АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2008, том 54, № 3, с. 380–389

АКУСТИКА ОКЕАНА, ГИДРОАКУСТИКА

УДК 551.463

ИССЛЕДОВАНИЕ АЗИМУТАЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТИ РЕВЕРБЕРАЦИОННОГО СИГНАЛА ПРИ ТОНАЛЬНОЙ ЗАСВЕТКЕ МЕЛКОВОДНОЙ АКВАТОРИИ

© 2008 г. Е. Л. Бородина, Б. М. Салин

Институт прикладной физики РАН

603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова 46

E-mail: bel; salin@hydro.appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 30.03.07 г.

В работе рассмотрены вопросы, связанные с рассеянием на взволнованной поверхности гармонического низкочастотного (200–400 Гц) акустического сигнала при его распространении в условиях мелководной акватории. С использованием линейных стационарных фазированной антенной решетки выполнено экспериментальное исследование угловых характеристик реверберационного сигнала в азимутальной плоскости при бистатической схеме локации. Путем сопоставления с расчетами исследован механизм формирования частотно-угловых характеристик реверберационного сигнала при различных направлениях ветрового волнения относительно трассы распространения звукового сигнала.

PACS: 43.30.Hw, 43.30.Zk, 43.30.Gv

В ряде последних работ [1–5] активно исследуется один из наиболее вероятных механизмов формирования низкочастотного реверберационного сигнала – резонансное рассеяние акустических волн на пространственной структуре ветрового волнения. Этот механизм основывается на отражении (рассеянии) тонального акустического сигнала от движущегося цуга поверхностной волны. Из-за движения поверхностной волны в отраженном сигнале образуются доплеровские частоты, причем области рассеяния на поверхности для отрицательных и положительных доплеровских частот оказываются локализованными по разные стороны от линии, соединяющей источник и приемник.

На рис. 1 приведена схема, иллюстрирующая модель резонансного рассеяния. В качестве источника использовались тональные излучатели, установленные на дно. Прием прямого и рассеянного сигнала осуществлялся горизонтальной антенной из 32–64 элементов с расстоянием между гидрофонами 3 м. Антенна устанавливалась на глубине 1/2–1/3 глубины акватории. Подробное описание условий эксперимента представлено в работе [4].

Плоскость XOY совпадает с поверхностью моря, надписи "Излучатель" и "Приемная антенна" означают проекции источника и приемной антенны на указанную плоскость, а также являются началом и концом стационарной трассы. Точки $T(+)$ и $T(-)$ указывают положения областей рассеяния с положительным (+) и отрицательным (–) сдвигами доплеровских частот в спектре рассеянного сигнала, ϕ – угол между направлением от источника к приемнику и направлением ветрового волнения, θ_T – угол между направлениями прихода в точку приема сигнала из областей рассеяния с положительным и отрицательным сдвигом частоты, характеризующий изменение направления распространения акустической волны в горизонтальной плоскости при ее отражении от поверхностных волн. Азимутальный угол γ^* – направление на области рассеяния относительно нормали к антенне, $\mathbf{K}(\Omega)$ – волновой вектор ветровой волны, Ω – циклическая частота ветрового волнения, $\mathbf{k}_{ixy}$ и $\mathbf{k}_{sxy}$ – проекции акустических волновых векто-

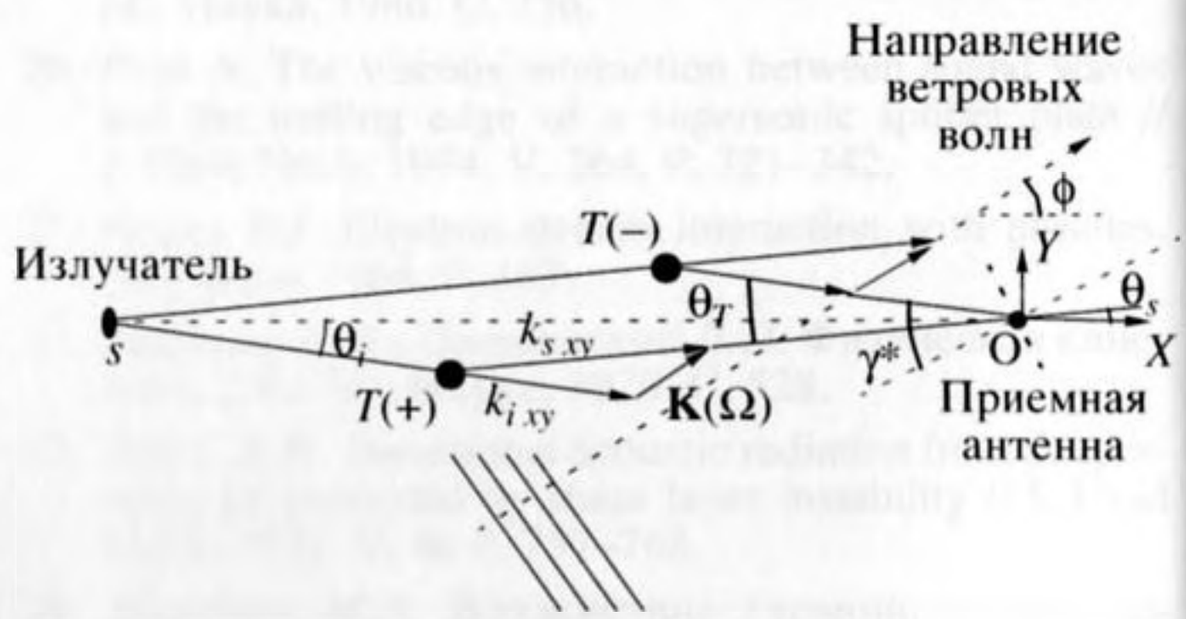

Рис. 1. Схема резонансного рассеяния низкочастотных акустических волн на поверхностном волнении при произвольном направлении движения поверхностных волн относительно трассы распространения звука. $T(+)$, $T(-)$ – области резонансного рассеяния.

