АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 39 1993 Вып. 5

УДК 551.463

© 1993 г. А. Ю. Казарова, А. Г. Нечаев

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕЖМОДОВОЙ РАЗНОСТИ ФАЗ НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН, ОКЕАНИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА ПО ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СТРУКТУРЕ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ

Рассмотрена возможность численного восстановления возмущений в межмодовой разности фаз, вызванных влиянием синоптических неоднородностей океана, по измерениям интенсивности звукового поля. Обсуждается роль различных факторов, влияющих на реконструкцию: шумы океана, погрешности измерения координат, априорная информация, сглаживание интерференционной структуры. Проведены численные эксперименты по восстановлению возмущений в межмодовой разности фаз для двух типов подводного звукового канала, которые показали устойчивость метода по отношению к значительным погрешностям измерения координат источника и приемника и шумам океана.

Восстановление локальных свойств океанической среды в акустической томографии океана требует измерения амплитудно-фазовых характеристик мод или лучей. В частности, в адиабатических методах томографии (лучевом [1] и модовом [2]) реконструкция синоптических неоднородностей с горизонтальными масштабами порядка 100—500 км осуществляется по вариациям фазы или времени задержки мод или лучей. В диффракционных методах (например, дифференциальном [3]) при определении параметров океанических неоднородностей необходимо измерение амплитуд акустических мод. Однако непосредственное измерение амплитудно-фазовых характеристик мод (или лучей) в океане представляет собой достаточно сложную техническую проблему, которая не всегда может быть решена.

В [4] предложен интерференционный алгоритм акустической томографии океана, в котором реконструкция синоптических неоднородностей поля скорости звука осуществляется по возмущениям в межмодовой разности фаз. Величина межмодовой разности фаз, в свою очередь, определяется по измеренным значениям пространственного распределения интенсивности (интерференционной структуры) звукового поля. Такой подход не требует использования сложных технических средств, а в ряде случаев оказывается и более устойчивым в помеховых ситуациях по сравнению с традиционными модовым и лучевым алгоритмами.

Можно показать, что если интерференционная стуктура звукового поля измеряется во всем волноводе, то решение задачи восстановления межмодовой разности фаз по интерференционной структуре звукового поля (решение фазовой проблемы) единственно. В реальной ситуации, однако, объем, в котором производится измерение интерференционной структуры, всегда конечен и размеры его, как правило, относительно невелики по сравнению с длиной акустической трассы. В силу этого решение фазовой проблемы может быть неединственным. Кроме того, существенное искажение в реконструкцию могут вносить шумы моря и погрешности измерения. В предлагаемой работе численно проанализирована возможность решения фазовой проблемы для реальных океанических условий в зависимости от типа подводного волновода, сглаживания интерференционной структуры, а также объема и вида привлекаемой априорной информации.

Рассмотрим нерегулярный подводный волновод с меняющимся по горизонтали профилем скорости звука. Пусть гармонический источник звука, мощность которого P_0, расположен в точке ($x = 0$, $y = 0$, $z = z_s$), а приемник — в точке ($x = a$, $y = 0$, $z = z_r$), где x, y — горизонтальные координаты, z — вертикальная координата, направленная вниз. Полагаем, что вертикальные профили скорости звука вблизи источника и приемника одинаковы и равны $c(z)$. Дно считаем ровным, непоглощающим и однородным. Предположим, что на акустической трассе между источником и приемником расположены неоднородности, вызывающие синоптические вариации поля скорости звука $\delta c(x, y, z)$, при этом других типов неоднородностей нет.

