

Нижегородский научно-исследовательский радиофизический институт
Государственного комитета РФ по высшему образованию

П р е п р и н т № 389

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОГЕРЕНТНЫХ СВОЙСТВ
РАССЕЯННЫХ ДНОМ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ
В ОКЕАНИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ
С СУЩЕСТВЕННЫМИ ИЗМЕНЕНИЯМИ ГЕНЕРАЛЬНОГО РЕЛЬЕФА ДНА

Ю.В.Петухов

Нижний Новгород, 1994

Петухов Ю. В.

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОГЕРЕНТНЫХ СВОЙСТВ РАССЕЯННЫХ ДНОМ
АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В ОКЕАНИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ С СУЩЕСТВЕННЫМИ
ИЗМЕНЕНИЯМИ ГЕНЕРАЛЬНОГО РЕЛЬЕФА ДНА // Препринт № 389. - НИРФИ:
Нижегород, 1994. - 26 с.

УДК 534.231.1

С использованием метода доплеровской томографии обнаружено, что по мере увеличения частоты излучения первичной волны давления, возбуждаемой равномерно движущимся тональным источником, исчезают определенные когерентные свойства рассеянных выделенными крупномасштабными неровностями генерального рельефа дна акустических сигналов, характеризующиеся существованием на плоскости доплеровское смещение частоты - расстояние соответствующих интерференционных линий.

Как было экспериментально показано в /1-4/, метод доплеровской томографии, сочетающий синтезирование апертуры с доплеровскими эффектами при анализе акустического поля, возбуждаемого равномерно движущимся источником тонального излучения, позволяет получать информацию не только об угловых зависимостях коэффициента отражения в районах с ровным дном /1, 2/ и силы рассеяния в районах со слабо изрезанным дном /3/, где отсутствуют выделенные по высоте неровности, но и является перспективным при изучении пространственно-угловой зависимости силы рассеяния акустических сигналов в океанических волноводах с существенными изменениями генерального рельефа дна /4/. Причем, например, в /4/ удалось определить пространственно-угловые зависимости силы рассеяния для выделенных характерных неровностей на подводной возвышенности, расположенной на достаточно резком береговом склоне, соединяющем относительно мелководный район с глубоководным районом Мирового океана. При решении конкретных задач в /1-4/ различные компоненты поля в океаническом волноводе - когерентная и рассеянная - разделялись на плоскости доплеровское смещение частоты - горизонтальное расстояние ($\Delta f - r$) по соответствующим им траекториям, отвечающим максимальным значениям интенсивности сигналов, распространяющихся по "чисто" бодным лучам, зеркально отраженным с различной кратностью от дна лучам и рассеянным на выделенных крупномасштабных неровностях его рельефа /4/. В случае слабо изрезанного рельефа дна, когда нет каких-либо выделенных по высоте неровностей, отсутствуют и какие-либо траектории на плоскости $\Delta f - r$, характерные для рассеянных сигналов (см./3/), которым на этой плоскости соответствует лишь сплошной фон, окружающий выделенные доплеровские линии, отвечающие зеркальной - когерентной - компоненте донных отражений различной кратности (обычно первой и второй (см./3/)). Как следует из приведенных в /3/ результатов (см.рис.2 в

/3/), с ростом исходной частоты излучения f_0 отвечающая, например, зеркальной компоненте поля первого донного отражения доплеровская траектория становится менее заметной на окружающем ее фоне, соответствующем рассеянным сигналам; при каждом же фиксированном значении f_0 выделенность этой доплеровской траектории существенно улучшается с увеличением угла падения сигналов на дно. Эти экспериментальные результаты согласуются с выводами теории рассеяния волн на крупномасштабных неровностях в приближении Кирхгофа /5/. Действительно, если согласно /5/ ввести в рассмотрение величину $V_k = \langle p'_s \rangle / p'_i$, имеющую смысл среднего (когерентного) коэффициента отражения, т.е. коэффициента отражения в зеркальном направлении, предполагая при этом, что источник и приемник находятся в дальнем поле от рассеивающей поверхности, то при нормальном законе распределения высот неровностей получаем следующую зависимость (см./5/):

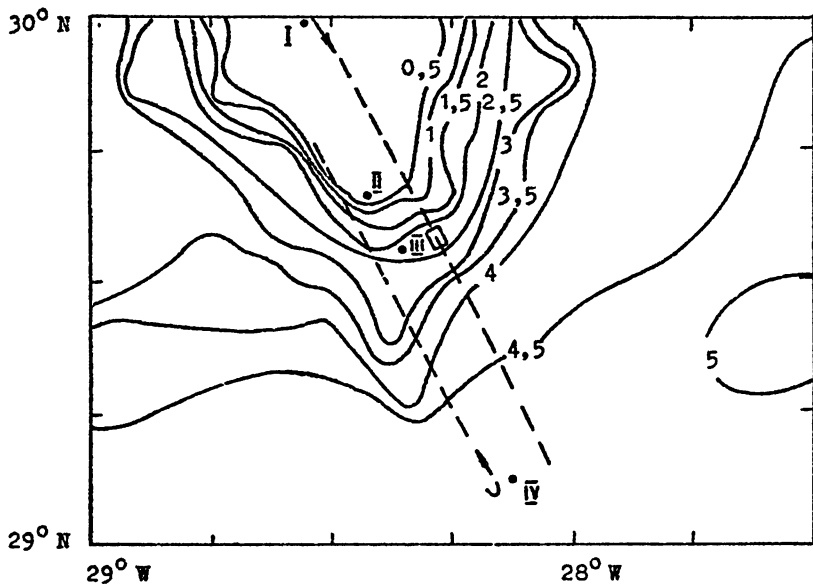
$$V_k(\theta_g) = V(\theta_g) e^{-2\sigma^2 k^2 \cos^2 \theta_g} = V(\theta_g) e^{-P^2/2} \quad (I)$$

Здесь $\langle p'_s \rangle$ — среднее значение возмущения давления в рассеянном поле, p'_i — возмущение давления в падающей волне, $V(\theta_g)$ — коэффициент отражения плоской волны от ровной границы раздела соответствующих сред, θ_g — угол падения, σ — среднеквадратичное смещение неровной поверхности, $k = \omega/c$, ω — циклическая частота, c — скорость звуковых падающей и рассеянных волн (см./5/). Как видно из (I), с ростом параметра $P = 2\sigma k \cos \theta_g$, т.е. с увеличением частоты излучения и уменьшением угла падения, средний коэффициент отражения быстро убывает, поскольку в этом случае фазы волн, рассеянных на различных реализациях неровной поверхности, становятся все более случайными по отношению к фазе первичной падающей волны; последнее означает, что рассеянное поле будет становиться все более некогерентным, со средним значением, уменьшающимся до нуля. При $P \rightarrow 0$ рассеянные волны будут иметь определенную разность фаз и поле окажется когерентным. В случае $P = 0$, например, при отражении сферической волны от плоской границы раздела сред, отраженное поле в первом приближении можно моделировать плоскими волнами с приблизительно одинаковыми фазовыми набе-

гами от источника к приемнику (в узком диапазоне углов падения и около точки стационарной фазы $\theta = \theta_0$); фазировка этих волн и определяет полностью величину коэффициента отражения $V_k = V(\theta_0)$, который здесь всегда является когерентным. Следовательно, можно считать, что, во-первых, V_k является мерой когерентности рассеянного поля, во-вторых, существование на плоскости $\Delta f - r$ выделенных доплеровских траекторий, соответствующих рассеянным сигналам, подразумевает наличие определенной степени когерентности у рассеянных сигналов. Такая интерференционная структура рассеянных подводной возвышенностью сигналов наблюдалась на одной низкой частоте $f_0 = 135$ Гц в /4/. В данной же работе, которая в некотором смысле является продолжением /4/, основной целью является изучение частотной зависимости когерентных свойств рассеянных сигналов; причем по аналогии с зеркальным отражением и в соответствии со сказанным выше, будем здесь когерентные свойства рассеянных сигналов характеризовать определенной контрастностью соответствующих доплеровских линий на плоскости $\Delta f - r$.

