

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ЧАСТОТНОЙ КОРРЕЛЯЦИИ ФЛЮКТУАЦИЙ АМПЛИТУДЫ ЗВУКОВЫХ СИГНАЛОВ

Э. П. Гулин, Е. И. Малышев

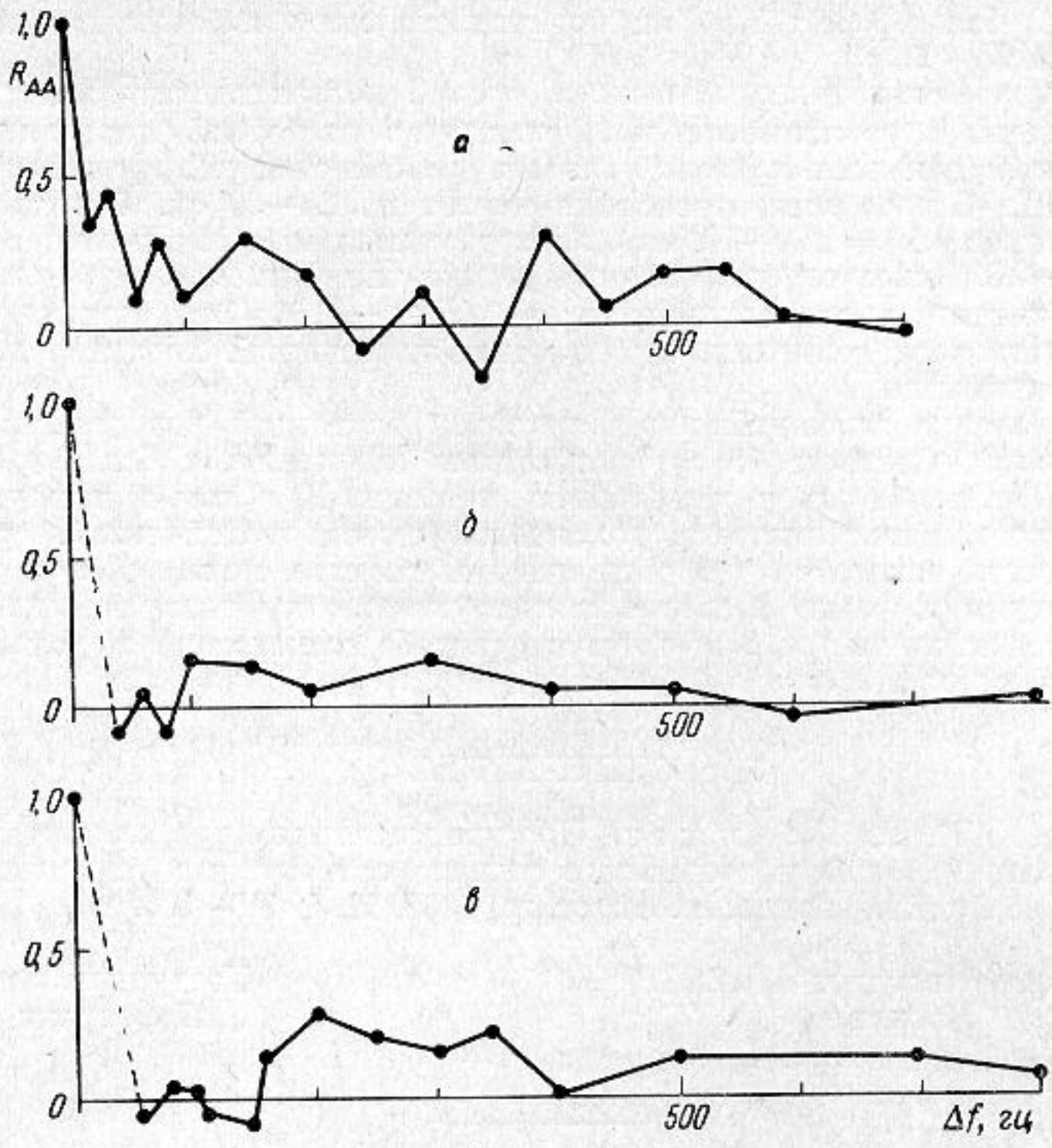
В технике радиосвязи действенным средством борьбы с замираниями сигналов является т. н. «разнесенный» прием, в частности, частотно-разнесенный прием. Эффективность последнего при заданном разнесении частот существенно зависит от интервалов частотной корреляции флюктуаций амплитуды сигналов. Аналогичная ситуация имеет место и при передаче звуковых сигналов в водной среде. В настоящей заметке описываются некоторые опыты по изучению частотной корреляции флюктуаций амплитуды звуковых сигналов в море в диапазоне частот 2,5—7 кГц; заметим, что термин «частотная корреляция флюктуаций амплитуды» вводится здесь, как обычно, для обозначения взаимной корреляции флюктуаций амплитуды тональных сигналов различной частоты.

