АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1994, том 40, № 6, с. 957 - 961

УДК 551.463

ШУМОВОЕ ПОЛЕ ВНУТРИ ВИХРЕЙ В ОКЕАНЕ

© 1994 г. Б. И. Клячин, Е. Д. Шевлякова

Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН

117218 Москва, ул. Красикова, 23

Поступила в редакцию 30.11.93 г.

Разработан численный алгоритм расчета шумового поля внутри уединенной мезомасштабной неоднородности океанической среды. Приведены примеры использования этого алгоритма для анализа шумового поля в холодных и теплых вихрях.

В последнее время было уделено много внимания исследованию распространения звука в трехмерно-неоднородной среде [1]. Это обстоятельство привело в том числе и к созданию разнообразных моделей собственных шумовых полей горизонтально неоднородного океана. Первые такие модели были ориентированы на мезомасштабные океанические неоднородности размером около 100 км (вихри, фронты, подводные горы и впадины) [2 - 5]. При этом использовались многочисленные приближения. Так, считалось, что неоднородности являются единичными и локальными образованиями в слоисто-однородном океане. Низкочастотное поле шумов, напротив, сформировано естественными источниками на огромной акватории в десятки тысяч километров. Пренебрегалось вкладом источников шума непосредственно над неоднородностями, донными отражениями, затуханием звука внутри их. Отклонения от слоистости считались плавными и использовалось адиабатическое приближение. В результате был получен ряд аналитических результатов, выявлено множество качественных и количественных особенностей шумовых полей в таких мезомасштабных неоднородностях океанической среды [2 - 5].

В настоящей работе предпринят следующий шаг по изучению подобных полей, это попытка разработать численный алгоритм для их расчета.

Легко заметить, что проанализировать суммарное звуковое поле от огромного множества поверхностных источников в трехмерно неоднородной среде является весьма трудной задачей даже для численного метода. В связи с этим мы приходим к необходимости вновь воспользоваться некоторой частью упрощений, уже апробированных в предшествующих теоретических работах. Будем считать, что неоднородности достаточно редки в слоистом океане, и шумовое поле в горизонтально однородной части мало меняется по сравнению с полем в чисто слоистой среде. Тогда на горизонтально неоднородную область океана падает известное поле шумов слоистого океана [6, 7].

$$I_1(z,\theta) = \left(\frac{c_1}{c(z)}\right)^2 \frac{I(\theta_1)\exp(-\alpha S_1)}{1 - V(\theta_2)\exp(-2\alpha S)},$$
$$I_2(z,\theta) = \left(\frac{c_1}{c(z)}\right)^2 \frac{I(\theta_1)V(\theta_2)\exp(-\alpha(2S - S_1))}{1 - V(\theta_2)\exp(-2\alpha S)}, \quad (1)$$

где $I_{1,2}(z,\theta)$ – лучевая интенсивность шума на глубине z под углом θ к вертикали. Индекс 1 соответствует направлению на поверхность, 2 – на дно, c_1 – скорость звука у поверхности, $c(z)$ – на глубине z, $I(\theta_1) = I_0\cos\theta$ – лучевая интенсивность источника шума на поверхности. Угол θ_1 на поверхности соответствует углу θ на глубине z и углу θ_2 у дна. (Эти углы одного и того же луча.) $V(\theta_2)$ – энергетический коэффициент отражения от дна, α – коэффициент затухания звука, $2S$ – длина цикла луча, S_1 – длина отрезка луча от поверхности до глубины z. Если луч не попадает на дно, то в формуле (1) можно положить $V(\theta_2) \equiv 1$.

Задача данной работы – исследование распространения поля (1) внутрь неоднородности. Подобный подход уже использовался в работах [2 - 5]. Но в отличие от них, принятое приближение сейчас является единственным. Теперь необходимо просуммировать вклад в шумовое поле от всех участков границы исследуемой неоднородности со слоистой средой, где происходит проникновение шумовой энергии внутрь неоднородности. Это довольно сложная процедура. Лучше пойти по другому пути.