Для решения поставленной задачи воспользуемся экспериментальным материалом, полученным в двух морских научно-исследовательских экспедициях, проведенных соответственно в двух близлежащих районах Мирового океана. Обратимся сначала к анализу экспериментальных данных, полученных в районе с существенными изменениями генерального рельефа дна, батиметрическая карта которого приведена на рис. I. Эксперимент, схема которого также изображена на рис. I, проводился с использованием специализированного излучающего комплекса, состоящего из трех гармонических источников, генерировавшего акустические сигналы с частотами $f_0 = 135$ Гц, $f_0 = 238$ Гц, $f_0 = 500$ Гц и буксировавшегося со скоростью $v = 2,1 \pm 2,6$ м/с на глубине $z_s = 50$ м. Типичная стратификация скорости звука $c(z)$ от глубины z в данном районе приведена на рис. 2а. При движении излучающего корабля вдоль первой трассы, т.е. из мелководного района в более глубоководный, прием осуществлялся на одиночный гидрофон автономной донной станции I (см. рис. I), располагавшийся на высоте $h = 10^2$ м от дна. Из представленной на рис. 2б зависимости глубины океана $H(r_1)$ от горизонтального расстояния r_1 , пройденного излучающим кораблем вдоль первой трассы, видно, что излучающий комплекс проходил над подводной возвышенностью, расположенной на береговом склоне, соединяющем мелковод-

ный и глубоководный районы океана (см. также /4/). Эта достаточна о локализованная возвышенность отмечена условно на рис. I прямоугольником, хотя упоминание о ней отсутствует на имеющихся батиметрических картах данного района. Следует отметить еще одну примечательную особенность первой трассы, а именно, она проложена почти перпендикулярно изобатам на первой ее половине. При движении по второй трассе излучающий корабль перемещался в обратном,



Р и с. I

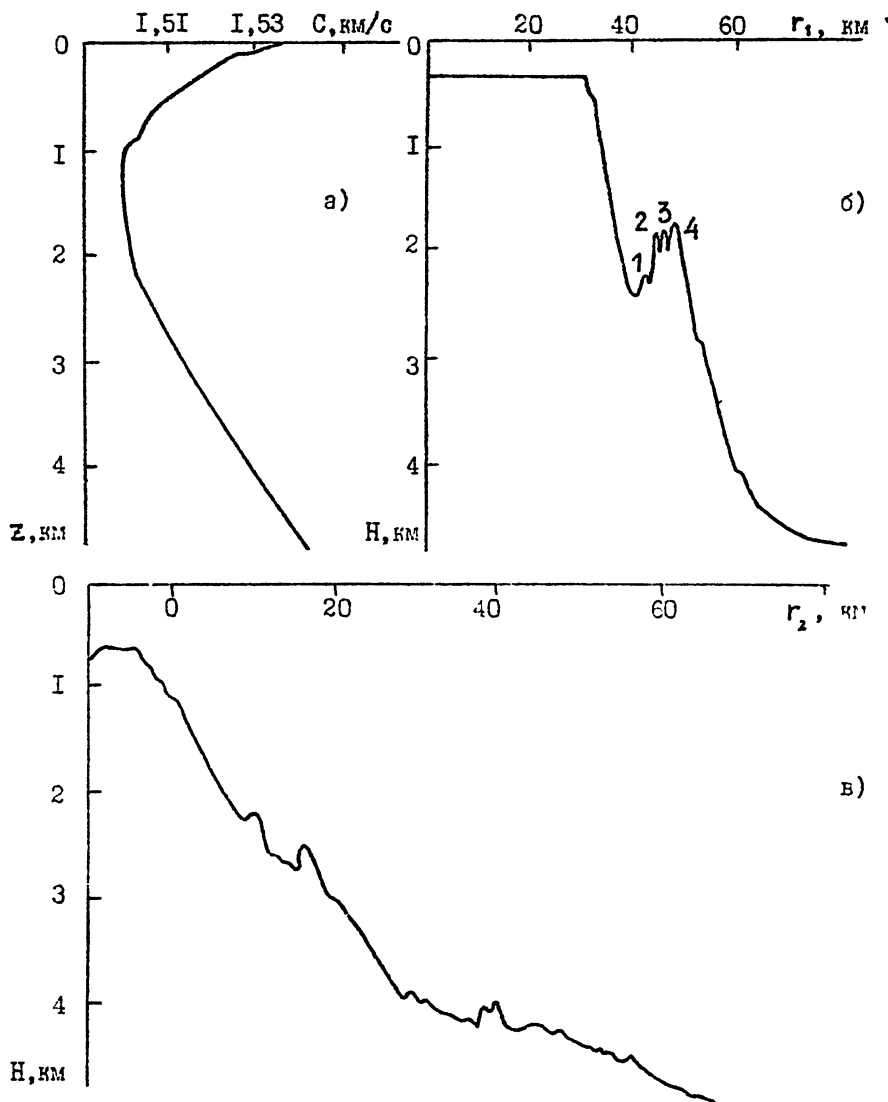
Карта глубин и схема проведения экспериментальных исследований в первом районе Мирового океана.

Арабскими цифрами отмечены глубины в километрах, отвечающие соответствующим изобатам, которые указаны сплошными линиями.

Римскими цифрами отмечены номера соответствующих донных станций.

Штриховые линии отмечают трассы движения излучающего корабля в направлениях, указанных стрелками.

Прямоугольник на первой трассе указывает положение подводной возвышенности.



Р и с. 2

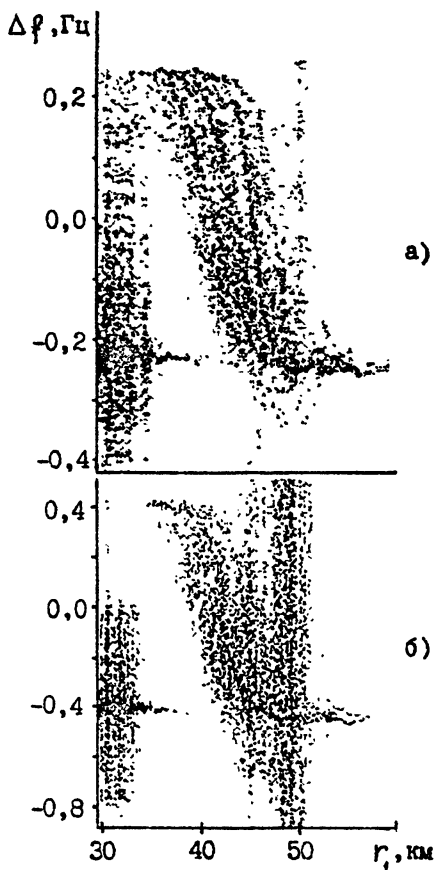
Типичная зависимость скорости звука $c(z)$ от глубины z - (а), а также изменения рельефа дна $H(r_1)$ вдоль первой трассы - (б), где цифрами 1, 2, 3, 4 указаны номера характерных неровностей, и $H(r_2)$ - вдоль второй трассы - (в) в зависимости от соответствующих расстояний r_1 и r_2 , пройденных излучающим кораблем