Полагая изменения поля скорости звука $\tilde{c}(x, y, z) = c(z) + \delta c(x, y, z)$ малыми ($|\delta| \ll c$) и достаточно плавными по горизонтальным переменным и пренебрегая влиянием поля течений и горизонтальной рефракцией звука [5], для интенсивности звукового поля на приемнике в адиабатическом приближении получим [4]

$$\tilde{I}(a, z_s, z_r) \simeq (P_0/2a) \sum_n^N \sum_m^N \varphi_n(z_s)\, \varphi_n(z_r)\, \varphi_m(z_s) \times$$

$$\times\, \varphi_m(z_r) \cos\left[(h_n - h_m)\, a + \varepsilon_{nm}\right]/(h_n h_m)^{1/2}, \tag{1}$$

где $\varepsilon_{nm} = \delta\psi_n - \delta\psi_m$ — возмущения в межмодовой разности фаз, вызванные влиянием синоптических неоднородностей,

$$\delta\psi_n = (-\omega^2/h_n) \int_0^a dx \int_0^\infty dz \varphi_n^2(z)\, \delta c(x, y = 0, z)/c^3(z) \tag{2}$$

— изменение (возмущение) фазового набега моды по сравнению со случаем опорного волновода $c(z)$, h_n и $\varphi_n(z)$ — постоянные распространения мод и собственные функции опорного волновода ($\int_0^\infty dz \varphi_n^2(z) = 1$), $\omega = 2\pi f$, f — частота источника, N — число мод. В опорном волноводе ($\delta c \equiv 0$) интенсивность звукового поля $I(a, z_s, z_r)$ описывается формулой (1) при $\varepsilon_{nm} \equiv 0$.

Таким образом, в данной постановке задача восстановления межмодовой разности фаз по интерференционной структуре звукового поля, измеренной в конечном интервале значений расстояний и глубин, сводится к определению из уравнения (1) неизвестных параметров ε_{nm}.

Численные оценки показывают, что для синоптических вариаций поля скорости звука, характерных для вихрей и волн Россби, возмущения в межмодовой разности фаз ε_{nm} для близких по номерам мод оказываются малыми по сравнению с единицей. Хотя для нормальных волн, сильно разнесенных по модовому спектру, возмущения в межмодовой разности фаз могут быть порядка и даже больше 1, тем не менее мы обсудим возможность восстановления ε_{nm} в предположении, что все $|\varepsilon_{nm}| \ll 1$. Ниже покажем, что и случай, когда имеются некоторые значения ε_{nm}, не малые по сравнению с единицей, учитывается в рамках такого приближения. Строго говоря, задача определения ε_{nm} из уравнения (1), как и более общая задача восстановления амплитуд мод и межмодовой разности фаз (что важно для диффракционных методов акустической томографии океана), может быть численным путем решена в самом общем случае. Однако для многомодового подводного волновода с числом мод $N \geq 10^2$ это требует чрезмерно больших объемов вычислений и машинного времени.

Полагая для всех пар мод $|\varepsilon_{nm}| \ll 1$, разложим интенсивность $\tilde{I}(a, z_s, z_r)$ в ряд по малым параметрам ε_{nm} и учтем в разложении только слагаемые до первого

порядка малости включительно. Тогда после несложных преобразований для величины возмущения интенсивности звукового поля получим [4]

$$\Delta I(a, z_s, z_r) = \tilde{I}(a, z_s, z_r) - I(a, z_s, z_r) \cong \sum_{i=1}^{N-1} K_i(a, z_s, z_r)\,\varepsilon_i, \tag{3}$$

где

$$K_i(a, z_s, z_r) = -(P_0/a)\sum_{n=1}^{i}\sum_{m=i+1}^{N}\varphi_n(z_s)\,\varphi_n(z_r)\times$$

$$\times\,\varphi_m(z_s)\,\varphi'_m(z_r)\sin[(h_n - h_m)\,a]/(h_n h_m)^{1/2},$$

$\varepsilon_i = \varepsilon_{ii+1}$ — возмущения в межмодовой разности фаз двух соседних мод. Величины ε_{nm} для произвольных номеров мод n и m легко определяются по значениям ε_i: $\varepsilon_{nm} = \varepsilon_n + \varepsilon_{n+1} + \ldots + \varepsilon_{m-1}$ при $n < m$, $\varepsilon_{nm} = -\varepsilon_{mn}$. В процессе численного решения задачи осуществляется дискретизация уравнения (3), в результате которой получается система линейных алгебраических уравнений следующего вида:

$$\Delta I_j = \sum_{i=1}^{N-1} K_{ij}\varepsilon_i,\ j = 1, \ldots, M, \tag{4}$$