Рассмотрим произвольную точку внутри горизонтально неоднородного участка океанической среды. Выпустим из этой точки произвольный луч. При распространении внутри неоднородности луч может попадать и на поверхность океана и на его дно. (Это может происходить и многократно.) Но в конце концов, луч обязательно выйдет в слоистую область, где интенсивность шума известна (1). Проанализировав путь луча в

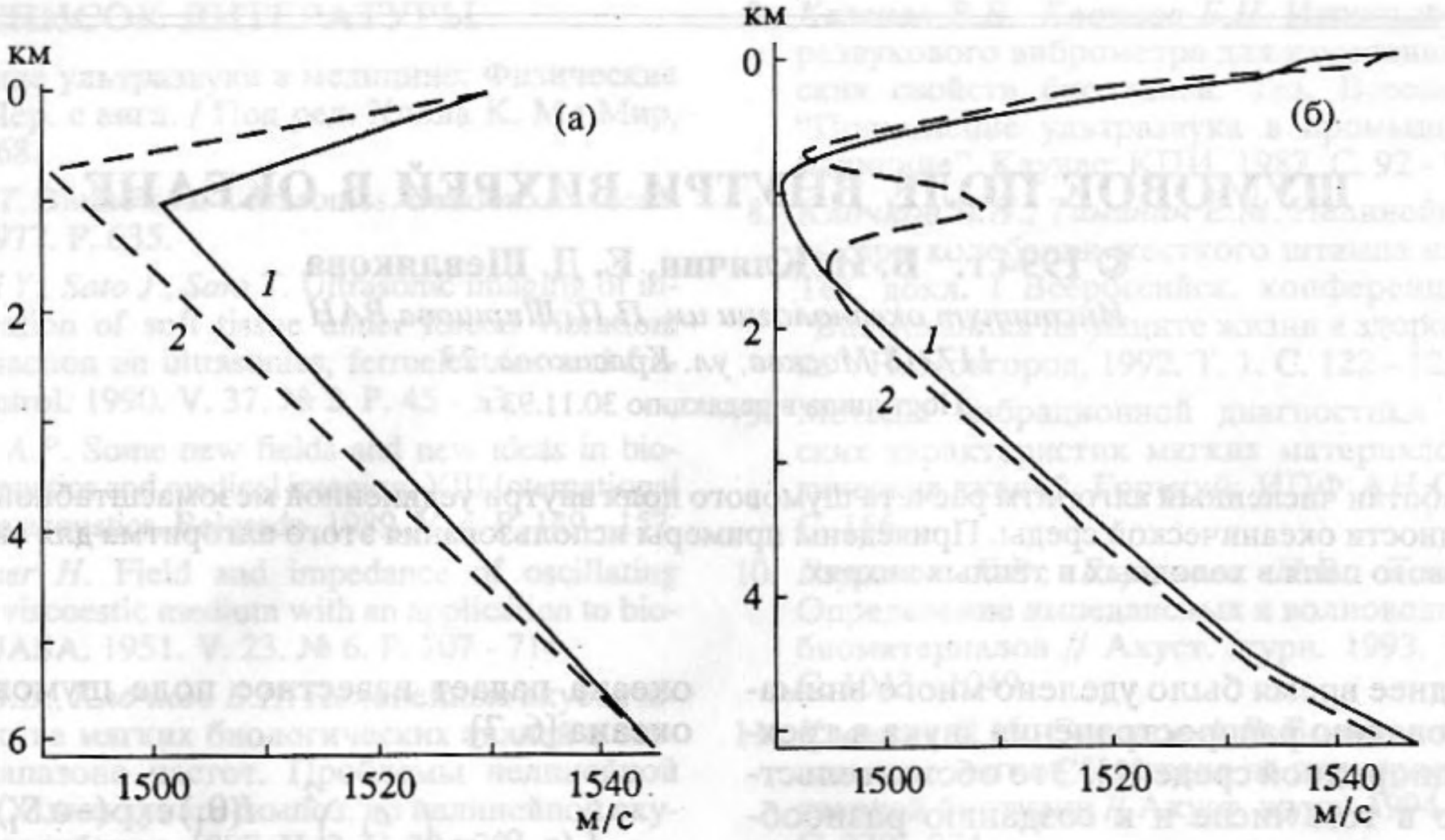

Рис. 1. Профили скорости звука на периферии (*1*) и на оси вихря (*2*). а – Холодный вихрь А, б – теплый вихрь В.

неоднородной области, акты взаимодействия с поверхностью и дном, горизонт и угол выхода в слоистую область океана, можно найти интенсивность шума в этом луче в данной точке.