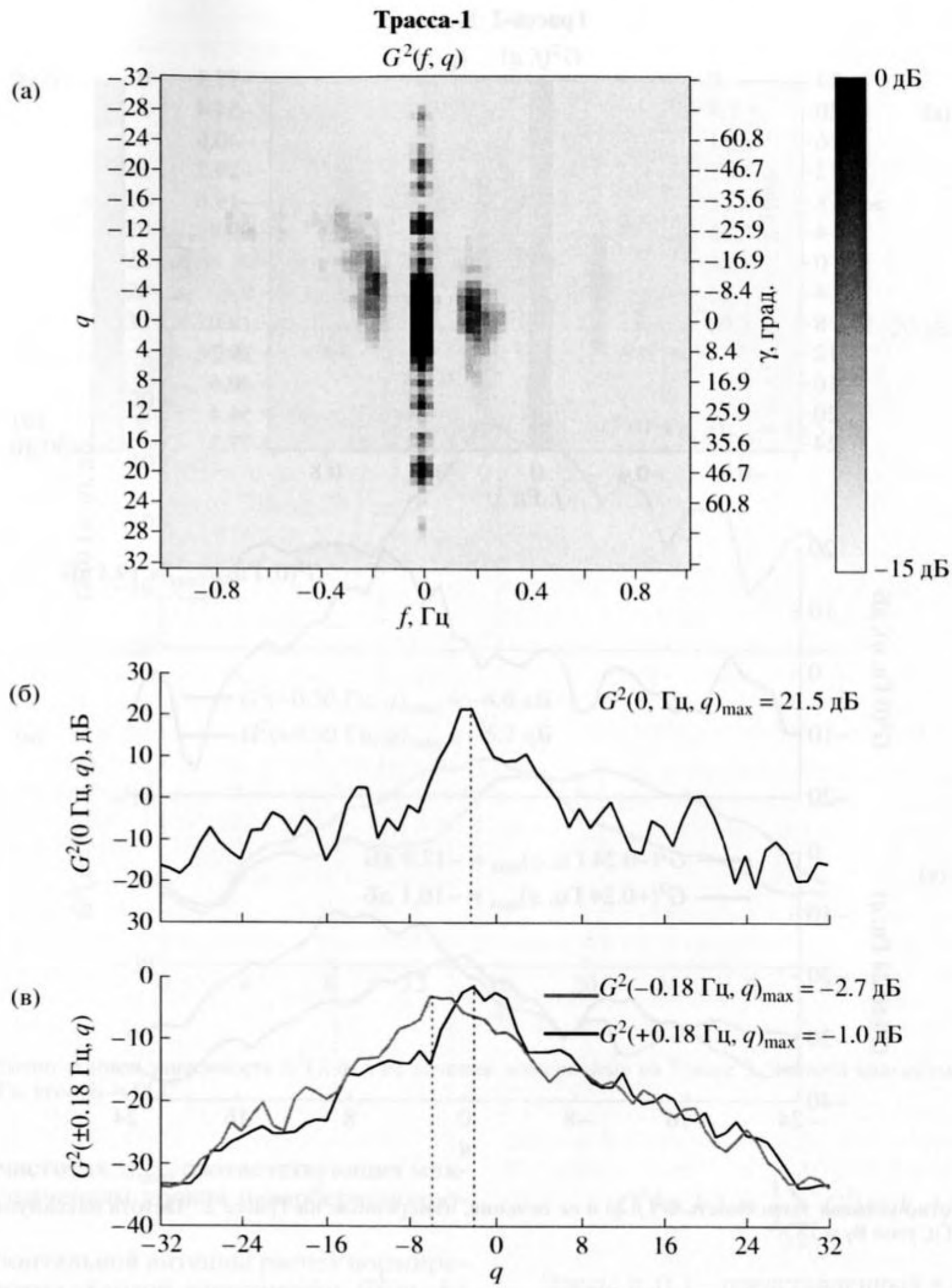

Рис. 2. Частотно-угловая зависимость $G^2(f, q)$ и ее сечения, измеренные на Трассе 1. Частота максимума модуляций $f_{max} = \pm 0.18$ Гц, угол $\theta_T = 8.5°$.

ров $\mathbf{k}_i$ и $\mathbf{k}_s$ на плоскость XOY. Модули векторов k_i и k_s определяются скоростью распространения звука C и частотой излучателя F_0 ($k_i = k_s = k = 2\pi F_0/C$).

На рис. 1 изображен случай, когда $k_{ixy} \neq k_{sxy}$ (здесь и в дальнейшем жирным шрифтом обозначены вектора, простым шрифтом – значения их модулей). Как следует из рис. 1, для случая $k_{ixy} \gg K(\Omega)$ и $k_{sxy} \gg K(\Omega)$ угол θ_T – мал ($\theta_T \approx 2\arcsin(K(\Omega)/(k_{ixy} + k_{sxy})) \ll 1$).

Основная цель настоящей работы заключается в проверке и уточнении модели резонансного рассеяния звука взволнованной поверхностью путем сопоставления экспериментальных данных по угловой зависимости рассеянного сигнала, принимаемого горизонтальной антенной, с данными расчета.

На рис. 2–4(а) для трех стационарных трасс, описание которых приводится в таблице 1, пред-

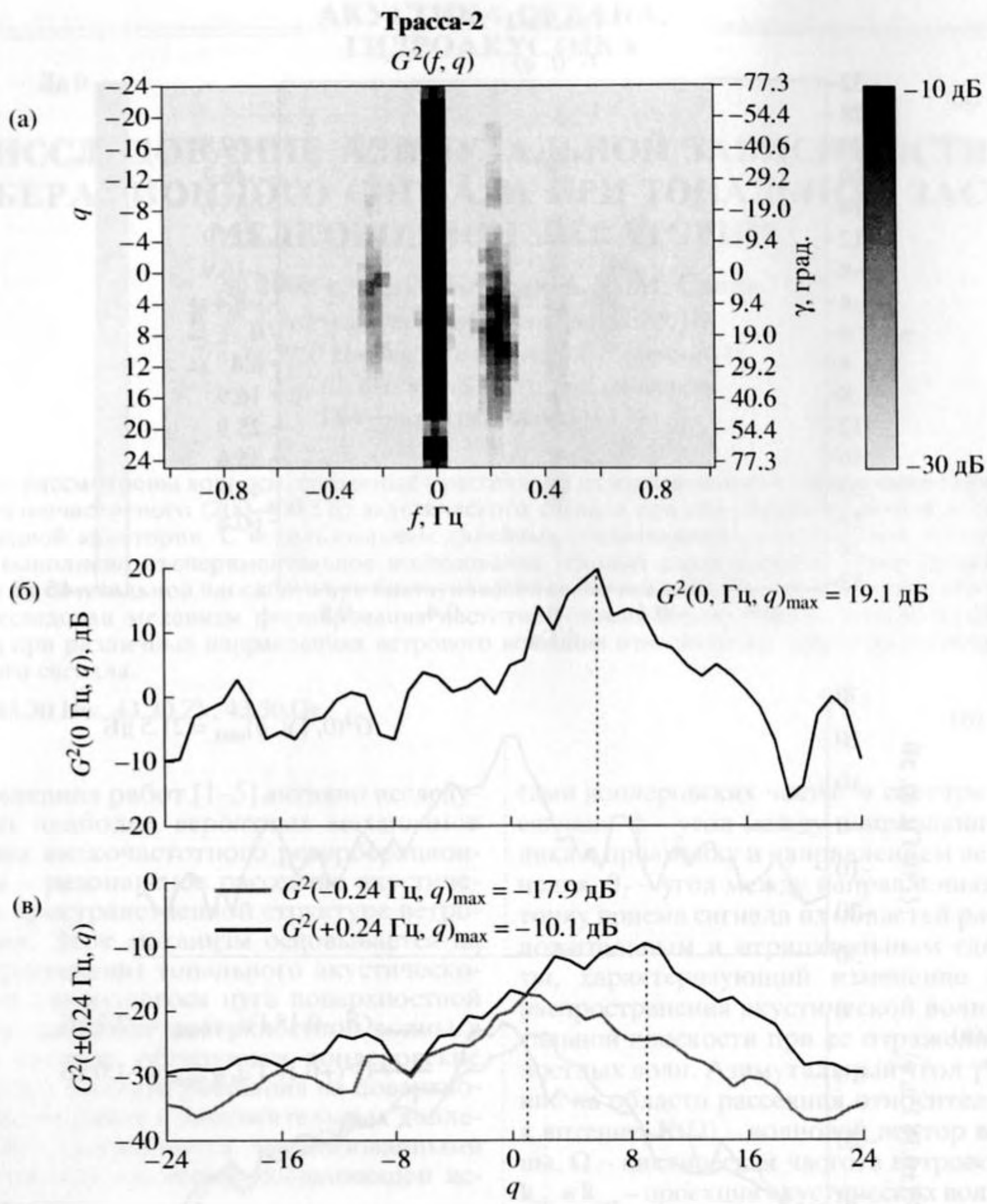

Рис. 3. Частотно-угловая зависимость $G^2(f, q)$ и ее сечения, измеренные на Трассе 2. Частота максимума модуляций $f_{max} = \pm 0.24$ Гц, угол $\theta_T = 18.8°$.