по отношению к первой трассе, направлении, а прием сигналов осуществлялся на три донные станции, расположенные на мелководье - II, среднем участке пути - III и в начале глубоководного участка пути - IV (см.рис.1); при этом минимальное расстояние от подводной вышенности до излучающего корабля на второй трассе составляло приблизительно 15 км. Изменение глубины океана $H(r_2)$ от горизонтального расстояния r_2 вдоль второй трассы представлено на рис. 2в, причем для удобства сравнения с результатами экспериментальных исследований на первой трассе, чисто формально принята за начало отсчета дистанции точка $r_2 = 0$, находящаяся на траверзе донной станции - II, т.е. на горизонтальном расстоянии $r = \sqrt{r_2^2 + d^2}$, где $d \approx 7$ км. В соответствие с этим, дальнейшая обработка экспериментальных данных, полученных на второй трассе, проводилась с обращением времени, т.е. при обратном воспроизведении магнитофонных записей. Кроме того, для адекватного сопоставления результатов обработки на этих двух трассах выбирались экспериментальные данные, зафиксированные на двух донных станциях I и II, расположенных в мелководных участках океанического волновода (см.рис.1). Как и в /I-4/, при получении необходимых для дальнейшего анализа доплерограмм, т.е. зависимостей интенсивности акустических сигналов $J(\Delta f, r)$ от доплеровского смещения частоты $\Delta f = f(r) - f_0$ и горизонтального расстояния r , принимаемый во времени t сигнал давления $p'(t)$, записанный параллельно с опорным, гетеродинировался на промежуточную частоту $f = f_n = 1$ Гц и фильтровался в полосе $\Delta f_\phi = 2,3$ Гц. "Скользкий" спектральный анализ

$$S(t, \nu, T) = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} p_\phi(t') e^{2\pi i \nu t'} dt' \quad (2)$$

представленного таким образом сигнала давления $p_\phi(t)$, вводимого в ЭМ с частотой дискретизации $\nu = \nu_g = 8$ Гц, проводился без весовой обработки при длительности каждой реализации $T = 340$ с и с шагом по времени $\Delta T = 10^2$ с ($t = l \Delta T$; $l = 0, 1, 2, \dots$); здесь $\nu = \Delta f + f_n$.

Результаты обработки для величины $J(\Delta f, r_1) = |S(t, \nu, T)|^2$ на первой трассе приведены в плотностной записи на рис. 3, причем лишь в представляющей интерес области расстояний, в ко-



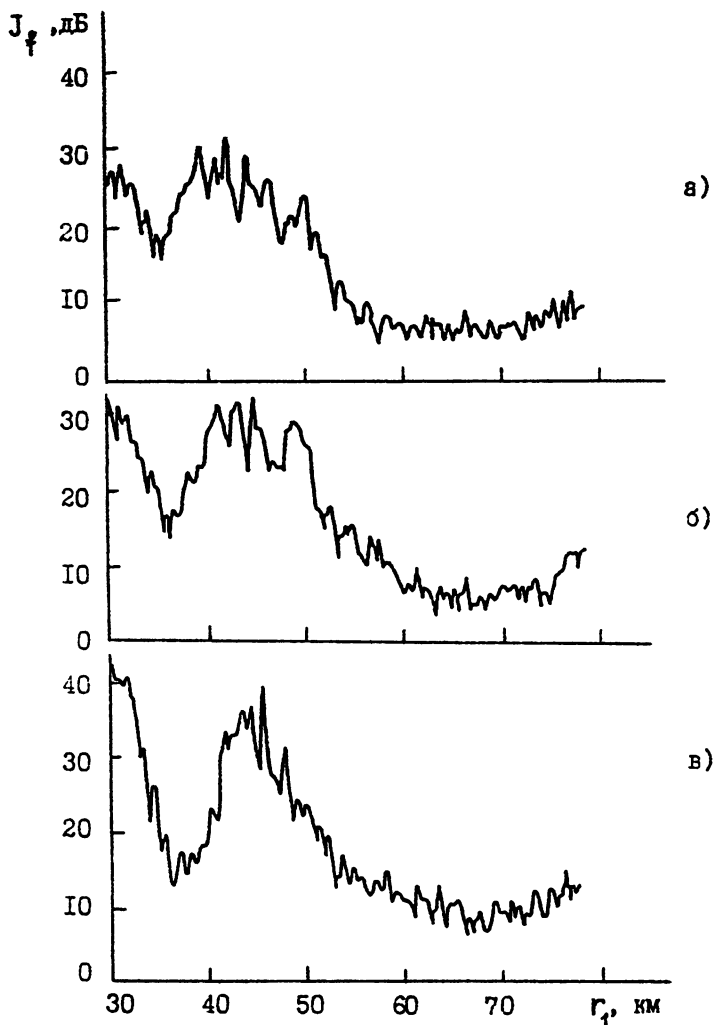
Представленная в плотностной
записи на плоскости
доплеровское смещение
частоты - расстояние
($\Delta f - r_1$)
интенсивность акустических
а) сигналов $J(\Delta f, r_1)$
для частот излучения
 $f_0 = 135$ Гц - (а)
и $f_0 = 238$ Гц - (б)
на первой трассе
первого района

Р и с . 3

торой наиболее заметно проявляется вклад рассеянных подвод и о й
возвышенностью сигналов в полное поле (при $r_1 = 0$). На рис.3 со -
ответствующие зависимости представлены лишь для сигналов, возбуж -
даемых источниками с частотами излучения $f_0 = 135$ Гц (рис.3а) и
 $f_0 = 238$ Гц (рис.3б); отсутствие здесь аналогичных данных при $f_0 =$
 $= 500$ Гц обусловлено существенными помехами при приеме в т а к о м
высокочастотном диапазоне, вызванными высокочастотными колеба н и я -
ми выпускаемой (из донной станции) приемной системы под действием
придонных течений на мелководье. Не вдаваясь в подробности описа -
ния детальной структуры доплерограммы на самой низкой частоте (см.

рис.3а), поскольку это сделано в /4/, остановимся лишь на перечислении следующих основных выводов. Во-первых, сигналам донных отражений, формирующим поле в мелководном участке волновода соответствует на рис.3 почти горизонтальная доплеровская траектория, уже решно просматривающаяся при буксировке излучающего комплекса до расстояния $r_1 \approx 40$ км, которое превышает протяженность этого участка волновода на максимальную длину цикла луча $D_m = 10$ км; отвечающие же этим сигналам доплеровские смещения частоты не разрешаются из-за малых отличий в углах скольжения соответствующих им лучей $\chi < 10^\circ$, проходящих в точку приема $h = 10^2$ м, $r_1 = 0$. Во-вторых, при выходе излучающего комплекса из мелководного участка волновода $r_1 \approx 30$ км на доплерограмме начинают заметно проявляться положительные доплеровские смещения частоты, отвечающие сигналам, вышедшим из источника в переднюю по отношению к направлению его движения полусферу и после рассеяния в обратном направлении на возвышенности прошедшим в точку приема по лучам, углам скольжения которых лежат в диапазоне $5^\circ \leq \chi(r_1 = 0, h) \leq 16^\circ$. По мере движения излучающего комплекса по глубоководному участку волновода соответствующие рассеянным сигналам доплеровские смещения частоты изменяются от максимально ($\Delta f > 0$) до минимально ($\Delta f < 0$) возможных значений; причем для $f_0 = 135$ Гц в области расстояний $37 \text{ км} \approx r_1 \approx 48 \text{ км}$ заметно проявляется интерференционная структура рассеянного поля из четырех доплеровских линий $\Delta f_{js}(r_1)$, $j = [1, 4]$ (см.рис.3а), отвечающих сигналам, рассеянным на четырех характерных неровностях рельефа самой возвышенности (см.рис.2б), пронумерованных соответственно в том же порядке слева направо. Вклад в полное поле сигналов, рассеянных на этих четырех неровностях, хорошо просматривается также в определенной пространственной области в поведении зависимости от горизонтального расстояния r_1 интенсивности акустического поля $J_f(\Delta f, r_1)$, сформированного взаимодействующими с неровным дном сигналами при фиксированных углах выхода соответствующих им лучей из источника $\theta^{(0)} = -\arcsin [c(z_s) \Delta f / v f_0]$ (см.рис.4). Сами же зависимости $J_f(\Delta f, r_1)$ получаются простым интегрированием интенсивности поля

$$J_f(\Delta f, r_1) = \frac{1}{\delta(\Delta f)} \int_{\Delta f - \delta(\Delta f)/2}^{\Delta f + \delta(\Delta f)/2} J(\Delta f, r_1) d(\Delta f) \quad (3)$$