Проделав подобную процедуру со всеми лучами в некоторой вертикальной плоскости, проходящей через данную точку, получим вертикальную направленность шумового поля. Аналогично можно получить горизонтальную направленность такого поля. Для получения же полной интенсивности шума нужно просуммировать вклад со всех пространственных направлений[1].

Для выполнения расчетов распространения звука в горизонтально неоднородной среде будем использовать программу, разработанную авторами [8] (следует отметить, что в данном случае для расчетов шумовых полей в рамках теории переноса излучения необходимо знать только длины отрезков лучей.)

Затухание звука в воде было рассчитано по формуле [9]: $\beta = (1.65 + 26.3f^{1.45}) \times 10^{-3}$ ДБ/км, где f, кГц – частота звука.

Дно океана считалось жидким с поглощением. Коэффициент отражения от дна вычислялся по формуле Френеля.

Интересно отметить, что на конечный результат скажется лишь вертикальная рефракция лучей. Действительно, горизонтальная рефракция приводит к изменению азимутального угла луча. Ввиду горизонтальной анизотропии шумового поля слоистого океана (1), горизонтальной анизотропии направленности поверхностного источника шума и коэффициента отражения от дна, горизонтальная рефракция в неоднородной области не изменит шумового поля.

Приведем несколько примеров использования описанного алгоритма. Как уже было отмечено, алгоритм приспособлен для расчета шумового поля внутри различных мезомасштабных океанических неоднородностей. Здесь мы ограничимся рассмотрением только теплых и холодных вихрей, что не означает невозможность других примеров.

На рис. 1 представлены распределения скорости звука в исследуемых вихрях. На рис. 1а приведены профили скорости звука на оси и периферии модельного холодного вихря. По аналогии с [10] вне и внутри вихря используется билинейная аппроксимация скорости звука. Внутри вихря ось подводного звукового канала поднимается от глубины на периферии (1 км) до глубины на оси вихря (700 м). При этом величина скорости звука уменьшается на 10 м/с. Диаметр вихря 250 км. Эти цифры соответствуют натурным океаническим наблюдениям, приведенным в работе [11]. Обозначим этот вихрь буквой А. На рис. 1б показан теплый вихрь, представляющий собой теплую линзу толщиной ~400 м, имеющую в плане квазикруглую форму с поперечными размерами ~100 км. Отклонение скорости звука в центре линзы от ее невозмущенного значения 16 м/с. Этот вихрь наблюдался экспедицией "Мезополигон 85". (Назовем его В.) Теперь перейдем к результатам расчетов шумовых полей в этих вихрях. На рис. 2 и 3 показаны вертикальные направленности шумовых полей соответственно на глубине ~1 км и вблизи дна. По оси абсцисс отложены децибелы. (За ноль принята интенсивность в направлении вертикально вверх.) По оси ординат –

[1] В реальном алгоритме, естественно, происходит разбиение всего диапазона углов на малые конечные отрезки.