ставлены нормированные частотно-угловые зависимости плотности мощности реверберационного сигнала $G^2(f, k_r)$, где $f = \omega/2\pi$ – доплеровская частота принятого антенной реверберационного сигнала, q – номера пространственных гармоник ($k_r = q2\pi/D$), связанные с углом γ_r зависимостью $\sin\gamma_r = q\lambda/D$, $\lambda = 2\pi/k$. На рис. 2–4(б, в) приведены сечения $G^2(f, k_r)$ на нулевой доплеровской частоте

Таблица 1. Условия измерений для стационарных трасс в Балтийском море

	Длина трассы R (км)	Средняя глубина H (м)	Частота излучения F_0 (Гц)	Число гидрофонов	Скорость ветра V (м/с)
Трасса 1 (09.09.90)	1.5	80	206.1	64	5–8
Трасса 2 (23.08.01)	3	60	246	48	1–4
Трасса 3 (15.09.98)	8	60	420.17	32	3–5

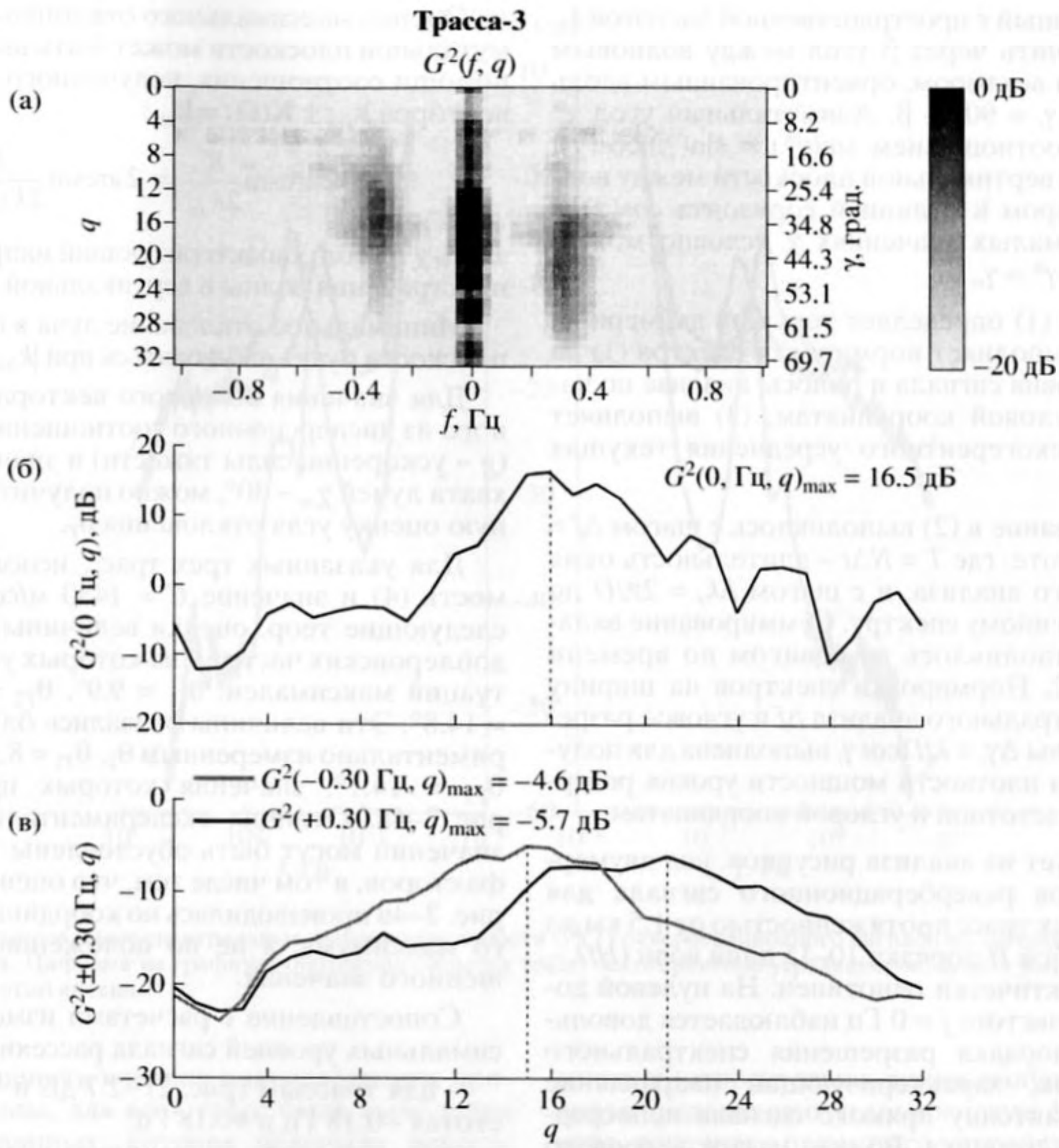

Рис. 4. Частотно-угловая зависимость $G^2(f, q)$ и ее сечения, измеренные на Трассе 3. Частота максимума модуляций $f_{max} = \pm 0.3$ Гц, угол $\theta_T = 14.1°$.

$f = 0$ Гц и на частотах $\pm f_{max}$, соответствующих максимальным значениям уровня реверберационного сигнала.

Для горизонтальной антенны расчет нормированной частотно-угловой зависимости $G^2(\omega, k_r)$ производился, согласно [5], путем выполнения операций (1)–(3):

$$\zeta(\omega, k_r, t_j) = \frac{1}{MN} \times \sum_{m=1}^{M} \sum_{n=1}^{N} H(n) H(m) p_m(t_n) e^{i(\omega(t_j + n\Delta t) + k_r m \Delta r)}, \quad (1)$$

$$G^2(\omega, k_r, t_j) = \frac{D\sqrt{1 - (k_r/k)^2} |\zeta(\omega, k_r, t_j)|^2}{\Delta f \lambda \sum_{\omega} \sum_{k_r} |\zeta(\omega, k_r, t_j)|^2}, \quad (2)$$

$$G^2(\omega, k_r) = \frac{1}{J} \sum_{j=1}^{J} G^2(\omega, k_r, t_j). \quad (3)$$

Здесь: $p_m(t_n)$ – представленный в комплексной форме сигнал, принятый гидрофоном с номером m в момент времени t_n, и сгетеродинированный на частоте источника F_0; M – общее число гидрофонов в горизонтальной антенне; Δr – расстояние между соседними гидрофонами (шаг линейной антенны); N – общее число точек во временном окне спектрального анализа; Δt – интервал между временными отсчетами, $H(n)$ и $H(m)$ – весовые множители (окно Хеннинга), $\zeta(\omega, k_r, t_j)$ – реализация пространственно-временного спектра, измеренная на интервале времени от t_j до $t_j + N\Delta t$; $k_r = k \sin\gamma_r$ – проекция волнового вектора k на апертуру антенны, D – размер апертуры антенны; γ_r – угол прихода плоской волны на антенну, одно-

значно связанный с пространственной частотой k_r. Если обозначить через β угол между волновым вектором $\mathbf{k}$ и вектором, ориентированным вдоль антенны, то $\gamma_r = 90° - \beta$. Азимутальный угол γ^* связан с γ_r соотношением $\sin(\gamma^*) = \sin(\gamma_r)/\cos(\chi)$, где χ – угол в вертикальной плоскости между волновым вектором $\mathbf{k}$ и линией горизонта $\cos(\chi) = k_{xy}/k$. При малых значениях χ условно можно считать, что $\gamma^* \approx \gamma_r$.