где $\Delta I_j = \Delta I(a_j, z_s(j), z_r(j))$, $K_{ij} = K_i(a_j, z_s(j), z_r(j))$, $(a_j, z_s(j), z_r(j))$ — точки пространства, в которых измеряется интенсивность звукового поля, M — число точек измерения.

При решении системы линейных алгебраических уравнений (4) использовалась программа [6], основанная на методе регуляризации Тихонова. Расчеты проводились для двух характерных типов океанического подводного волновода: глубоководного, с каноническим профилем скорости звука $c(z) = c_0(1 + \varepsilon(-1 + \eta + \exp(-\eta)))$, где $c_0 = 1{,}49$ км/с, $\varepsilon = 0{,}737\cdot10^{-3}$, $\eta = 2(z - z_0)/B$, $z_0 = B = 1{,}3$ км [7], и приповерхностного, с линейным профилем скорости звука $c(z) = c_0 + \alpha z$, где $c_0 = 1{,}465$ км/с, $\alpha = 1{,}67\cdot10^{-2}$ 1/с [7]. В качестве возмущающей неоднородности рассматривались холодные (для глубоководного канала) и теплые (для приповерхностного канала) синоптические вихри вида $\delta c = \pm\,\Delta c f(x, y)\,Z(z)$, где Δc — абсолютное максимальное значение возмущения скорости звука в вихре $f(x, y)| \le 1$, $|Z(z)| \le 1$. Интегральный масштаб вихря по горизонтали $R = \int_0^a dx f(x, y = 0)$ был взят равным $R = 10^2$ км. Расчет интенсивности звукового поля проводился по формулам (1) и (2). Параметры акустических мод опорного волновода вычислялись с помощью модовой программы [8].

Поскольку на практике для реконструкции используются характеристики звукового поля, усредненные за достаточно большой промежуток времени [1], то в процессе моделирования фазовой пробемы влияние шумов моря учитывалось следующим образом: к вычисленным по формуле (1) значениям интенсивности звукового поля $\tilde{I}(a, z_s, z_r)$ добавлялась усредненная по времени интенсивность шума $I_N = \xi\bar{I}$, где $\bar{I} = (P_0/2a)\sum_{n=1}^{N}\varphi_n^2(z_s)\,\varphi_n^2(z_r)/h_n$ — усредненная по горизонтальной интерференционной структуре интенсивность звука в опорном волноводе. Параметр ξ варьировался в широких пределах ($10^{-7} \le \xi \le 1$). Точность реконструкции оценивалась при помощи коэффициента

$$\gamma = \left[\sum_{i=1}^{N-1}|\Delta\varepsilon_i|^2 \Big/ \sum_{i=1}^{N-1}|\varepsilon_i|^2\right]^{1/2},$$

где $\Delta\varepsilon_i$ — разность между истинными и восстановленными значениями ε_i.

Одним из существенных моментов, влияющих на эффективность численного восстановления неизвестных параметров ε_{nm}, является выбор точек, в которых измеряется интенсивность звукового поля. Очевидно, что если точки измерения выбраны таким образом, при котором ранг матрицы $\|K_{ij}\|$ равен $(N-1)$, то из системы (4) однозначно определяется весь набор ε_i, т. е. фазовая проблема решается. Если же ранг матрицы $\|K_{ij}\|$ оказывается меньше $(N-1)$, то система (4) является недоопределенной и имеется бесконечное множество решений. В этом случае для корректного нахождения всего набора ε_i (или даже части набора) необходимо привлекать дополнительную (априорную) информацию.