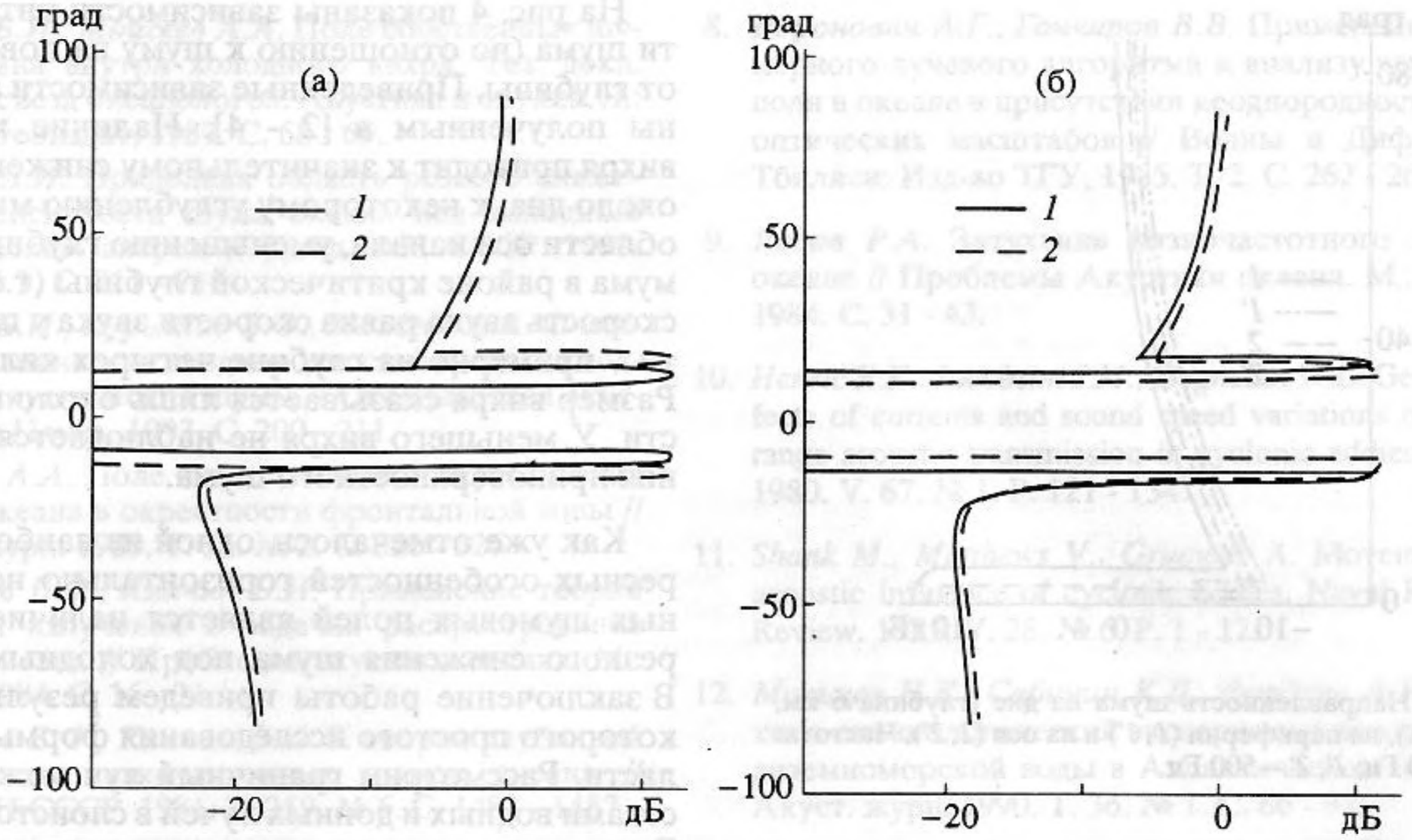

Рис. 2. Направленность шума на периферии (*1*) и на оси (*2*). а – Вихрь А, глубина 700 м, частота 5 Гц; б – вихрь В, глубина 1 км, частота 50 Гц.

углы с горизонталью. Для вертикальных направленностей на глубине ~1 км, т.е. в районе оси подводного звукового канала (рис. 2а, 2б), характерно отсутствие шума при углах, близких горизонтальному направлению, наличие резких пиков в районе 10°, превышение шума сверху (положительные углы) над шумом снизу (отрицательные углы). На рис. 2а представлены направленности шума на оси и периферии вихря А. Эти направленности соответствуют глубине 700 м. Нетрудно заметить, что для такой глубины характерна наибольшая разница в скоростях звука на оси вихря и его периферии (рис. 1а). Как видно из рис. 2а, преобладающей компонентой в шумовом поле глубокого океана является пучок водных лучей (это лучи, ушедшие с поверхности и повернувшие, не доходя до дна). Данное обстоятельство было отмечено еще в работе [7]. Итак, внутри холодного вихря этот пучок смещается в область каналовых лучей на несколько градусов. (Каналовые лучи распространяются только в канале и не доходят ни до дна, ни до поверхности.) Подобное поведение лучей было отмечено ранее в [3]. Данный эффект является весьма значительным, но все же в области подводного канала он существенно меньше эффектов, возникающих около резкого фронта [4, 5]. (Фронтальная область иногда приводит к полному заполнению шумов подводного звукового канала в некоей своей окрестности.)

Близкие к горизонтальному направлению максимумы (рис. 2) проявляются на частотах <1 кГц, при измерениях на более высоких частотах они не наблюдаются [12]. Эти максимумы соответствуют водным лучам. Физическая причина их появления проста. Это значительное превышение потерь при отражении от дна над потерями от затухания на длине цикла водного луча. Подобные пики на низкочастотных направленностях шума будут возникать везде, где существуют водные лучи, т.е. там, где скорость звука у поверхности меньше скорости звука у дна (глубокий океан).