Опыты проводились нами в условиях берегового клина с уклоном дна 20—30°. Излучатель и приемник были расположены на глубине 40—80 м, расстояние между ними равнялось 500—700 м. Более подробные сведения относительно условий проведения экспериментов содержатся в работе [1]. При исследовании частотной корреляции флюктуаций амплитуды излучались либо два монохроматических сигнала с разнесением по частоте, либо амплитудно-модулированный сигнал. Разнесение частот изменялось от 20 до 600—800 гц. Принятый сигнал записывался на магнитофонную ленту (продолжительность каждой записи для определенного частотного сдвига составляла 2—3 мин). Далее, сигналы с различными частотами выделялись анализатором АН-1-50 с плавно перестраиваемой частотой и полосой пропускания фильтра 20 гц по уровню 0,7 и огибающие сигналов записывались на регистраторе уровня Н-110. На один и тот же отрезок ленты регистратора последовательно записывались огибающие двух или трех сигналов с разнесенными частотами. Затем по полученным таким образом записям определялась взаимная корреляция процессов с помощью электромеханического коррелометра.

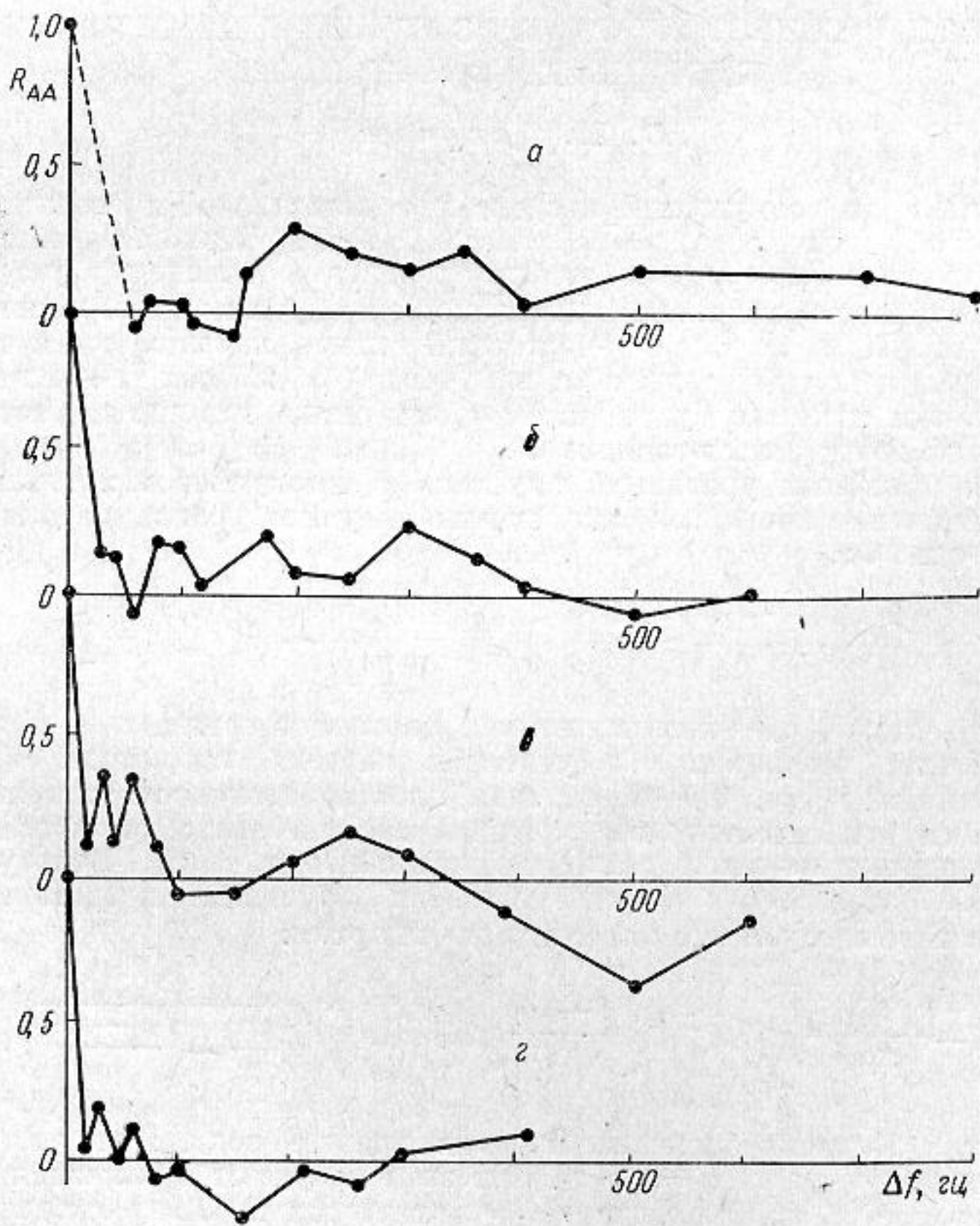
Измерения показали, что, как и в случае пространственной корреляции [1], вид кривых частотной корреляции флюктуаций амплитуды непрерывных тональных сигналов слабо зависит от направления движения поверхностной волны относительно трассы распространения звука. Изотропный характер рассеяния связан с многократными донно-поверхностными отражениями в береговом клине с неровными гранями. Поэтому для характеристики состояния поверхности моря при опытах, к которым относятся приводимые ниже графики, мы будем указывать лишь силу волнения, его тип и среднюю длину волны.

