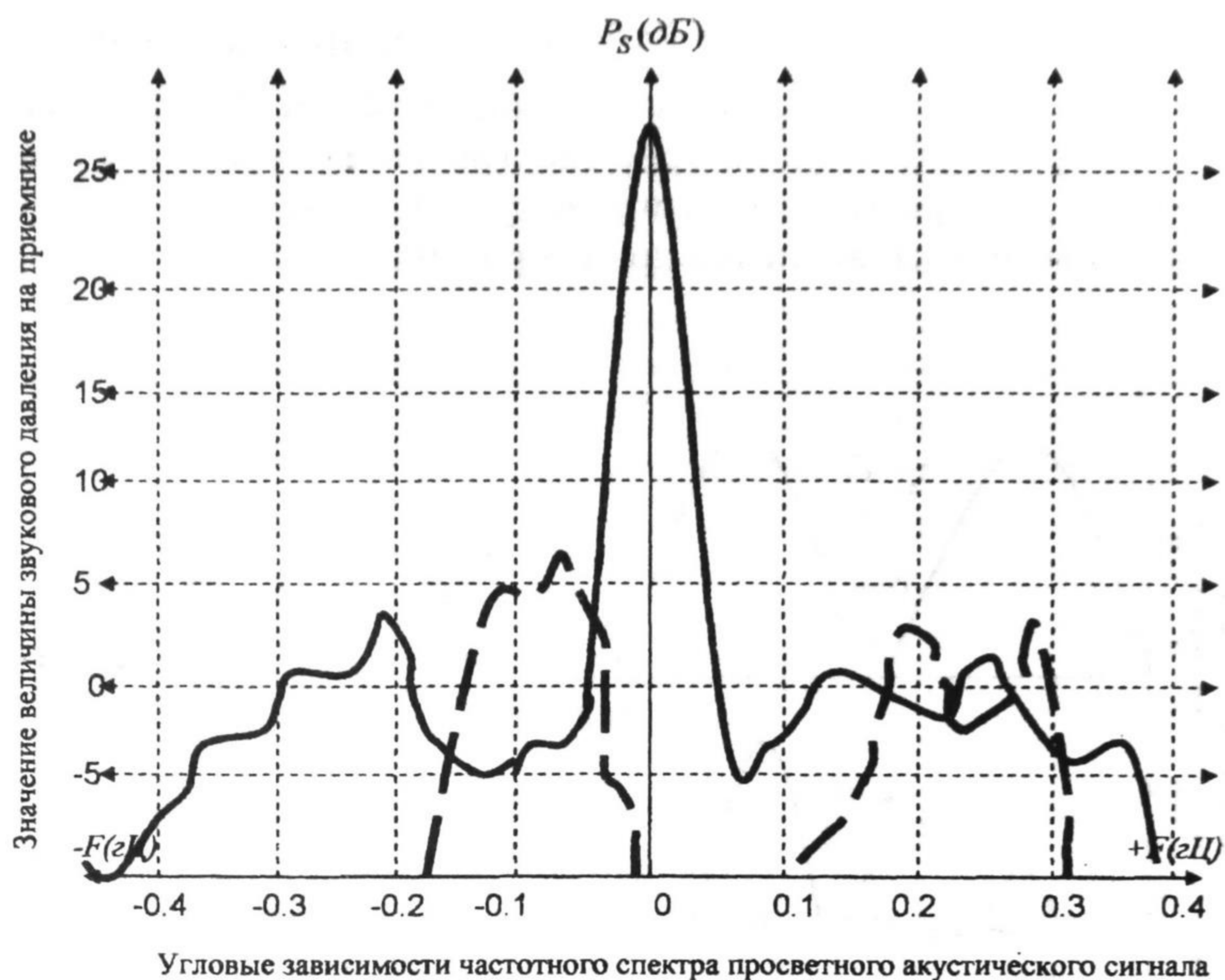


Рис. 3. Типичный спектр высокочастотной компоненты просветного акустического сигнала на стационарной трассе о. Сахалин-о. Итуруп, осенний период: сплошная линия (данные морского эксперимента), пунктирная линия (данные модельного эксперимента)

ЛИТЕРАТУРА

1. Дейвид Г. Порядковые статистики. М., 1979.
2. Васильев Ф. П. Численные методы решения экстремальных задач. М., 1988.
3. Мироненко М. В. Результаты теоретических и экспериментальных исследований пространственной амплитудно-фазовой структуры поля низкочастотной подсветки среды / Сб. статей. Владивосток: ТОВМИ, 1985. Вып. 2. С. 26–31.
4. Мироненко М. В., Стародубцев П. А. Проблемы разработки метода низкочастотной томографии морской среды и нетрадиционные пути их решения / Сб. статей. Владивосток: ТОВМИ, 1990. Вып. 21. С. 117–128.
5. Морошкин К. В. Многолетние гидрологические наблюдения в Охотском море // Труды ДВНИГМИ. 1963. Вып. 13. С. 64–78.
6. Пищальник В. М., Климов С. М. Каталог глубоководных наблюдений, выполненных в шельфовой зоне острова Сахалин за период 1948–1987 гг. Южно-Сахалинск: ИМГиГ ДВО АН СССР, 1991.
7. Справочный каталог течений шельфа о. Сахалин / Под ред. Е. Н. Морозова. Южно-Сахалинск: Сахалинское УГКС, 1984.