Следующий пример направленности шума на глубине 1000 м внутри и вне теплового вихря В (рис. 1б). Эти графики построены на рис. 2б. Здесь, в отличие от холодного вихря, происходит смещение пучка водных лучей в другую сторону – в область донных лучей (т.е. лучей, отразившихся и от дна, и от поверхности). Таким образом, если холодный вихрь "втягивает" шум в область подводного канала, то теплый "выталкивает" его оттуда.

Теперь перейдем к обсуждению придонных направленностей (рис. 3). Все графики, приведенные на рис. 3, относятся к большому холодному вихрю А. Как уже отмечалось в работах [3, 4], наличие холодного вихря существенно меняет характеристики придонного шума. На графиках направленности это сказывается значительным снижением толщины преобладающего пучка лучей. Действительно, в слоистом океане этот пучок составляют как водные лучи, так и некая часть донных лучей, близких к углу полного внутреннего отражения от дна. Как отмечалось здесь и в [3], пучок водных лучей "втягивается" в канал, и около дна преобладает лишь шум донных лучей, близких углу полного отражения. Повышение частоты существенно сужает диапазон изменения интенсивности шума (рис. 3).

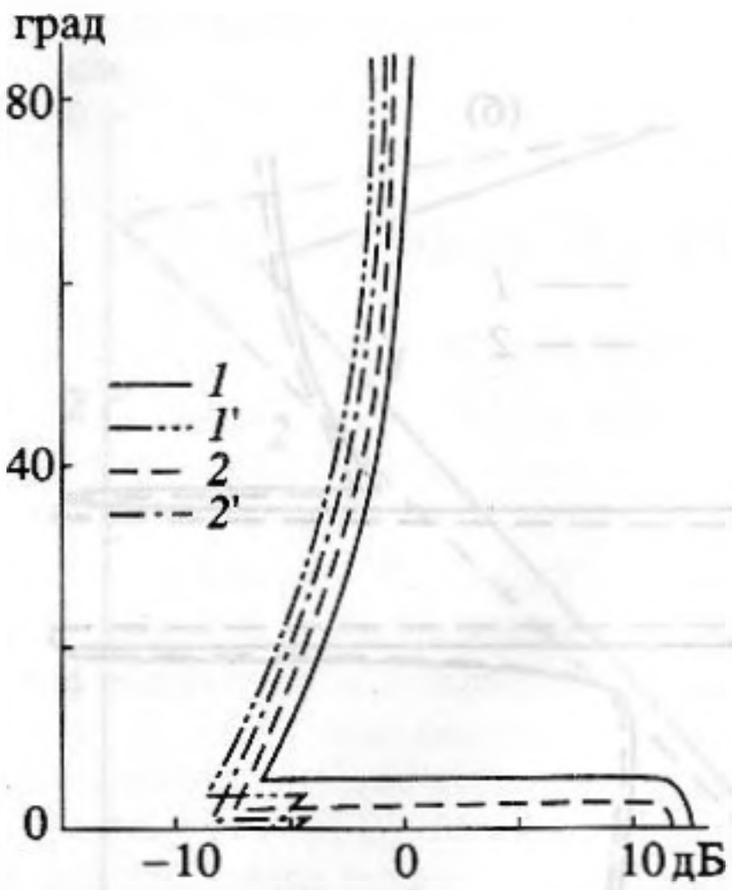

Рис. 3. Направленность шума на дне (глубина 6 км, вихрь А), на периферии (*1*, *1'*) и на оси (*2*, *2'*). Частота: *1*, *2* – 50 Гц; *1'*, *2'* – 500 Гц.