Операция (1) определяет текущий двумерный спектр, (2) выполняет нормировку спектра (1) на значение уровня сигнала и полосы анализа по частотной и угловой координатам, (3) выполняет операцию некогерентного усреднения текущих значений.

Суммирование в (2) выполнялось с шагом $\Delta f = 1/T$ по частоте, где $T = N\Delta t$ – длительность окна спектрального анализа, и с шагом $\Delta k_r = 2\pi/D$ по пространственному спектру. Суммирование вкладов в (3) выполнялось со сдвигом по времени $t_j - t_{j-1} = T/2$. Нормировка спектров на ширину полосы спектрального анализа Δf и угловое разрешение антенны $\Delta\gamma_r = \lambda/D\cos\gamma_r$ выполнена для получения оценки плотности мощности уровня реверберации по частотной и угловой координатам.

Как следует из анализа рисунков, вид двумерных спектров реверберационного сигнала для стационарных трасс протяженностью от 1.5 км до 8 км с глубиной H порядка 10–15 длин волн ($H/\lambda \sim$ ~ 10–15) практически однотипен. На нулевой доплеровской частоте $f = 0$ Гц наблюдается довольно узкий (порядка разрешения спектрального анализа) пик, характеризующий направление прихода на антенну прямого сигнала непосредственно от источника. Вблизи частот ветрового волнения 0.2–0.3 Гц на двумерных спектрах для положительных и отрицательных доплеровских частот наблюдаются локальные максимумы с характерной шириной по частоте ~0.1 Гц и по угловой координате – 20°–30°. Расстояние между пиками по угловой координате (угол θ_T) составило 8°–19°. Полученные частотные характеристики позволяют оценить величину параметра Рэлея $\mathcal{R}_0$ для условий экспериментов. Непосредственное измерение спектров мощности поверхностного волнения не проводилось, поэтому для оценки $\mathcal{R}_0$ использовалась [4] модельная функция спектра волнения (спектр Пирсона–Московитца) и измеренные частоты максимумов акустического сигнала рассеяния. Как показали расчеты, максимальное значение параметра Рэлея на всех трассах не превышало $\mathcal{R}_0 = 0.11$.

Такие величины азимутального отклонения направления распространения звуковых волн при отражении от поверхности могут быть объяснены и рассчитаны, исходя из принципа Брегговского рассеяния звука на ветровом волнении.

Оценка максимального отклонения луча в азимутальной плоскости может быть выполнена при помощи соотношения, полученного из равенства векторов $\mathbf{k}_{ixy} \pm \mathbf{K}(\Omega) = \mathbf{k}_{sxy}$:

$$\theta_T = 2\arcsin\frac{K}{2k_{xy}} = 2\arcsin\frac{K}{2k\cos\chi} \qquad (4)$$

здесь χ – угол, характеризующий направление распространения волны в вертикальной плоскости.

Минимальное отклонение луча в азимутальной плоскости будет наблюдаться при $|k_{ixy} - k_{sxy}| \approx K(\Omega)$.

Для значения волнового вектора $\mathbf{K}$, полученного из дисперсионного соотношения $K = (2\pi f)^2/g$ (g – ускорение силы тяжести) и значения угла захвата лучей $\chi_* \sim 30°$, можно получить максимальную оценку угла отклонения θ_T.

Для указанных трех трасс, используя зависимость (4) и значение C = 1480 м/сек, получены следующие теор. оценки величины углов θ_T для доплеровских частот f, на которых уровень флуктуаций максимален: $\theta_{T1} = 9.9°$, $\theta_{T2} = 14.7°$, $\theta_{T3} = 14.8°$. Эти величины оказались близки к экспериментально измеренным θ_T: $\theta_{T1} = 8.5°$, $\theta_{T2} = 18.8°$, $\theta_{T3} = 14.1°$, значения которых приведены на рис. 2–4в. Отличия экспериментальных и теор. значений могут быть обусловлены целым рядом факторов, в том числе тем, что оценка пеленга на рис. 2–4в производилась по координате локального максимума, а не по положению средневзвешенного значения.

Сопоставление с расчетами измеренных максимальных уровней сигнала рассеяния показало

– для трассы 1 (рис. 2) –2.7 дБ и –1.0 дБ на частотах –0.18 Гц и +0.18 Гц,

– для трассы 2 (рис. 3) –18 дБ и –10 дБ на частотах –0.24 Гц и +0.24 Гц,

– для трассы 3 (рис. 4) –4.6 дБ и –5.7 дБ на частотах –0.30 Гц и +0.30 Гц, соответственно.

Предварительно следует отметить наблюдаемое на трассе 2 отличие величин максимумов для положительных и отрицательных частот Доплера, составляющее около 8 дБ. Это отличие может быть обусловлено рядом причин, в том числе совокупным действием двух факторов – характеристикой направленности приемного устройства и существенным различием расстояний до областей рассеяния. Например, область рассеяния с положительным доплеровским сдвигом может находиться в дальней зоне антенны ($R_f \sim 3$ км при полной длине трассы также 3 км), при этом сигнал на элементах антенны будет складываться когерентно. Область рассеяния с отрицательным доплеровским сдвигом может оказаться в ближней зоне антенны, при этом, так как обработка сигнала включает операцию разложения по плоским волнам, рассеянный сигнал на приемной антенне в значительной мере будет ослабляться.