Для уменьшения степени неоднозначности решения системы (4) и, следовательно, объема привлекаемой априорной информации необходимо выбор точек измерения осуществлять таким образом, чтобы ранг матрицы $\|K_{ij}\|$ был максимальным. Заметим, что задача повышения ранга матрицы $\|K_{ij}\|$ аналогична рассмотренной в [9] проблеме оптимизации расположения источников и приемников в горизонтальной плоскости.

При решении системы (4) не обязательно определять весь набор ε_i, достаточным может быть определение только части набора (например, в случае, когда некоторые ε_i не несут информации о неоднородностях, поскольку неоднородности расположены в области волновода вне локализации соответствующих мод). В этом случае выбор точек измерения должен быть таким, чтобы максимальным был ранг матрицы $\|K_{ij}\|$ при $i_1 \le i \le i_2$, где интервал номеров $[i_1, i_2]$ соответствует восстанавливаемой части набора ε_i.

В проведенных численных расчетах оптимизация схемы измерения (максимизация ранга матрицы $\|K_{ij}\|$) не проводилась, точки измерения интенсивности звукового поля выбирались произвольным образом. В результате непосредственное численное решение системы (4) без привлечения дополнительной информации не обеспечивало удовлетворительного восстановления значений ε_i. Поэтому, учитывая плавный характер зависимости $\varepsilon(i)$ для реальных океанических вихрей, использовалось разложение функций $\varepsilon(i)$ в ряд по полиномам Лежандра. Как оказалось, для эффективного восстановления $\varepsilon(i)$ достаточно ограничиться 4—8 членами разложения.

Другим важным моментом, влияющим на эффективность решения фазовой проблемы, является сглаживание интерференционной структуры. Интерференционная структура звукового поля в океане содержит пространственные осцилляции интенсивности звука с горизонтальными масштабами от минимального $l_{1N} = 2\pi/|h_1 - h_N|$ до максимальных $l_{nn+1} = 2\pi/|h_n - h_{n+1}|$. Строго говоря, все интерференционные масштабы имеют значение для реконструкции. Однако в силу ряда причин интерференционная структура сглаживается, что приводит к потере части интерференционных масштабов и потере соответствующей части акустической информации.

Можно выделить три вида сглаживания интерференционной структуры. Первый вид — это сглаживание, обусловленное немонохроматичностью звукового поля и дисперсионными свойствами подводного волновода [4]. Второй вид сглаживания связан с временной изменчивостью океанской среды, вызванной влиянием менее крупномасштабных по сравнению с синоптическими мезо- и мелкомасштабными неоднородностями. Временная изменчивость поля скорости звука приводит к временным изменениям фазовых соотношений между модами, формирующими звуковое поле. В результате интерференционная структура меняется во времени, а обусловленное этим дополнительное возмущение в интенсивности звукового поля приводит к погрешности реконструкции. Поскольку характерные масштабы временной изменчивости мезо- и мелкомасштабных неоднородностей $T_м$ существенно меньше синоптических $T_с$, то можно осуществить временное усреднение интенсивности звука за время T, которое выбирается из условия $T_м \le T \le T_с$. Тогда интерференционная структура будет характеризовать

пространственные осцилляции статистически средней интенсивности звука и будет связана с коррелированными между собой компонентами нормальных волн. В результате эффектов рассеяния звука на случайных неоднородностях волновода происходит раскорреляция мод (затухание или сглаживание интерференционной структуры) вдоль акустической трассы. Зависимость этого процесса от свойств подводного волновода, масштабов интерференционной структуры и параметров неоднородностей обсуждалась в [10].