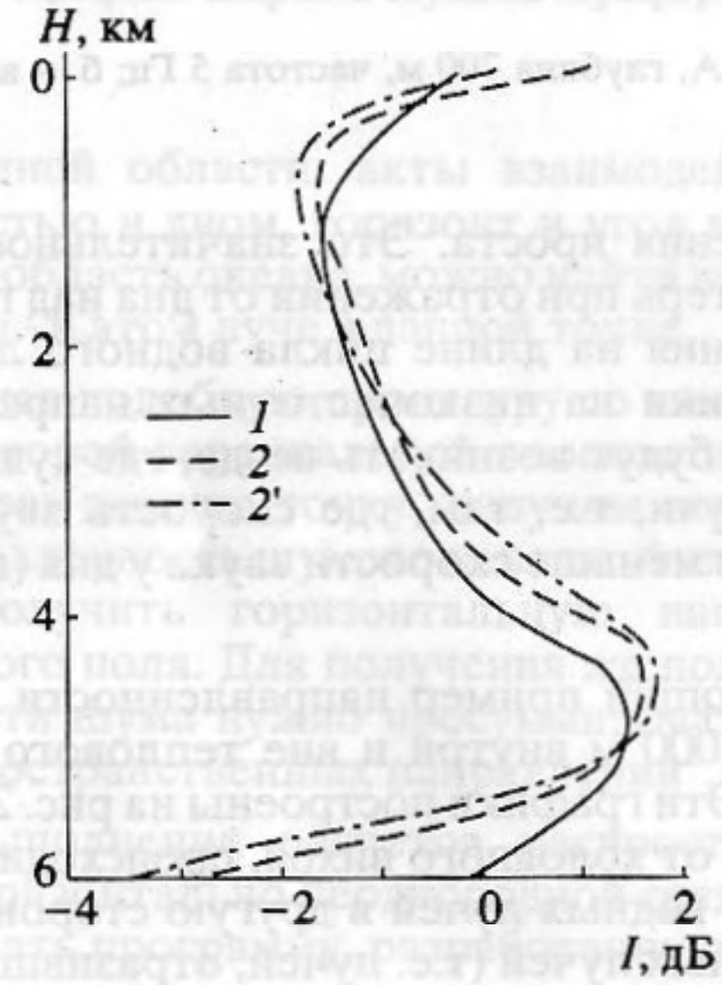

Рис. 4. Зависимость интенсивности шума от глубины (частота 50 Гц, вихрь А) на периферии (*1*) и на оси (*2*, *2'*). Диаметр: *1*, *2* – 250 км; *2'* – 125 км.

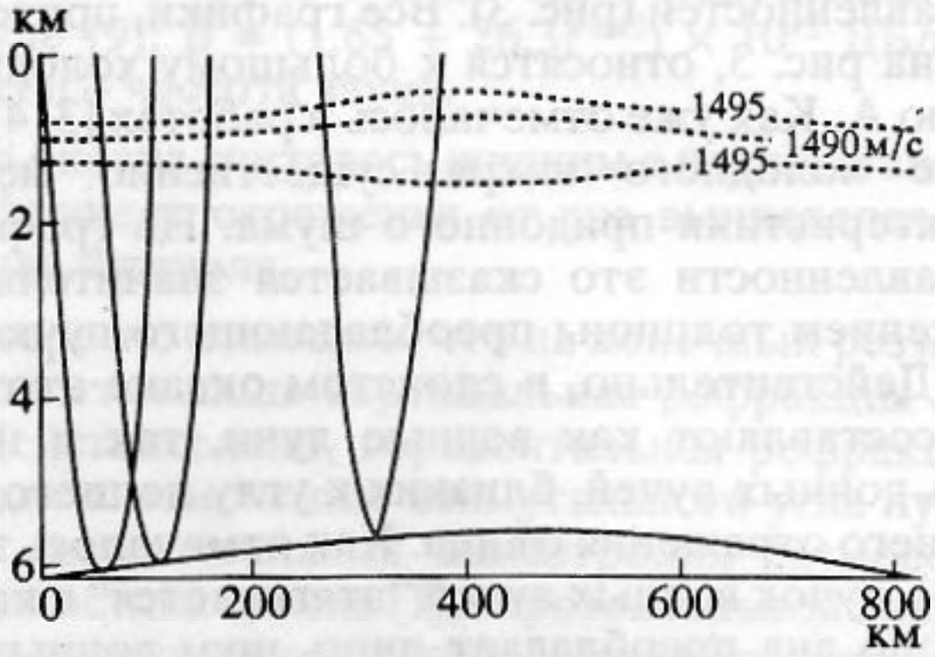

Рис. 5. Придонная область резкого снижения интенсивности шума под холодным вихрем (вихрь А, диаметр 700 км).

На рис. 4 показаны зависимости интенсивности шума (по отношению к шуму на поверхности) от глубины. Приведенные зависимости аналогичны полученным в [2 - 4]. Наличие холодного вихря приводит к значительному снижению шума около дна, к некоторому углублению минимума в области оси канала, уменьшению глубины максимума в районе критической глубины (т.е. там, где скорость звука равна скорости звука у поверхности – примерно на глубине четырех километров). Размер вихря сказывается лишь около поверхности. У меньшего вихря не наблюдается увеличения приповерхностного шума.