Р и с. 4

Зависимость от горизонтального расстояния r_1 интенсивности $J_f(\Delta f, r_1)$ акустических сигналов при различных значениях доплеровского смещения частоты:

$$\Delta f = 0,1 \text{ Гц}, \quad \theta^{(0)} = -27^\circ - (\text{а}); \quad \Delta f = 0, \quad \theta^{(0)} = 0^\circ - (\text{б});$$

$$\Delta f = -0,1 \text{ Гц}, \quad \theta^{(0)} = +27^\circ - (\text{в}); \quad f_0 = 135 \text{ Гц},$$

$$\delta(\Delta f) = 50 \text{ мГц}$$

при постоянном значении Δf . Из приведенных на рис. 4 результатов вторичной обработки (3) экспериментальных данных при $\delta(\Delta f) = 50$ МГц видно, что четыре максимума $J_f(\Delta f, r_1)$, соответствующие преобладающему вкладу сигналов, рассеянных на характерных неровностях $j = [1, 4]$ подводной возвышенности, наиболее отчетливо выделяются при углах выхода, близких к нормальному $\theta^{(0)} = 0$, т.е. при прохождении излучающего комплекса непосредственно над возвышенностью; при этом абсолютный максимум интенсивности рассеянного поля наблюдается при скользких углах выхода $\theta^{(0)} \rightarrow \pi/2$ лучей, когда, как показали расчеты, соответствующие им сигналы попадают, после рассеяния на подводной возвышенности, без дополнительных отражений от поверхности и дна глубоководного участка волновода, в мелководный участок океанического волновода. И, наконец, в-третьих, что является основным в данной работе, при более высокой частоте излучения $f_0 = 238$ Гц четыре характерные доплеровские траектории $\Delta f_{js}(r_1)$ ($j = [1, 4]$) существенно хуже выделяются на сплошном фоне, отвечающем рассеянным сигналам, образующимся при взаимодействии первичных волн давления с неровным дном под различными углами падения $0 \leq \theta_g \leq \pi/2$; т.е. тонкая интерференционная структура, соответствующая рассеянной компоненте акустического поля, исчезает с ростом исходной частоты излучения. Последнее как раз и означает, что когерентность рассеянной компоненты поля уменьшается с ростом частоты излучения f_0 . В самом деле, при $f_0 = 238$ Гц интерференционная структура рассеянного поля характеризуется всего лишь одной заметно проявляющейся при $37 \text{ км} \leq r_1 \leq 48 \text{ км}$ доплеровской траекторией $\Delta f_{15}(r_1)$, соответствующей сигналам, рассеянным на первой неровности подводной возвышенности; доплеровская же траектория $\Delta f_{25}(r_1)$ едва угадывается на сплошном фоне, а траектории $\Delta f_{35}(r_1)$ и $\Delta f_{45}(r_1)$ вовсе отсутствуют.

С целью получения и сравнения на различных частотах угловых зависимостей силы рассеяния $J_{js}(\theta_g)$ для первой $j = 1$ и второй $j = 2$ неровностей подводной возвышенности выполним сначала, как и в /4/, интегрирование интенсивности акустического поля $J(\Delta f, r_1)$ по доплеровскому смещению частоты

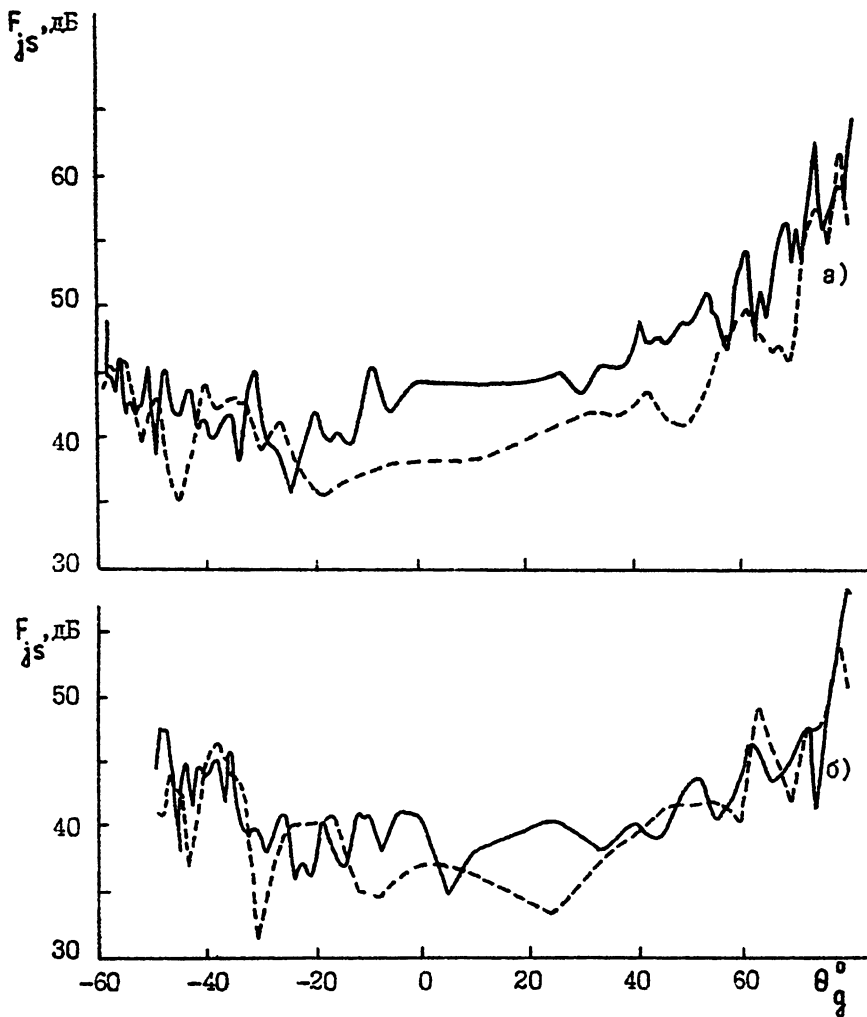
$$J_{js}(r_1) = \frac{1}{\delta(\Delta f)} \int_{\Delta f_{js} - \delta(\Delta f)/2}^{\Delta f_{js} + \delta(\Delta f)/2} J(\Delta f, r_1) d(\Delta f) \quad (4)$$

в определенном диапазоне $\delta(\Delta f) = 20$ мГц и вдоль соответствующих траекторий $\Delta f_{js}(r_1)$ на плоскости $\Delta f - r_1$; в результате вторичной обработки (4) получим пространственные зависимости интенсивности $J_{js}(r_1)$ сигналов, рассеянных на соответствующих неровностях. Затем, рассчитаем с использованием лучевой теории потери при распространении $J_{jp}(r_1)$ от первой и второй неровностей, а также углы падения $\theta_g(r_1)$ сигналов на их склоны. Если после этого воспользуемся данными для интенсивности акустического поля $J_s(f_0)$ вблизи соответствующих излучателей, то искомые угловые зависимости для силы рассеяния найдем, используя известные соотношения

$$\lg F_{js}(\theta_g) = \lg J_{js}(r_1(\theta_g)) - \lg J_{jp}(r_1(\theta_g)) - \lg J_s(f_0). \quad (5)$$

Результаты пересчета (5) экспериментальных данных приведены на рис.5, из которого следует, что с увеличением почти в 1,8 раз частоты излучения сила рассеяния заметно (на 5 дБ+10 дБ) возрастает лишь в диапазоне углов падения $-20^\circ < \theta_g < 40^\circ$, ближе расположенном к нормальному падению первичных волн давления на склоны этих двух неровностей.