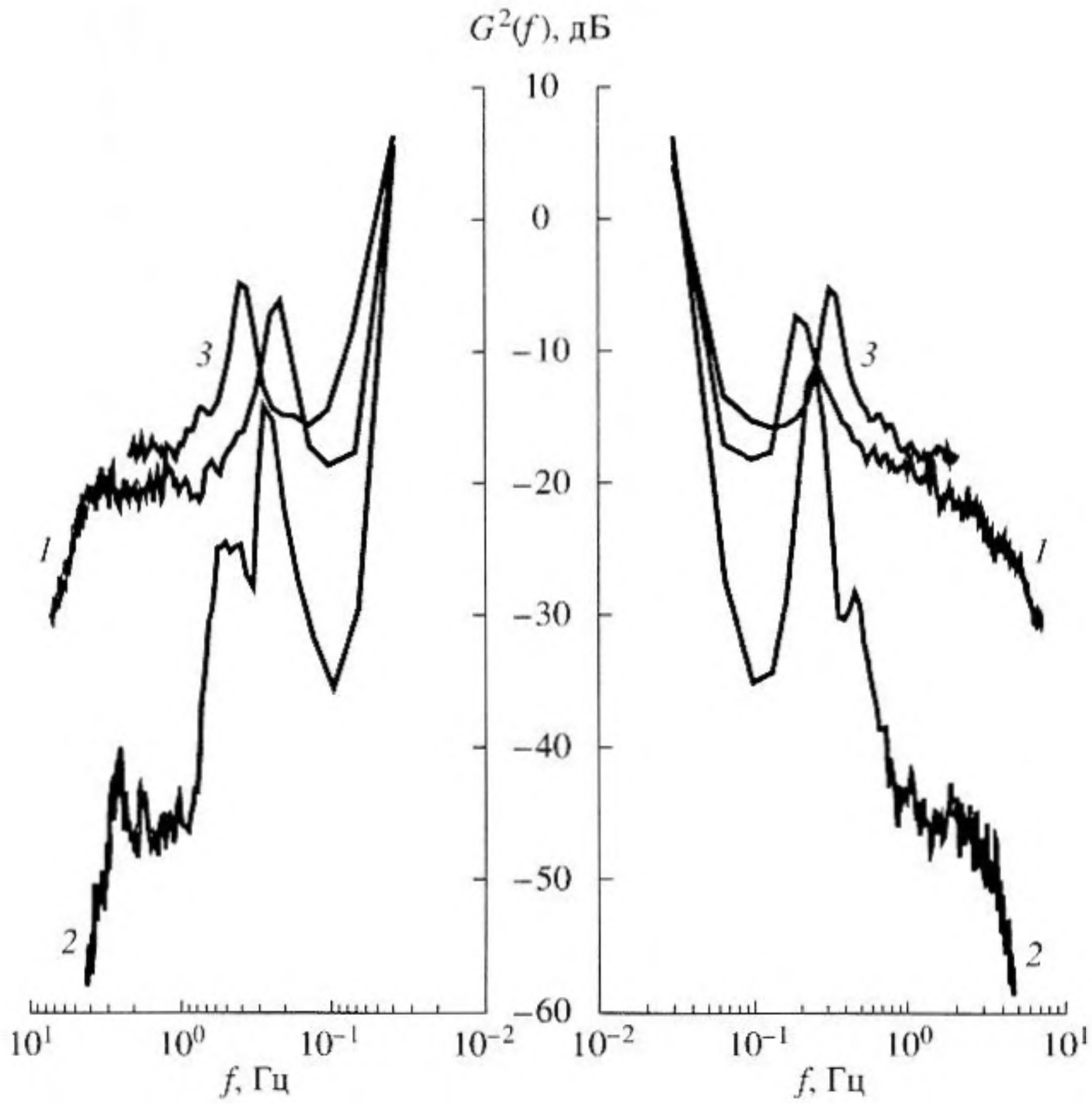

Рис. 5. Нормированные спектральные плотности мощности $G^2(f)$ реверберационного сигнала на выходах отдельных гидрофонов. Цифрами на графиках обозначены номера трасс, некогерентное усреднение спектров выполнялось по всем элементам антенн.

Чтобы оценить влияние направленности приемной антенны, для всех трасс была выполнена обработка данных, которая включала некогерентное сложение нормированных спектров, измеренных на элементах антенны (это обеспечивает ненаправленный прием сигнала). Как видно из рис. 5, при некогерентном усреднении спектров, отличия в уровнях сигнала для положительных и отрицательных доплеровских частот, в том числе для Трассы 2, оказались значительно меньшими, чем при когерентной обработке. То есть, реальное отличие в уровнях рассеянного сигнала с положительным и отрицательным доплеровским сдвигом для трассы 2 составило, как видно из рис. 5 (кривая 2), порядка 2–3 дБ.

Для уточнения вклада различных секторов пространства в спектр флуктуаций сигнала точечного гидрофона выполним численный расчет $G^2(f, \gamma)$ – частотно-углового спектра рассеянного на взволнованной поверхности гармонического сигнала с учетом априорных данных о радиусе пространственной функции когерентности и спектре волнения. При расчете будем предполагать, что прием рассеянного сигнала осуществляется некоторым гипотетическим точечным устройством с направления γ (относительно линии излучатель–приемник) в пределах азимутального угла $\Delta\gamma$. Вообще говоря, точечного приемного устройства с высоким разрешением по углу $\Delta\gamma$ в природе не существует. Однако для оценки вкладов различных направлений в суммарный сигнал, рассеянный на взволнованной поверхности, можно выполнить математическую операцию и просуммировать рассеянный сигнал в определенном угловом секторе $\Delta\gamma$.

Выполненная оценка $G^2(f, \gamma)$ предположительно будет отличаться от экспериментальных угловых зависимостей по следующей причине. Во-первых, для простоты расчета сигнала рассеяния будет исключена ближняя зона приемника. То есть, в расчетах учитываются области поверхности, дистанция до которых от гидрофона удовлетворяет неравенству $r \geq r_1$, где $r_1 \approx H \operatorname{ctg}\chi_* /2$ – переходное расстояние от сферической расходимости к цилиндрической. Во-вторых, в расчетный уровень сигнала, приходящего с направления γ, учитывается вклад только тех точек поверхности, которые попадают в сектор $\Delta\gamma$. Для реальной антенны с шириной диаграммы направленности $\Delta\gamma$, кроме указанного сектора углов, существует примыкающая к антенне прожекторная зона с

площадью приема $\sim D^3/\lambda$, которая может давать на небольших дистанциях более значительный вклад в суммарный сигнал рассеяния, чем сектор $\Delta\gamma$. В-третьих, расчетные значения $G^2(f, \gamma)$ фактически соответствуют угловой зависимости сигнала, рассеянного "замороженной" (неподвижной) поверхностью, состоящей из набора периодических структур с пространственными частотами K, связанными через дисперсионное соотношение с частотой ветрового волнения $f = \Omega/2\pi$ и амплитудами, определяемыми спектром Пирсона–Московитца. Экспериментальная зависимость $G^2(\omega, k_r)$, где $\omega = 2\pi f$, получается путем непосредственного Фурье преобразования по времени от принимаемого гидрофоном сигнала.

В работе [4] было получено выражение (А6) для спектральной плотности мощности сигнала, рассеянного на полностью когерентном поверхностном волнении. В предположении о частичной когерентности волнения на его основании можно получить следующее выражение, удобное для исследования частотной и угловых (в т.ч. от вертикального угла) зависимостей мощности рассеяния:

$$G^2(f, \gamma) = \sum_{i=1}^{I}\sum_{j=1}^{I} g_{ij}(f, \gamma) \tag{5}$$

где

$$g_{ij}(f, \gamma) = \frac{2\pi^2 R}{\lambda^4 H\Delta\gamma} P(f)\Psi(\chi_{1i}, \chi_{2j}) \times$$
$$\times \sum_{n=1}^{N}\sum_{m=1}^{M}\left|\iint_{\mathcal{L}_{nm}} r dr d\theta \frac{\exp(iS(r, \theta))}{\sqrt{r\rho}}\right|^2 \tag{6}$$

$$\Psi(\chi_{1i}, \chi_{2j}) = (\Delta\chi - \cos 2\chi_{1i}\sin\Delta\chi) \times$$
$$\times (\Delta\chi - \cos 2\chi_{2j}\sin\Delta\chi)/\chi_* \tag{7}$$

здесь r, θ – дальность и направление на локальный рассеиватель с площадью $rdrd\theta$ в системе координат, связанной с приемником, $\mathcal{L}_{nm}$ – площадь области поверхности с характерным размером l_{coh}, в пределах которой поверхностную волну можно считать однородной (амплитуда и фаза волны постоянны), γ – квантованные значения угла между направлением источник – приемник и средним направлением в секторе углов $\Delta\gamma$, в котором производится оценка рассеянного сигнала, $P(f)$ – спектральная плотность мощности ветрового волнения, i, j – номера мод.