Третий вид сглаживания связан с использованием спектрального преобразования интенсивности звукового поля по пространственным переменным. При численном решении фазовой проблемы мы использовали Фурье-преобразование по горизонтальной переменной a. В этом случае нетрудно видеть, что каждая компонента $\varkappa$ пространственного спектра интенсивности звукового поля будет формироваться только теми интерференционными слагаемыми разложения (1), для которых интерференционные масштабы $l_{nm} = 2\pi/|h_n - h_m| \approx 2\pi/\varkappa$. Таким образом, осуществляя пространственную фильтрацию (пространственное сглаживание) интерференционной структуры, можно «отстроиться» как от нежелательных интерференционных масштабов, для которых нарушается условие $|\varepsilon_{nm}| << 1$, так и от дисперсионного и временного сглаживания (для синоптических неоднородностей в соответствии с оценками, сделанными в [4 и 10], при выполнении условия $|\varepsilon_{nm}| << 1$ влияние дисперсионного и временного сглаживания на интерференционную структуру с соответствующим масштабом l_{nm}, как правило, несущественно).

Для «энергетически достаточно слабых» вихрей (для всех пар мод $|\varepsilon_{nm}| << 1$), когда пространственная фильтрация не применялась, удовлетворительное восстановление ε_i (точность $\gamma \leq 0{,}14$) в приповерхностном канале возможно по одномерной (горизонтальной или вертикальной) интерференционной структуре. В глубоководном канале обязательно необходимо измерение двумерной интерференционной структуры.

В случае «энергетически достаточно сильных» вихрей ($|\Delta c| = 15$—30 м/с), когда необходимо применение пространственной фильтрации, позволяющей виделить крупномасштабную интерференционную структуру, у которой $|\varepsilon_{nm}| << 1$, для удовлетворительного восстановления ε_i необходимо измерение двумерной интерференционной структуры в обоих типах каналов.

В качестве иллюстрации проведенных расчетов на рис. 1 представлены результаты решения фазовой проблемы в глубоководном канале для вихря, вертикальная структура которого описывается функцией $Z(z) = (z_0 - z)^2/z_0^2$, $z_0 = 1$ км. Расчет сделан при значениях $\Delta c = +15$ м/с и $\xi = 0{,}01$. Глубина моря была равна 6 км, частота звука — 40 Гц, длина акустической трассы менялась от 140 до 200 км. В данном случае наиболее оптимальным для восстановления оказался интервал номеров $42 \leq i \leq 65$. Случай приповерхностного канала и вихря с вертикальной структурой $Z(z) = (z_0 - z)/z_0$ приведен на рис. 2. Параметр ξ был равен 0,05, а $\Delta c = +15$ м/с. Здесь оптимальным для восстановления является интервал номеров $54 \leq i \leq 70$.

Варьирование величины интенсивности шума (параметра ξ) показало, что удовлетворительное восстановление ε_i ($\gamma \leq 0{,}12$) наблюдается при отношении сигнал/помеха ($10 \lg (1/\xi)$) порядка или больше 13 дБ.

Численные расчеты, оценивающие устойчивость метода по отношению к погрешности измерения горизонтальных координат источника и приемника, показали, что для канонического канала допустимая погрешность измерения — 250 м ($\gamma = 0{,}23$, $42 \leq i \leq 69$), для линейного канала — 100 м ($\gamma = 0{,}17$, $54 \leq i \leq 74$). Аналогичные оценки устойчивости метода по отношению к погрешности вертикальных координат привели к следующему результату: погрешность измерения вертикальных координат, при которой еще происходит удовлетворительная реконструкция, для канонического канала — 1 м ($\gamma = 0{,}26$), для линейного — 3 м ($\gamma = 0{,}13$).