Как уже отмечалось, одной из наиболее интересных особенностей горизонтально неоднородных шумовых полей является наличие области резкого снижения шума под холодным вихрем. В заключение работы приведем результаты некоторого простого исследования формы этой области. Рассмотрим граничный луч между семействами водных и донных лучей в слоистом океане. Этот луч выходит с поверхности и касается дна. "Отойдем влево" от вихря на расстояние чуть большее цикла такого луча. Будем выпускать с поверхности океана такие граничные водные лучи с горизонтальным интервалом в 5 - 10 долей его цикла (рис. 5). Сначала лучи будут поворачивать, касаясь дна. Затем при взаимодействии с холодным вихрем А точки поворота будут приподниматься. При приближении к концу вихря они будут опускаться. В результате, огибающая семейства таких граничных лучей нарисует искомую область резкого снижения интенсивности придонного шума (рис. 5). При построении этого рисунка диаметр вихря А равен 700 км. Большие размеры вихря делают рис. 5 более наглядным. При этом поперечный размер области снижения шума хорошо согласуется с расчетами в адиабатическом приближении [3] и с графиками глубинной зависимости, приведенными на рис. 4.

Для более реалистичных вихрей с меньшими размерами трудно получить такой правильный рисунок исследуемой области. В большей мере это относится к совсем малым вихрям (<100 км).

Обсуждаемые в данной работе эффекты можно исследовать экспериментально. Часть из них (например снижение шума под холодным вихрем) может наблюдаться даже одним гидрофоном. Для исследования других эффектов (таких как смещение близких к горизонтали максимумов в диаграмме направленности шума) требуются достаточно сложные измерительные системы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П.* Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1982. 264 с.

2. *Клячин Б.И., Моисеев А.А.* Поле собственных шумов океана внутри холодного вихря. Тез. докл. III Всес. съезд океанологов. Акустика и оптика. Л.: Гидрометеоиздат, 1987. С. 68 - 69.
3. *Клячин Б.И.* Придонная область резкого снижения интенсивности шума океана под холодным океаническим вихрем // Докл. АН СССР. 1990. Т. 313. № 3. С. 711 - 715.
4. *Клячин Б.И., Курьянов Б.Ф., Моисеев А.А.* О влиянии океанических неоднородностей среды на подводные акустические шумы // Океаническая акустика. М.: Наука, 1993. С. 200 - 211.
5. *Моисеев А.А.* Поле низкочастотных акустических шумов океана в окрестности фронтальной зоны // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 2. С. 320 - 326.
6. *Курьянов Б.Ф., Клячин Б.И.* Применение теории переноса излучения в задачах распространения шумов океана // Проблемы акустики океана. М.: Наука, 1984. С. 16 - 31.
7. *Курьянов Б.Ф., Клячин Б.И.* К теории глубинной зависимости низкочастотных шумов океана // Докл. АН СССР. 1981. Т. 259. № 6. С. 1483 - 1487.
8. *Воронович А.Г., Гончаров В.В.* Применение трехмерного лучевого алгоритма к анализу звукового поля в океане в присутствии неоднородностей синоптических масштабов // Волны и Дифракция. Тбилиси: Изд-во ТГУ, 1985. Т. 2. С. 262 - 266.
9. *Вадов Р.А.* Затухание низкочастотного звука в океане // Проблемы Акустики океана. М.: Наука, 1984. С. 31 - 43.
10. *Henric R.F., Jacobson J.M., Siegmann W.L.* General effects of currents and sound speed variations on short-range acoustic transmission in cyclonic eddies. JASA. 1980. V. 67. № 1. P. 121 - 134.
11. *Shank M., Matthews V., Grumper A.* Movement and acoustic influence of cyclonic eddies. Naval Research Review. 1975. V. 28. № 6. P. 1 - 12.
12. *Мальцев Н.Е., Сабинин К.Д., Фурдуев А.В.* Акустико-океанологический эксперимент на линзе средиземноморской воды в Атлантическом океане // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 1. С. 86 - 93.

Noise Fields in Ocean Eddies

B. I. Klyachin and E. D. Shevlyakova

A numerical algorithm for the calculation of the noise field inside an isolated mesoscale inhomogeneity in the ocean is developed. Examples of application of this algorithm to analysis of a noise field in cold and warm eddies are given.