На фиг. 1 приведены экспериментальные зависимости корреляции флюктуаций амплитуды R_{AA} от интервала разнесения частот Δf , полученные при одновременном излучении двух частот в диапазонах ($a - f = 2,5 \div 3,2$ кГц, $b - f = 7 \div 7,8$ кГц) и при излучении амплитудно-модулированной волны ($c - f_n = 4$ кГц, $f_m = 20 \div 400$ гц, где f_n — частота несущей, f_m — частота модуляции). На поверхности моря наблюдалось слабое волнение силой в 1 балл ($\sqrt{H^2} = 6-7$ см, $\bar{\Lambda} = 4-5$ м). Параметры Рэлея и коэффициенты вариации амплитуды на частотах 2,5; 4 и 7 кГц были равны соответственно $\Phi = 0,1; 0,16; 0,28$; $\eta = 0,34; 0,45; 0,46$. Отрезки прямых на графиках, отмеченные пунктиром, соответствуют областям малых частотных сдвигов, где экспериментальные точки отсутствуют. В действительности спад корреляционных кривых b и c при малых Δf , по-видимому, должен быть более резким, что видно из сопоставления с кривой a . Из графиков фиг. 1 следует, что уже при $\Delta f = 50-100$ гц наблюдается спад коэффициента частотной корреляции более, чем в 2 раза. При дальнейшем увеличении Δf от 100—200 до 700—800 гц уменьшение коэффициента корреляции если и наблюдается, то значительно более медленное. При этом отчетливо видно, что на частотах в окрестности 7 кГц экспериментальные точки группируются ближе к оси абсцисс, чем в случае более низких частот. Среднее удаление экспериментальных точек от оси абсцисс в области $\Delta f = 100-800$ гц приходится из значения $|R_A| = 0,14; 0,075; 0,12$; для кривых a, b, c соответственно.

На фиг. 2 приведены коэффициенты частотной корреляции при различной силе волнения, полученные при двухчастотном излучении в диапазоне 3,7—4,5 кГц и при излучении амплитудно-модулированного колебания с несущей частотой $f_n = 4$ кГц и максимальной частотой модуляции $\Delta f_{max} = 400$ гц ($a - 1$ балл, $\sqrt{H^2} = 6-7$ см, $\bar{\Lambda} = 4$ м, $\Phi = 0,16$, $\eta = 0,45$; $b - 2$ балла, $\sqrt{H^2} = 10$ см, $\bar{\Lambda} = 10$ м, $\Phi = 0,27$, $\eta = 0,4$; $c - 3$ балла, $\sqrt{H^2} = 32$ см, $\bar{\Lambda} = 30-40$ м, $\Phi = 1,1$, $\eta = 0,4$; $d - 4$ балла, $\sqrt{H^2} = 60$ см, $\Phi \cong 1,4$, $\eta = 0,43$). Во всех случаях, кроме случая 3-х балльной волны, волнение было трехмерным; на основную волну типа зыби накладывалась короткая ветровая волна. Скорость ветра равнялась 3—5 м/сек. При вол-



Фиг. 1



Фиг. 2

нении силой 3 балла (фиг. 2, в) на поверхности моря наблюдалась мертвая зыбь с длиной волны 30—40 м.