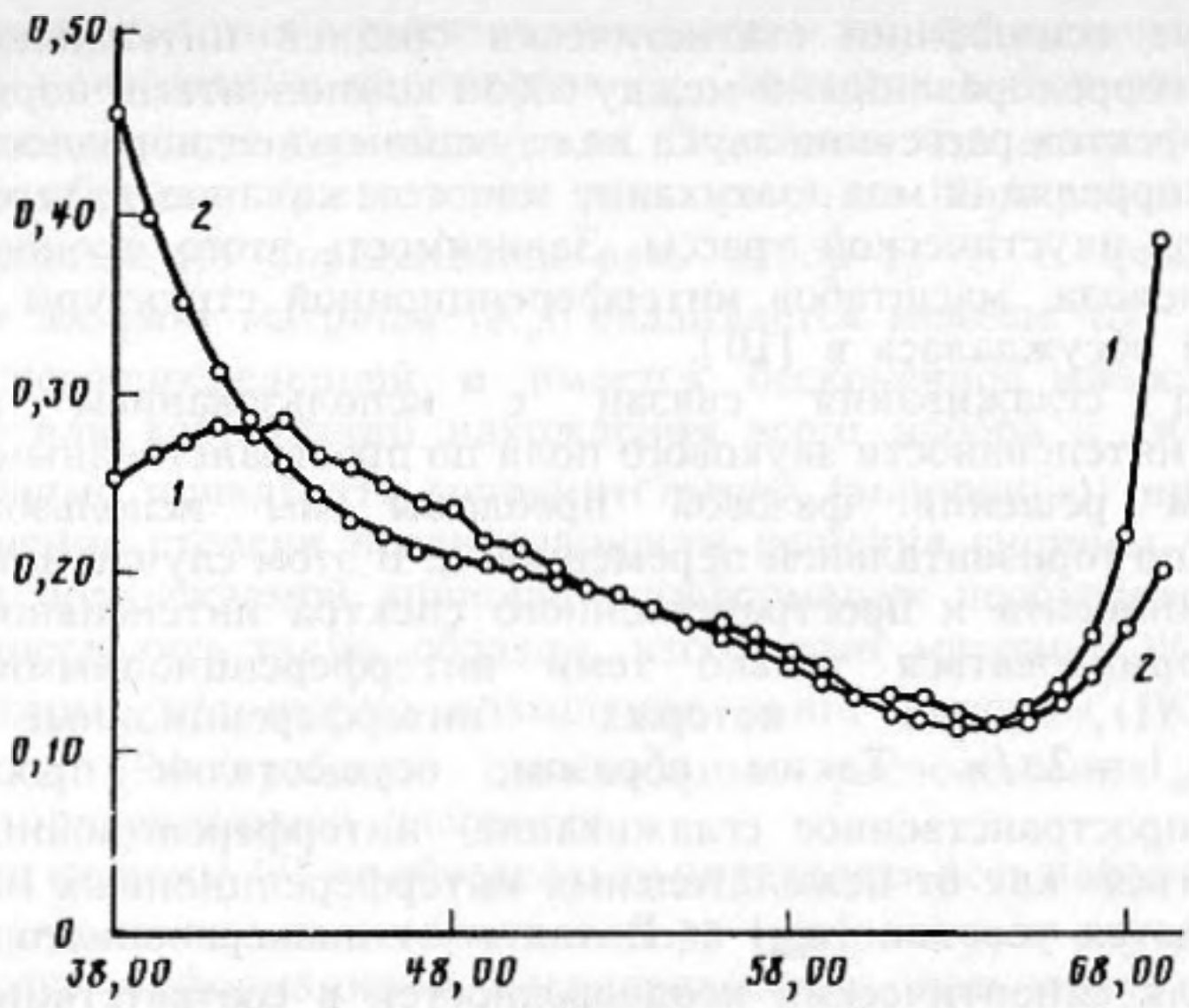

Рис. 1. Зависимость возмущений в межмодовой разности фаз, вызванных влиянием синоптических неоднородностей, в глубоководном звуковом канале от номера моды: *1* — реальное значение, *2* — реконструированное по интерференционной структуре звукового поля