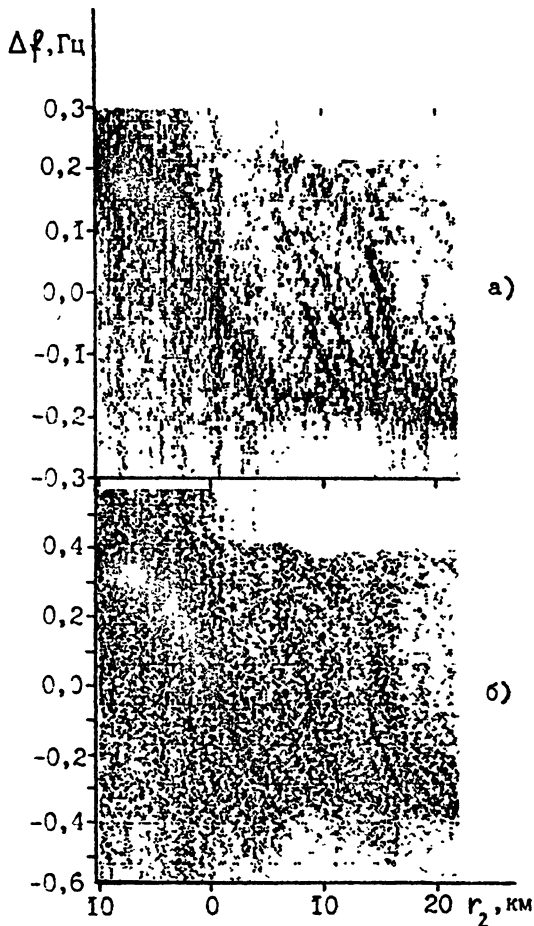
Обнаруженный на первой трассе эффект уменьшения когерентности рассеянных выделенными крупномасштабными неровностями подводной возвышенности сигналов с ростом частоты излучения наглядно иллюстрируют также результаты обработки (2) экспериментальных данных, полученных на второй трассе, представленные, как и в первом случае (см.рис.3), для величины $J(\Delta f, r_2)$ в плотной записи на рис.6. Хотя при движении излучающего комплекса вдоль второй трассы характерные неровности подводной возвышенности облучались только сбоку, тем не менее, при низкой частоте (см. рис.6а) на доплерограмме в области расстояний $5 \text{ км} \approx r_2 \approx 20 \text{ км}$ достаточно уверенно выделяются четыре доплеровские траектории, характеризующие тонкую интерференционную структуру рассеянного поля и отвечающие сигналам, рассеянным на соответствующих неровностях $j = [1, 4]$ подводной возвышенности. На высокой же частоте контрастность этих доплеровских траекторий существенно ослабляется (см.рис.6б). Кроме того, заметно ослабляется и проходящая через точку $\Delta f = 0, r_2 = 0$ наиболее выделенная доплеровская



Р и с.5

Зависимости силы рассеяния $F_{js}(\theta_g)$ от угла падения на склоны первой $j = 1$ - (а) и второй $j = 2$ - (б) неровностей подводной возвышенности, полученные на первой трассе в первом районе Мирового океана для частоты излучения $f_0 = 135$ Гц, $\delta(\Delta f) = 20$ МГц (штриховые линии) и $f_0 = 238$ Гц, $\delta(\Delta f) = 30$ МГц (сплошные линии)

траектория, отвечающая когерентной компоненте донных отражений и β , что вызвано, по-видимому, существенным рассеянием последних при распространении; действительно, при $f_0 = 135$ Гц соответствующая траектория уверенно просматривается до расстояния $r_2 \approx 12$ км, в то время, как при $f_0 = 238$ Гц - до расстояния $r_2 \approx 5$ км (см.рис. 6). Следует однако отметить, что, к сожалению, вследствие существующих определенных трудностей расчета потерь при распространении рассеянных сигналов на второй трассе, здесь не удалось получить угловые зависимости силы рассеяния для характерных неровностей β

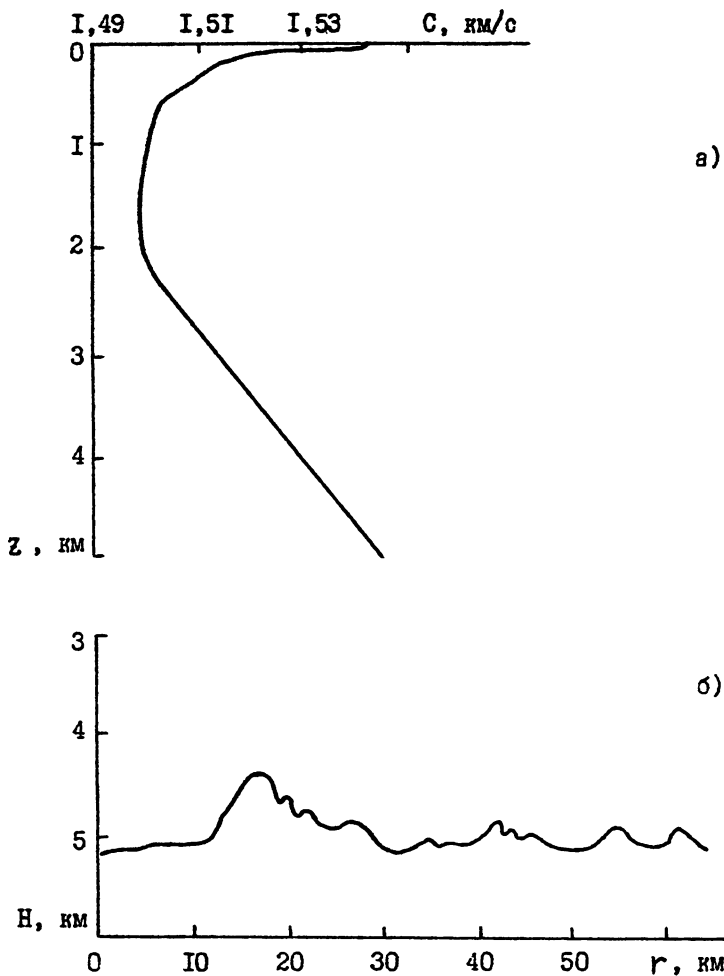


Р и с. 6

Представленная в плотностной записи на плоскости доплеровское смещение частоты - расстояние $(\Delta f - r_2)$ интенсивность акустических сигналов $J(\Delta f, r_2)$ для частоты излучения $f_0 = 135$ Гц - (а) и $f_0 = 238$ Гц - (б) на второй трассе первого района Мирового океана

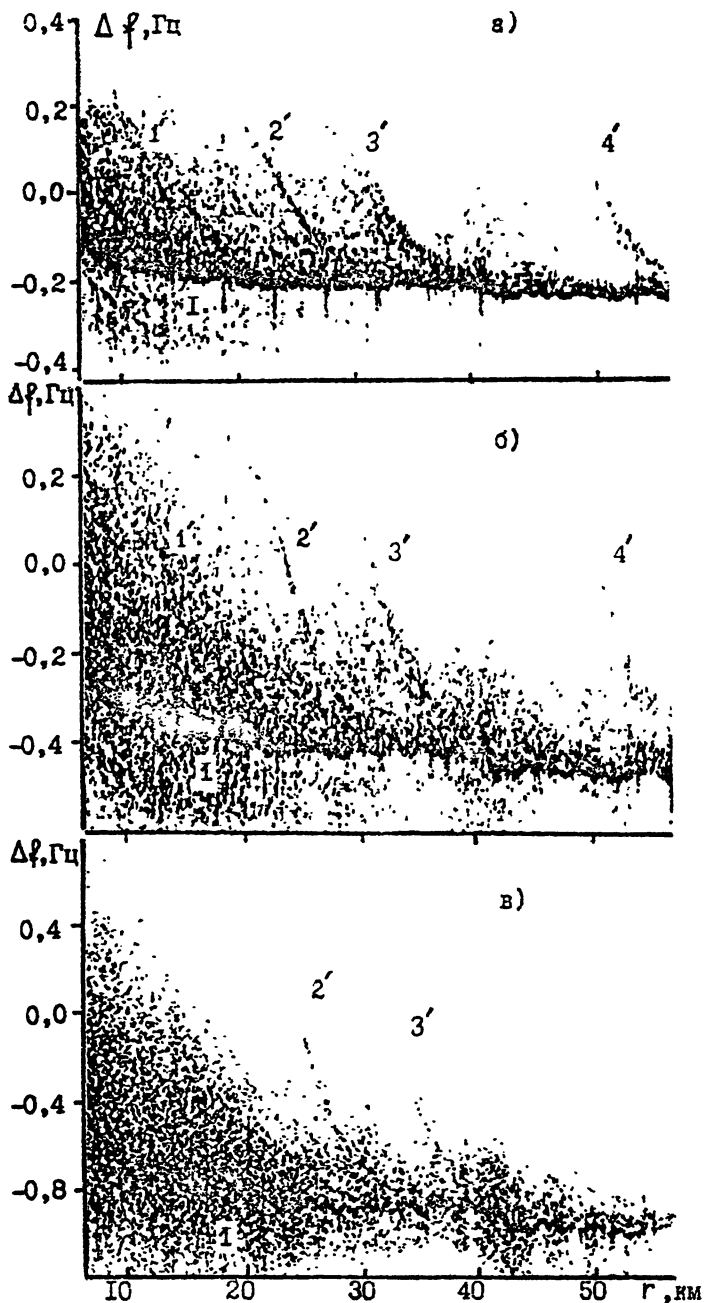
подводной возвышенности при тех же двух значениях частоты излучения, по аналогии с тем, как это сделано на первой трассе (см.рис. 5).