Фазовая функция $S(r, \theta)$ в интеграле (6) определяется следующим выражением: $S(r, \theta) = k(\rho\cos\chi_{1i} + r\cos\chi_{2j}) \mp Kr\cos(\theta - \phi)$, здесь знак перед величиной K противоположен знаку соответствующего доплеровского смещения частоты, $\rho(r, \theta) = \sqrt{r^2 + R^2 - 2rR\cos\theta}$ – дистанция между излучателем и точкой с координатами (r, θ). В секторе углов $\Delta\gamma$ выполняется некогерентное сложение (по индексам n, m) сигналов рассеяния от областей поверхности с размерами (в радиальном и азимутальном направлениях) порядка размера области когерентности поверхностных возмущений $l_{coh} = \eta\Lambda$, где $\eta \sim 3$–5. Величина параметра η выбиралась согласно данным, представленным в работе [6]. $\Delta\chi = \chi_*/I$ – узкий интервал углов скольжения, где тригонометрические функции под интегралом (6) можно заменить их асимптотическими разложениями вблизи средних значений $\chi_l = (l - 1/2)\Delta\chi$, $l = 1\ldots I$ $(l = (i, j))$. Также для упрощения расчетов предполагалось, что на данной акватории имеется одно направление ветрового волнения ϕ. Такая операция правомочна, так как фактически конечное значение ширины диаграммы направленности поверхностного волнения закладывается путем выбора размера области когерентности, то есть выбором параметра η в выражении $l_{coh} = \eta\Lambda$.

Численное моделирование частотно-углового спектра рассеяния выполнялось согласно (5)–(7) при следующих значениях входящих величин: $\Delta\gamma = 5°$, $\chi_* = 30°$, $I = 4$; $\eta = 3, 5$; для Трассы 1: $f_{max} = \pm 0.18$ Гц, $\phi = 87.9°, 60°$; и для Трассы 2: $f_{max} = \pm 0.24$ Гц $\phi = 90.2°, 60°$. Значение I определяется величиной дискретизации $\Delta\chi \sim \lambda/H$ по углу χ, необходимой для разрешения мод в волноводах заданной частоте F_0. В качестве функции $P(f)$ выбирались реализации спектра Пирсона–Московитца [4], соответствующие частотам f_{max}.

Результаты расчетов для 1 и 2 трасс приведены на рис. 6, 7, где представлены двумерные зависимости спектральной плотности мощности $G^2(f, \gamma)$ и их сечения на частотах максимумов модуляции. На рис. 8 приведены диаграммы распределения величин $\bar{g}_{ij}^{(-)}$, $\bar{g}_{ij}^{(+)}$ для Трассы 2. Эти величины характеризуют вклад в рассеянный сигнал составляющих с различным набором вертикальных углов χ_1 и χ_2 (отвечающих различным модам). Здесь $\bar{g}_{ij}^{(-)}$ – среднее значение величины $g_{ij}(f, \gamma)$ в окрестности отрицательного максимума $G^2(f, \gamma)$ (по области доплеровских частот -0.24 Гц $< f <$ -0.20 Гц и азимутальных углов $-10.6° < \gamma < -4.8°$), $\bar{g}_{ij}^{(+)}$ – среднее значение $g_{ij}(f, \gamma)$ в окрестности положительного максимума $G^2(f, \gamma)$ (по области 0.20 Гц $< f <$ 0.24 Гц, $4.8° < \gamma < 10.6°$). По виду функций $\bar{g}_{ij}^{(-)}$, $\bar{g}_{ij}^{(+)}$ легко определить, какие пары мод дают наибольший вклад в рассеянное поле на положительных и отрицательных доплеровских частотах.

Сопоставляя результаты экспериментов (рис. 2, 3) с результатами моделирования (рис. 6–8) и оценок (таблица 2), можно сделать вывод о довольно

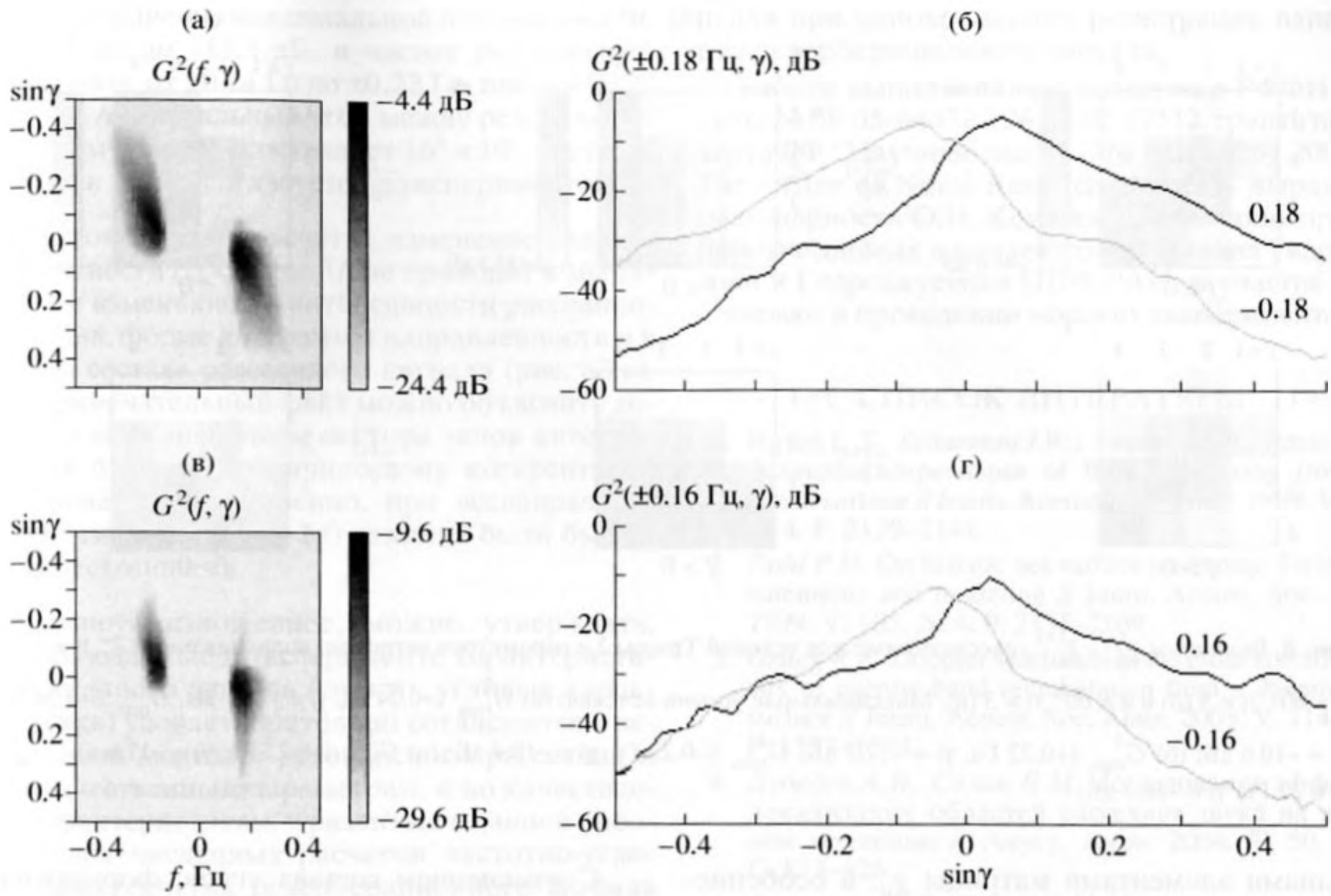

Рис. 6. Частотно-угловые зависимости $G^2(f, \gamma)$ (а, в) и их сечения (б, г), рассчитанные для условий Трассы 1 и направлений ветрового волнения $\phi = 87.9°$, 60°, соответственно; $\eta = 5$. Величины доплеровских частот f (Гц), соответствующие максимумам флуктуаций, обозначены на графиках (б, г) цифрами.