По виду корреляционных кривых на фиг. 2 нельзя сделать заключение о наличии определенной зависимости коэффициентов частотной корреляции от силы волнения. Общим для всех кривых является резкий спад коэффициентов частотной корреляции в 2—3 раза при разнесении частот на 20—50 гц. В области больших частотных сдвигов ($\Delta f = 100—700$ гц) экспериментальные точки лежат в интервале $|R_{AA}|^2 \cong 0,2—0,3$. Исключением является кривая на фиг. 2, в, где при $\Delta f = 500$ гц наблюдается значительная антикорреляция ($R \cong -0,4$). Эта кривая, полученная в случае безветрового волнения, имеет менее изрезанный характер по сравнению с остальными кривыми.

Для определения значений коэффициентов частотной корреляции при малых частотных сдвигах (меньше 40 гц) необходимо пользоваться более узкополосными фильтрами, либо прибегать к умножению частоты. И в том и в другом случаях возможности разделения сигналов различных частот ограничены нестабильностью частоты задающих генераторов и расширением спектра сигналов, вследствие флюктуаций амплитуды и фазы. В силу влияния указанных факторов, минимально возможное разнесение частот при данном способе измерений в условиях наших экспериментов составляло около 10—15 гц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. П. Гулин, К. И. Малышев. Пространственная корреляция флюктуаций амплитуды непрерывного тонального сигнала при наличии отражения от взволнованной морской поверхности. Акуст. ж., 1965, 11, 4, 498—500.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
17 февраля 1964 г.

УДК 534.231

ЭНЕРГИЯ И СОПРОТИВЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ДВИЖУЩЕГОСЯ АКУСТИЧЕСКОГО МОНОПОЛЯ

В. П. Докучаев

Акустические поля возмущений в среде при дозвуковом и сверхзвуковом движении источников анализировались в работах [1—4]. Чернов, обобщив теорему Кирхгофа на случай неоднородных движущихся сред, определил угловое распределение и интенсивность излучения движущегося акустического монополя в виде пульсирующей сферы [2, 3]. Однако частотный спектр интенсивности излучения и сопротивления излучения (или реакция излучения) в работах [1—4] не анализировались. Именно эти вопросы будут рассмотрены ниже методами, разработанными в электродинамике движущихся зарядов [5].

Из системы линейных уравнений акустики с движущимся источником массы, введенным в уравнение непрерывности, можно получить уравнение для потенциала скорости $v = -\text{grad } \Phi$:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} - \frac{1}{c_s^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = - \frac{Q_0 e^{-i\omega_0 t}}{2\pi r_0} \delta(r) \delta(z - V_0 t), \quad (1)$$

где c_s — скорость звука, ρ_0 — невозмущенная плотность среды, ω_0 — частота гармонических колебаний источника в собственной системе координат, V_0 — скорость движения источника звука, Q_0 — амплитуда производительности источника. Ввиду симметрии задачи относительно оси z , вдоль которой движется источник, удобно воспользоваться цилиндрической системой координат (r, z, φ) . Пользуясь хорошо известными преобразованиями Фурье — Ханкеля [6], можно представить решение уравнения (1) в виде следующего интеграла по частотам:

$$\Phi(r, z, t) = - \frac{iQ_0}{8\pi\rho_0 V_0} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\omega t + i \frac{\omega - \omega_0}{V_0} z} H_0^{(1)} \left[r \sqrt{\frac{\omega^2}{c_s^2} - \left(\frac{\omega - \omega_0}{V_0}\right)^2} \right] d\omega, \quad (2)$$

где H_0 — функция Ханкеля нулевого порядка первого рода. Интеграл в формуле (2) вычисляется при $V_0 < c_s$ и $V_0 > c_s$. При этом получают выражения, подробно исследованные ранее [1, 4]. В случае $V_0 = c_s$ интеграл в (2) расходится, а при сверхзвуковом движении все возмущения заключены в конусе Маха. Расходимость интеграла при $V_0 = c_s$ устраняется при учете вязкости и нелинейных явлений.