С целью дополнительной проверки экспериментально обнаруженного эффекта уменьшения когерентности рассеянных на крупномасштабных неровностях дна акустических сигналов с ростом частоты излучения обратимся к анализу экспериментальных данных, полученных во втором районе Мирового океана, расположенном на 2° восточнее первого района. Стратификация скорости звука $C(z)$ имела здесь аналогичный вид (см.рис.7а), а рельеф дна был также существенно изрезанным (см.рис.7б), поскольку высота отдельных неровностей, располагавшихся непосредственно по трассе (см.рис.7б) и по обе стороны от нее, достигала значений 500 м. Буксировавшийся со скоростью $v = 2,1 \pm 2,6$ м/с на глубине $z_s = 50$ м и излучающий комплекс генерировал акустические возмущения с частотами $f_0 = 135$ Гц, $f_0 = 235$ Гц и $f_0 = 535$ Гц; прием сигналов осуществлялся на одиночный гидрофон, который с дрейфующей яхты опускался на глубину $z_r = 80$ м. "Скользкий" спектральный анализ (2) проводился при $T = 164$ с и $\Delta T = 41$ с, а его результаты для интенсивности $J(\Delta f, r)$ представлены в плотностной записи на плоскости $\Delta f - r$ (см.рис.8), причем в той области горизонтальных расстояний, где присутствуют лишь сигналы, отраженные от дна и рассеянные на его неровностях. Из приведенных на рис.8 результатов обработки следует, что с ростом частоты излучения уменьшается когерентность рассеянных выделенными неровностями дна сигналов, поскольку падает контрастность соответствующих им доплеровских траекторий (см.1', 2', 3' и 4' на рис.8); аналогичный эффект наблюдается и для сигналов первого донного отражения (см.1 на рис.8). Здесь также, как и в первом районе, была выполнена вторичная обработка (4) экспериментальных данных, т.е. интегрирование по Δf , в диапазонах $\delta(\Delta f) = 50$ мГц, $\delta(\Delta f) = 75$ мГц, $\delta(\Delta f) = 120$ мГц для $f_0 = 135$ Гц, $f_0 = 235$ Гц и $f_0 = 535$ Гц соответственно, вдоль доплеровских траекторий $\Delta f_{js}(r)$, отвечающих рассеянным сигналам и траектории $\Delta f_1(r)$, отвечающей зеркальной компоненте первого донного отражения; результаты этой обработки и представлены в виде пространственных зависимостей интенсивности $J_{js}(r)$, $j = [1, 4]$ и $J_1(r)$ на рис.9, 10 соответственно. Из приведенных на рис.9, 10 зависимостей следует, что с увеличением



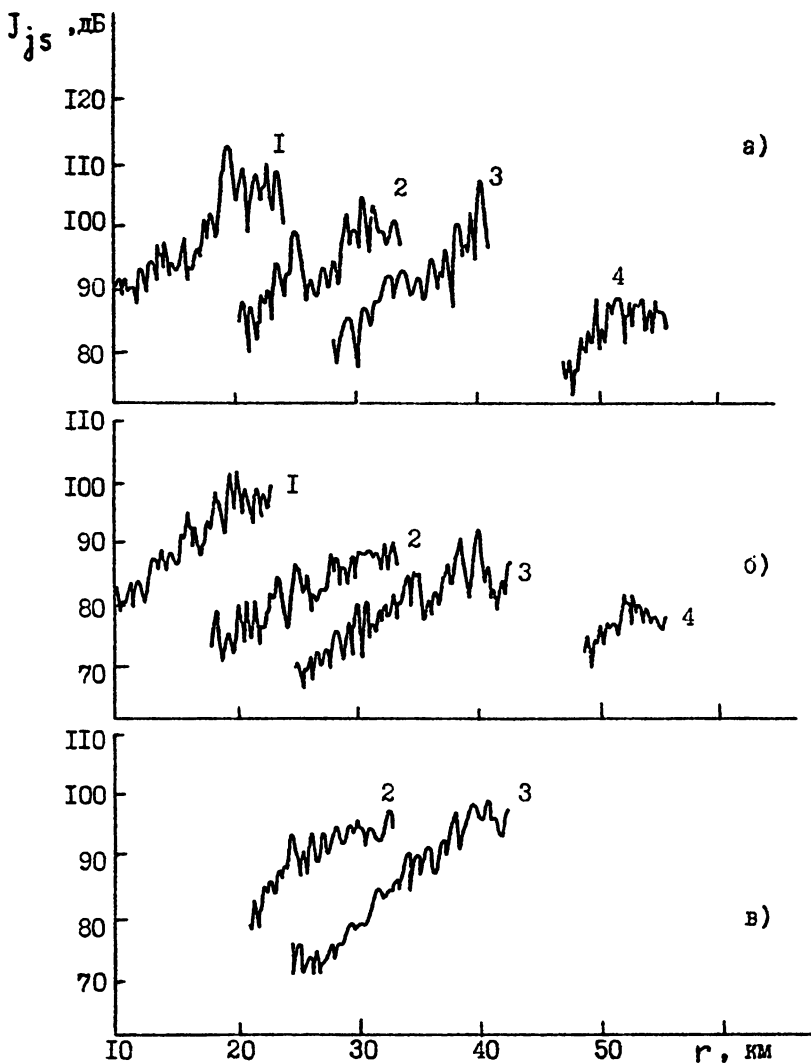
Р и с. 7

Типичная зависимость скорости звука $C(z)$ от глубины z - (а), а также изменение рельефа дна $H(r)$ в зависимости от горизонтального расстояния r , пройденного излучающим кораблем вдоль трассы во втором районе Мирового океана