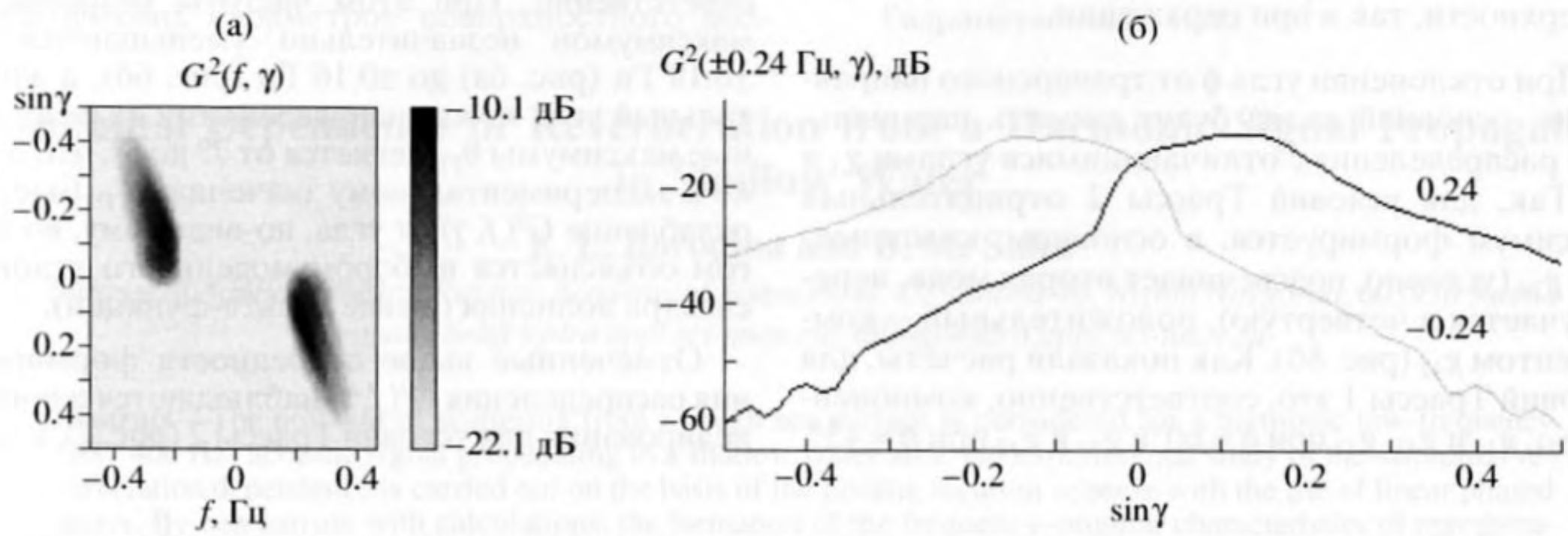

Рис. 7. Частотно-угловая зависимость $G^2(f, \gamma)$ (а) и ее сечения (б), рассчитанные для условий Трассы 2 при $\phi = 90.2°$; $\eta = 5$. Величины доплеровских частот f (Гц), соответствующие сечениям рис. 3в, обозначены на графиках (б) цифрами.

хорошем соответствии вида расчетной и экспериментальной двумерной спектральной плотности мощности рассеяния и, самое главное, удовлетворительном совпадении уровней спектральной плотности (расчетные уровни оказались меньше экспериментальных в силу указанных ранее причин). То есть, есть надежда, что после некоторой доработки методику расчета можно будет использовать для прогноза уровней реверберации при тех или иных погодных условиях.

Как показывают результаты расчетов (см. рис. 8а), при углах ветрового волнения, близких к траверсным ($\phi \approx 90°$), суммарный рассеянный сигнал (5) формируется, главным образом, диаго-

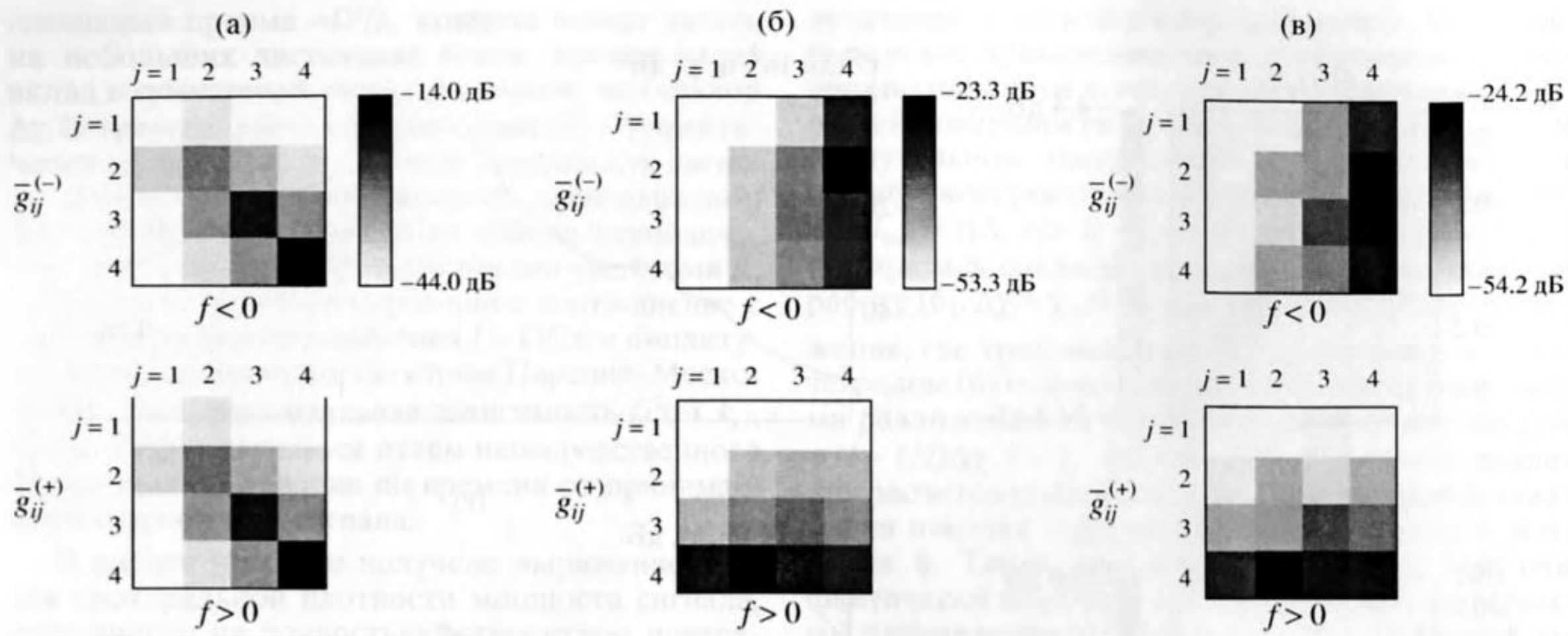

Рис. 8. Величины $\bar{g}_{ij}^{(-)}$, $\bar{g}_{ij}^{(+)}$, рассчитанные для условий Трассы 2 и параметров ветрового волнения $\phi = 90.2°$, $\eta = 5$ (а), $\phi = 60°$, $\eta = 5$ (б) и $\phi = 60°$, $\eta = 3$ (в). Максимальные уровни сечений: (а) $G^2_{\max}$ (+0.24 Гц, γ) = –10.1 дБ, $G^2_{\max}$ (–0.24 Гц, γ) = –10.6 дБ; (б) $G^2_{\max}$ (+0.22 Гц, γ) = –17.7 дБ, $G^2_{\max}$ (–0.22 Гц, γ) = –18.4 дБ; (в) $G^2_{\max}$ (+0.22 Гц, γ) = –17.6 дБ, $G^2_{\max}$ (–0.22 Гц, γ) = –18.7 дБ.