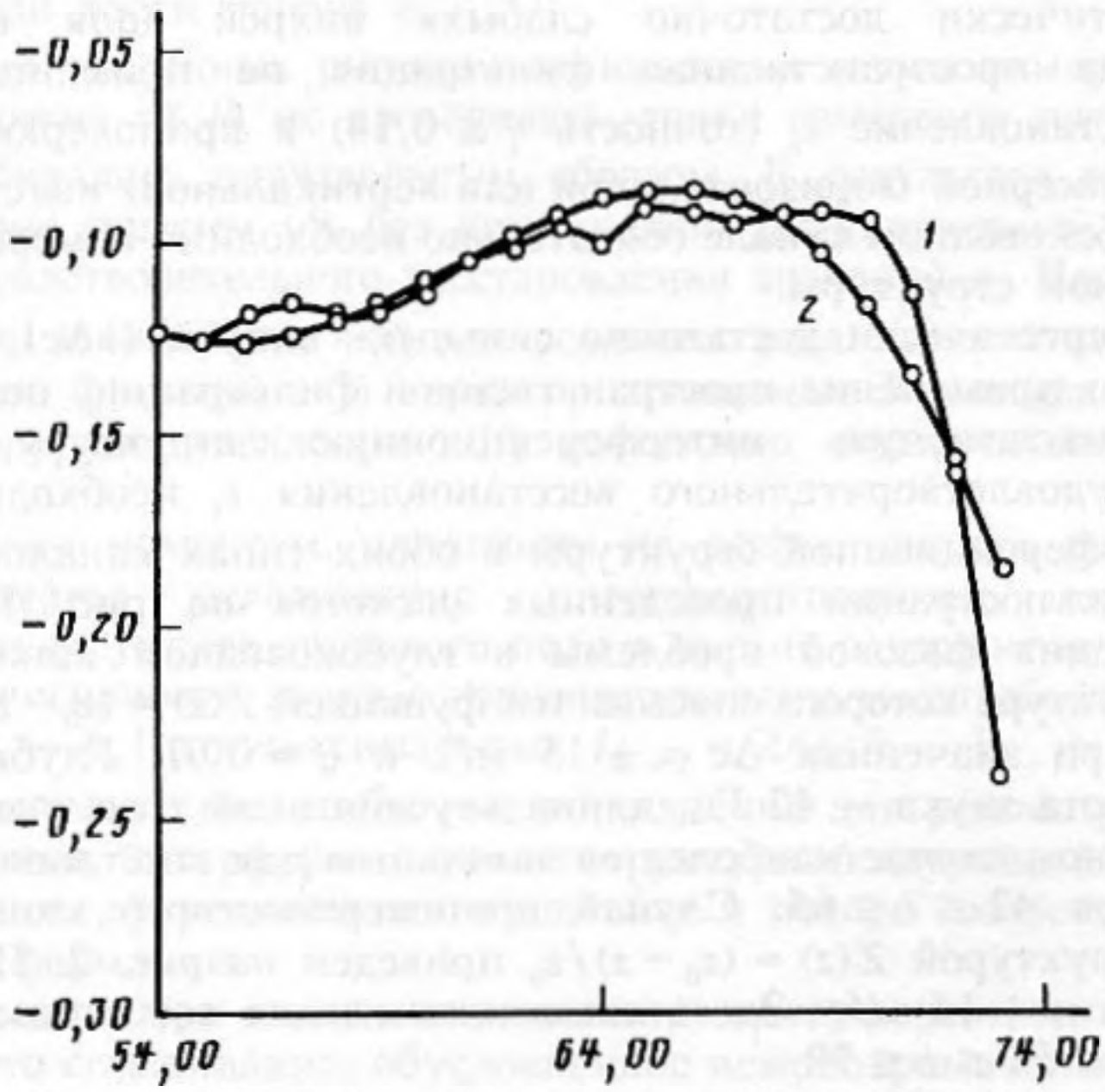

Рис. 2. Зависимость возмущений в межмодовой разности фаз, вызванных влиянием синоптических неоднородностей, в приповерхностном подводном звуковом канале от номера моды: *1* — реальное значение, *2* — реконструированное по интерференционной структуре звукового поля