Р и с. 8

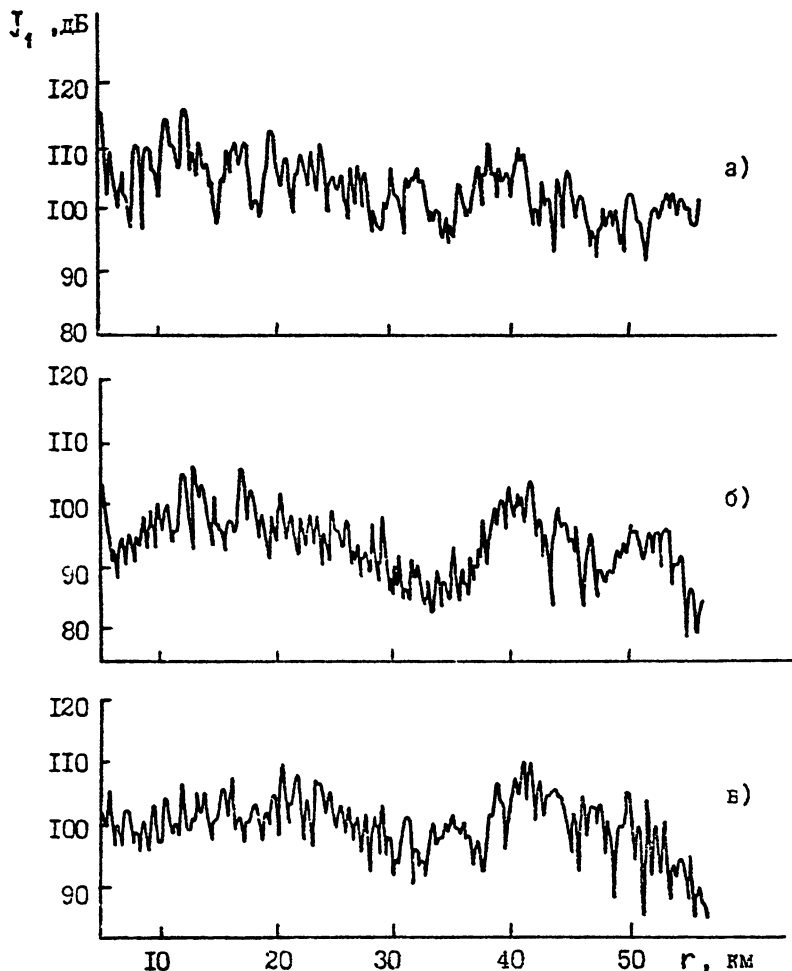
Представленная в плотностной записи на плоскости доплеровские смещения частоты - расстояния ($\Delta f - r$) интенсивность акустических сигналов $J(\Delta f, r)$ для частоты излучения $f_0 = 135 \text{ Гц}$ - (а), $f_0 = 535 \text{ Гц}$ - (б) во втором районе Мирового океана. Доплеровская траектория 1 соответствует зеркальной компоненте сигналов первого донного отражения, доплеровские траектории 1, 2, 3, 4, 4' - рассеянным сигналам.



Р и с. 9

Зависимости 1, 2, 3, 4 от расстояния r интенсивности $J_{js}(r)$
 ($j = \overline{1, 4}$) сигналов, рассеянных на соответствующих
 (значениям j) неровностях рельефа дна во втором районе
 Мирового океана для частоты излучения

$$\begin{aligned}
 f_0 &= 135 \text{ Гц, } \sigma(\Delta f) = 50 \text{ мГц} - \text{(а)}, \\
 f_0 &= 235 \text{ Гц, } \sigma(\Delta f) = 75 \text{ мГц} - \text{(б)}, \\
 f_0 &= 535 \text{ Гц, } \sigma(\Delta f) = 120 \text{ мГц} - \text{(в)}
 \end{aligned}$$



Р и с. 10

Зависимость от горизонтального расстояния r интенсивности $J_1(\Delta f, r)$ когерентной компоненты поля, полученная интегрированием $J(\Delta f, r)$ вдоль соответствующей первой донному отражению доплеровской траектории $\Delta f_1(r)$, для частот излучения:

$$\begin{aligned}
 f_0 &= 135 \text{ Гц, } \sigma(\Delta f) = 50 \text{ мГц} - (\text{а}), \\
 f_0 &= 235 \text{ Гц, } \sigma(\Delta f) = 75 \text{ мГц} - (\text{б}), \\
 f_0 &= 535 \text{ Гц, } \sigma(\Delta f) = 120 \text{ мГц} - (\text{в})
 \end{aligned}$$

частоты излучения, во-первых, не изменяется сколько-нибудь заметно темп довольно быстрого нарастания интенсивности рассеянных на каждой неровности сигналов при изменении от минимальных (отрицательных) до максимальных (положительных) значений азимутально $\theta^{(0)}$ и радиального $\varphi^{(0)}$ углов выхода лучей из источника, в до л ь которых распространяются первичные волны давления, взаимодействующие с соответствующими неровностями дна; во-вторых, все заметнее проявляются два максимума в пространственной зависимости интенсивности когерентной компоненты сигналов первого донного отражения при $r \approx 20$ км и $r \approx 40$ км. Следует отметить, что при проведении данного эксперимента было затруднено установление конкретного расположения находящихся сбоку от трассы выделенных неровностей дна, поэтому здесь не были определены соответствующие им угловые зависимости силы рассеяния $F_{js}(\theta_g)$.

Таким образом, приведенные выше результаты обработки экспериментальных данных позволяют утверждать, что экспериментально обнаружен эффект уменьшения когерентности узкополосных акустических сигналов, рассеянных выделенными крупномасштабными неровностями дна глубоководного океанического волновода, с ростом частоты излучения. Представляется важным обратить внимание на тот факт, что аналогичный эффект наблюдался, во-первых, для широкополосных импульсных сигналов, рассеянных на мелкомасштабных неровностях рельефа и неоднородностях верхнего осадочного слоя дна в глубоководном океаническом волноводе /6/, во-вторых, для широкополосных шумовых сигналов, рассеянных на выделенных крупномасштабных неровностях дна в мелководном океаническом волноводе /7/.

Перейдем теперь к теоретическому описанию обнаруженного здесь эффекта уменьшения когерентности рассеянных дном тональных акустических сигналов с ростом частоты излучения, проявляющегося в ослаблении контрастности соответствующих им интерференционных линий на плоскости доплеровское смещение частоты - расстояние. С целью скорее качественного, чем количественного, объяснения этого эффекта воспользуемся простыми аналогиями из теории антенн. А именно, предположим, что рассеивающая поверхность дна, во-первых, представляет собой прямоугольную площадку со сторонами L_1 , вдоль координаты x и L_2 - вдоль координаты y , расположенную перпендикулярно оси z , во-вторых, находится в дальней зоне по отношению к источнику и приемнику; кроме того, в дальнейшем для

простоты рассуждений не будем учитывать многолучевой характер распространения сигналов до рассеивателя и после него, а само рассеянное поле будем моделировать излучением эквивалентной плоской антенны. При этом будем считать, что, во-первых, углы падения θ_g , φ_g квазиплоской волны (в вертикальной и горизонтальной плоскостях соответственно) являются фактически углами компенсации такой антенны, сфазированной на плоскую волну, переизлучаемую в зеркальном направлении; во-вторых, распределение поля $\alpha(x, y, k)$ на рассеивающей поверхности соответствует распределению коэффициентов возбуждения элементов по апертуре эквивалентной антенны. Предположим также, что пространственная зависимость коэффициента возбуждения для элементов такой эквивалентной антенны имеет следующий вид

$$\alpha(x, y, k) = \alpha_0(x, y) e^{ik[\alpha_1(x) + \alpha_2(y)]}, \quad (6)$$

где $\alpha_0(x, y)$ — соответствующая величина в отсутствие неровностей дна, которую здесь без ограничения общности будем считать постоянной $\alpha_0 \equiv 1$, а экспоненциальный множитель — учесть в апертурной фазе $\alpha_1(x)$ и $\alpha_2(y)$ в общем случае зависят от θ_g, φ_g .

С учетом сделанных допущений выражение для диаграммы направленности $D(\theta, \varphi)$ такой эквивалентной антенны запишется в следующем интегральном виде

$$D(\theta, \varphi) = \frac{1}{L_1 L_2} \int_{-L_1/2}^{L_1/2} \int_{-L_2/2}^{L_2/2} e^{ik[\alpha_1(x) + x(\sin\theta \cos\varphi - \sin\theta_g \cos\varphi_g)]} dx \cdot e^{ik[\alpha_2(y) + y(\sin\theta \sin\varphi - \sin\theta_g \sin\varphi_g)]} dy. \quad (7)$$

Из (7) видно, что $D(\theta, \varphi)$ является аналогом индикатрисы рас-

сеяния (см./5/). Ограничимся далее рассмотрением лишь малых фазовых искажений по апертуре антенны $\kappa \alpha_1(x) \ll 1$, $\kappa \alpha_2(y) \ll 1$, что позволит учесть при разложении соответствующих экспоненциальных множителей в ряды члены первого порядка малости. Представив, в свою очередь, функции $\alpha_1(x)$ и $\alpha_2(y)$ в виде рядов Фурье:

$$\alpha_1(x) = \sum_{\ell=-\infty}^{+\infty} \beta_{\ell} \exp\left(\frac{i2\pi x \ell}{L_1}\right), \quad \alpha_2(y) = \sum_{\ell=-\infty}^{+\infty} \gamma_{\ell} \exp\left(\frac{i2\pi y \ell}{L_2}\right), \quad (8)$$

$$\beta_{\ell} = \frac{1}{L_1} \int_{-L_1/2}^{L_1/2} \alpha_1(x) \exp\left(-\frac{i2\pi x \ell}{L_1}\right) dx, \quad \gamma_{\ell} = \frac{1}{L_2} \int_{-L_2/2}^{L_2/2} \alpha_2(y) \exp\left(-\frac{i2\pi y \ell}{L_2}\right) dy,$$