нальными элементами матрицы g_{ij}, в особенности, элементами с высокими номерами – g_{33} и g_{44}. Это означает, что при формировании максимума рассеянного сигнала при траверсных направлениях волнения основной вклад дают моды с высокими номерами, как при подсветке взволнованной поверхности, так и при отражении.

При отклонении угла ϕ от траверсного направления, основной вклад будут вносить парциальные распределения с отличающимися углами χ_1 и χ_2. Так, для условий Трассы 2 отрицательный максимум формируется, в основном, компонентом g_{24} (условно, подсвечивает вторая мода, переизлучается в четвертую), положительный – компонентом g_{42} (рис. 8б). Как показали расчеты, для условий Трассы 1 это, соответственно, компоненты g_{24}, g_{34} и g_{42}, g_{43} при $\phi = 60°$ и g_{24} и g_{42} при $\phi = 45°$.

С изменением состава углов, формирующих рассеянный сигнал, его интенсивность снижается (что обусловлено характером зависимости функции $\Psi(\chi_{1i}, \chi_{2j})$ от вертикальных углов) и составляет на трассе 1 для углов ветрового волнения 90°, 60° и 45° величины –4.4 дБ, –9.6 дБ и –11.7 дБ, соответственно. При этом частоты резонансных максимумов незначительно уменьшаются: от ±0.18 Гц (рис. 6а) до ±0.16 Гц (рис. 6б), а азимутальный угол между направлениями на резонансные максимумы θ_{T1} меняется от 7° до 5°, что близко к экспериментальному значению θ_{T1}. Быстрое ослабление $G^2(f, \gamma)$ от угла, по-видимому, во многом объясняется выбором модельного углового спектра волнения (в виде дельта-функции).

Отмеченные выше особенности формирования распределения $G^2(f, \gamma)$ наблюдаются и при моделировании для условий Трассы 2 (рис. 7), в част-

Таблица 2. Экспериментальные и расчетные значения параметров частотно-угловых спектров флуктуаций

	θ_T, град.						$G^2(f,\gamma)_{\max}$, дБ (+)/(–)				$G^2(f)_{\max}$, дБ (+)/(–)
	измерение	оценка согласно (4)		расчет согласно (5)–(7)			измерение	расчет согласно (5)–(7)			измерение
		$\chi = 0°$	$\chi = 30°$	$\phi = 88°$	$\phi = 60°$	$\phi = 45°$		$\phi = 88°$	$\phi = 60°$	$\phi = 45°$	
Тр. 1	8.5	8.6	9.9	7	5	4	–1.0	–4.4	–9.6	–11.7	–7.5
							–2.7	–5.6	–11.8	–12.1	–6.8
Тр. 2	18.8	12.8	14.7	16	10	–	–10.1	–10.1	–17.3	–	–11.4
							–17.9	–10.5	–18.4		–14.6

ности: уменьшение максимальной интенсивности, от –10.1 дБ до –17.3 дБ, и частот резонансных максимумов, от ±0.24 Гц до ±0.22 Гц, для $\phi = 90.2°$ и $\phi = 60°$. Азимутальный угол между резонансными максимумами θ_{T2} составляет 16° и 10°, соответственно, и также согласуется с экспериментом.

Как показывают расчеты, изменение радиуса когерентности l_{coh} с 5Λ до 3Λ не приводит к значительным изменениям в интенсивности рассеянного сигнала, форме диаграммы направленности и в угловом составе рассеянного сигнала (рис. 8б,в). Этот примечательный факт можно объяснить довольно узким значением сектора углов интегрирования $\Delta\gamma$, что ограничило зону когерентного суммирования. Естественно, при всенаправленном приеме (когда $\Delta\gamma = 2\pi$) отличия были бы более существенными.

Суммируя изложенное, можно утверждать, что наблюдаемые в эксперименте характеристики рассеянного сигнала (спектр, угловые характеристики) удовлетворительно согласуются с используемой моделью резонансного рассеяния и по количественным параметрам, и по качественным характеристикам, а развитые в данной работе методы численных расчетов частотно-угловых характеристик реверберационного сигнала могут быть применены при оценке параметров пространственной структуры ветровых волн. Естественно, что для более детальной проверки модели рассеяния необходимо выполнение комплексных измерений, включающих контроль гидрофизических параметров поверхностного волнения при одновременной регистрации параметров реверберационного сигнала.

Работа выполнена при поддержке РФФИ проекты № 05-05-64432 и № 05-02-17512, гранта президента РФ "Научные школы" № НШ-10261.2006.2 и The Office of Naval Research. Авторы выражают благодарность О.Н. Кемарской за помощь при обработке данных и коллективу отделения Гидрофизики и Гидроакустики ИПФ РАН за участие в постановке и проведении морских экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Hayek C.S., Schurman I.W., Sweeney J.H., Boyles C.A.* Azimuthal dependence of Bragg scattering from the ocean surface // Journ. Acoust. Soc. Amer. 1999. V. 105. № 4. P. 2129–2141.
2. *Dahl P.H.* On bistatic sea surface scattering: Field measurements and modeling // Journ. Acoust. Soc. Amer. 1999. V. 105. № 4. P. 2155–2169.
3. *Gragg R.F.* Doppler sidebands in the cross spectral density of narrow-band reverberation from a dynamic sea surface // Journ. Acoust. Soc. Amer. 2003. V. 114. № 3. P. 1387–1394.
4. *Лебедев А.В., Салин Б.М.* Исследование эффектов локализации областей рассеяния звука на ветровом волнении // Акуст. журн. 2004. Т. 50. № 6. С. 813–826.
5. *Бородина Е.Л., Салин Б.М.* Исследование характеристик реверберационного сигнала на вертикальной антенне при тональной засветке мелководной акватории // Акуст. журн. 2006. Т. 52. № 6. С. 753–759.
6. *Филлипс О.М.* Динамика верхнего слоя океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1980.

Azimuthal Dependence of Reverberation from a Harmonic Signal Propagating in Shallow Water

E. L. Borodina and B. M. Salin

Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, ul. Ul'yanova 46, Nizhni Novgorod, 603950 Russia
e-mail: bel@hydro.appl.sci-nnov.ru; salin@hydro.appl.sci-nnov.ru

Abstract—The problem of scattering from a rough sea surface is considered for a harmonic low-frequency (200–400 Hz) acoustic signal propagating in a shallow water area. An experimental study of the azimuthal reverberation dependence is carried out on the basis of the bistatic location scheme with the use of linear phased arrays. By comparison with calculations, the formation of the frequency–angular characteristics of reverberation is investigated for various wind directions with respect to the path of acoustic signal propagation.