Таким образом, по измерению интерференционной структуры звукового поля можно с достаточной степенью точности, по крайней мере для некоторого интервала номеров мод, определить межмодовую разность фаз. Поскольку возмущение во временной задержке моды равно $\delta t_n = -\partial(\delta\psi_n)/\partial\omega$, то можно оценить и разность во временных задержках мод. Можно также предположить, что оптимизация схемы измерения позволит существенно повысить эффективность решения фазовой проблемы по сравнению с рассмотренным выше случаем.

В заключение отметим ряд возможностей применения метода восстановления фазовых характеристик мод по интерференционной структуре звукового поля в задачах акустической томографии океана. Во-первых, возможность совместного использования с модовым или лучевым методами, в которых для определения задержек используются дисперсионные свойства подводного волновода. Во-вторых, устойчивость метода по отношению к значительным погрешностям измерения координат источника и приемника позволяет не ограничиваться использованием только стационарных излучающих и приемных систем. В-третьих, метод позволяет измерять искажения фазового фронта акустического поля в горизонтальной плоскости и может использоваться не только для реконструкции структуры вихрей, но и, например, фронтальных зон. В-четвертых, аналогичный подход может быть применен и для оценки параметров морского дна.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Munk W. H., Wunsch C. I.* Ocean acoustic tomography: A scheme for large scale monitoring / Deep Sea Res. 1979. № 26A. P. 123—161.
2. *Зайцев В. Ю., Нечаев А. Г., Островский Л. А.* О возможностях модовой томографии океана. Акустика океанской среды / Под ред. Бреховских Л. М., Андреевой И. Б. М.: Наука, 1989. С. 98—107.
3. *Нечаев А. Г., Хилько А. И.* Дифференциальная акустическая диагностика случайных неоднородностей океана // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 2. С. 285—289.
4. *Любавин Л. Я., Нечаев А. Г.* Акустическая интерференционная томография океана // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 4. С. 703—710.
5. *Воронович А. Г., Гончаров В. В., Куртепов В. М.* Основные акустические эффекты, обусловленные мезомасштабной изменчивостью океана. Проблемы акустики океана / Под ред. Бреховских Л. М., Андреевой И. Б. М.: Наука, 1984. С. 3—16.
6. *Тихонов А. Н., Гончарский А. В., Степанов В. В., Ягола А. Г.* Регуляризующие алгоритмы и априорная информация. М.: Наука: Физматгиз, 1983. 200 с.
7. *Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П.* Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 1982. 262 с.
8. *Окомелькова И. А., Шерешевский И. А.* Расчет нормальных волн в слоистой среде: Препринт № 235. Горький: ИПФ АН СССР, 1989.
9. *Barth N., Wunsch C.* Oceanographic Experiment Design by Simulated Annealing / J. Phys. Oceanography. 1990. V. 20. № 9. P. 1249—1263.
10. *Нечаев А. Г.* Затухание интерференционной структуры акустического поля в океане со случайными неоднородностями // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 3. С. 535—538.

Институт прикладной физики
Российской академии наук

Поступила в редакцию
14.10.92

A. Yu. Kazarova, A. G. Nechaev

DETERMINATION OF INTERMODE PHASE DIFFERENCE OF NORMAL WAVES IN OCEANIC WAVEGUIDES BY INTERFERENCE STRUCTURE OF SOUND FIELD

An opportunity to reconstruct numerically perturbations of intermode phase difference by the measurements of sound field intensity is discussed. The role of various factors affecting the reconstruction is analyzed, i. e. ocean noise, errors in coordinate measurements, apriori information and interference structure smoothing.