из (7) с использованием (8) найдем следующее приближенное выражение для диаграммы направленности эквивалентной антенны:

$$D(\theta, \varphi) \approx D_0^{(x)}(\theta, \varphi) D_0^{(y)}(\theta, \varphi) + i\kappa L \left[D_0^{(x)}(\theta, \varphi) D_1^{(y)}(\theta, \varphi) + D_0^{(y)}(\theta, \varphi) D_1^{(x)}(\theta, \varphi) \right],$$

$$D_0^{(x)}(\theta, \varphi) = \frac{\sin \xi}{\xi}, \quad D_0^{(y)}(\theta, \varphi) = \frac{\sin \zeta}{\zeta}, \quad L = \max \{L_1, L_2\},$$

$$D_1^{(x)}(\theta, \varphi) = \sum_{\ell=-\infty}^{+\infty} \frac{\beta_{\ell} \sin(\xi + \pi \ell)}{L(\xi + \pi \ell)}, \quad D_1^{(y)}(\theta, \varphi) = \sum_{\ell=-\infty}^{+\infty} \frac{\gamma_{\ell} \sin(\zeta + \pi \ell)}{L(\zeta + \pi \ell)}, \quad (9)$$

$$\xi = \frac{\kappa L_1}{2} (\sin \theta \cos \varphi - \sin \theta_g \cos \varphi_g),$$

$$\zeta = \frac{\kappa L_2}{2} (\sin \theta \sin \varphi - \sin \theta_g \sin \varphi_g).$$

Влияние крупномасштабных неровностей ограниченной поверхности выделенного рассеивателя на частотную зависимость контрастности интерференционной линии (на плоскости $\Delta f - r$), соответствующей рассеянным на нем акустическим сигналам, т.е. влияние функции $\alpha_1(x)$ и $\alpha_2(x)$, характеризующих неконтролируемое изменение фазы коэффициента возбуждения по апертуре эквивалентной излучающей антенны, на диаграмму направленности $D(\theta, \varphi)$ (9) рассмотрим на частном примере $\varphi = \varphi_0 = 0$. В этом случае из (9) нах одим простое и удобное для анализа выражение:

$$D(\theta) = D_0^{(x)}(\theta - \theta_0) + i\kappa\chi_0 \left(1 + \sum_{\ell=-\infty}^{+\infty} \frac{\beta_\ell}{\chi_0} D_0^{(x)}(\theta - \theta_\ell) \right), \quad (10)$$

$$D_0^{(x)}(\theta - \theta_\ell) = \frac{\sin \xi_\ell}{\xi_\ell}, \quad \xi_\ell = \frac{\kappa L_1}{2} (\sin \theta - \sin \theta_\ell),$$

$$\theta_\ell = \arcsin \left(\sin \theta_0 - \frac{2\pi\ell}{\kappa L_1} \right).$$

Из (10) следует, что в отсутствие неконтролируемых изменений фазы коэффициента возбуждения $\alpha_1(x) = 0$, $\beta_\ell = 0$ по апертуре эквивалентной антенны главный максимум ее излучения будет наблюдаться в направлении, соответствующем заданному углу компенсации $\theta = \theta_0 = \theta_g$, т.е., в согласии с выводами приближения Кирхгофа (см./5/), интенсивность рассеянного ровной ограниченной поверхностью акустического поля будет максимальна в зеркальном направлении, отвечающем когерентной компоненте поля. Влияние конечных значений $\alpha_1(x) \neq 0$, $\beta_\ell \neq 0$, т.е. неровностей ограниченной поверхности, приведет к появлению дополнительных главных максимумов под углами $\theta = \theta_\ell$ ($\ell \geq 1$), ширина которых $\Delta\theta_\ell$ определяется следующим выражением:

$$\Delta\theta_\ell = 2 \left| \theta_{\ell-1} - \theta_\ell \right|. \quad (11)$$

В частном случае $\theta_0 \ll \pi/2$, $2\pi l / \kappa L_1 \ll 1$ из (II) находим вполне очевидную величину $\Delta\theta_e \approx 2\lambda/L_1$ ($\lambda = 2\pi/\kappa$). Как следует из (IO), (II), с ростом частоты излучения увеличивается по линейным законам амплитуда и количество дополнительных главных максимумов в диаграмме направленности эквивалентной антенны, в то время, как их ширина уменьшается по обратно пропорциональному закону; т.е., выражаясь в терминах теории антенн, реализуется многолучевая антенна с близко расположенными и перекрывающимися главными максимумами, что равносильно изотропизации ее диаграммы направленности. Последнее означает, что увеличение частоты излучения приводит к относительному уменьшению вклада рассеянных на ограниченной неровной поверхности акустических сигналов в когерентную компоненту поля (зеркальное направление) на фоне возрастающего их вклада в некогерентную компоненту поля. Именно поэтому, на приведенных выше доплерограммах (см. рис. 3, 6, 8), несмотря на то, что с ростом частоты излучения обужается доплеровская траектория, соответствующая рассеянным на определенной выделенной неровности дна сигналам, т.е. — уменьшается ширина основного максимума (при $\theta = \theta_0$) диаграммы направленности эквивалентной антенны, тем не менее, ее контрастность падает на фоне сливающихся и увеличивающихся по "интенсивности" других доплеровских траекторий, отвечающих неровностям различных масштабов на поверхности данного рассеивателя.

В заключение следует отметить, что обнаруженный здесь экспериментально эффект уменьшения когерентности узкополосных акустических сигналов, рассеянных выделенными крупномасштабными неровностями дна, с ростом частоты излучения представляется весьма важным, и его необходимо учитывать, например, при разработке систем подводного видения неоднородностей морской среды, расположенных в зонах геометрической тени (для сигналов, распространяющихся вдоль "чисто" водных лучей), когда акустическая подсветка неоднородностей осуществляется лишь за счет сигналов донных отражений различной кратности.

ЛИТЕРАТУРА

- I. Бурлакова И.Б., Голубев В.Н., Жаров А.И., Нечаев А.Г., Петухов Ю.В., Славинский М.М. Доплеровская томография в акустике

океана//Акуст.журн. - 1988. - Т.34, № 1. - С.756-758.

2. Бурлакова И.Б., Петухов Ю.В., Славинский М.М. Определены акустические характеристики дна океанических волноводов методом доплеровской томографии//Акуст.журн. - 1989. - Т.35, № 6. - С.1015-1020.
3. Бурлакова И.Б., Петухов Ю.В., Славинский М.М. Определены методом доплеровской томографии угловых зависимостей рассеянных дном тональных акустических сигналов в глубоководном океаническом волноводе//Акуст.журн. - 1991. - Т.37, № 4. - С.631-635.
4. Зейгман А.Л., Петухов Ю.В., Славинский М.М. Пространственно-угловая зависимость тональных акустических сигналов, рассеянных подводной возвышенностью//Акуст.журн. - 1993. - Т.39, № 4. - С.646-652.
5. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. - Л.: Гидрометеоиздат, 1982. - 264 с.
6. Годубев В.Н., Петухов Ю.В., Шаронов Г.А. Интерференционная структура донной реверберации широкополосного звука в глубоком море//Акуст.журн. - 1987. - Т.33, № 3. - С.448-453.
7. Лазарев В.А., Петухов Ю.В. Интерференционная структура широкополосного звука в неоднородном по трассе волноводе//Акуст.журн. - 1986. - Т.34, № 3. - С.553-555.