АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2004, том 50, № 3, с. 384–388

БИОЛОГИЧЕСКАЯ АКУСТИКА

УДК 534.26

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ШИРОКОПОЛОСНЫХ СИГНАЛОВ В ЗАДАЧАХ АКУСТИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА ГИДРОБИОНТОВ

© 2004 г. В. А. Журавлев, А. А. Мазаников, А. Н. Неронов

Северный филиал Акустического института имени академика Н.Н. Андреева РАН
184600 Североморск, Мурманской обл., ул. Почтовая 3
E-mail: sfakin@severm.mels.ru
Мурманский государственный технический университет
183010 Мурманск, ул. Спортивная 13
E-mail: Alexander.Mazanikov@mstu.edu.ru

Поступила в редакцию 18.11.2003 г.

Рассмотрен метод когерентного обнаружения сигнала, рассеянного движущимся поперек трассы распространения широкополосного звука гидробионтом, на фоне суммы интенсивного сигнала подсветки и аддитивного шума. Метод заключается в вычислении взаимной корреляции между сигналом на входе приемника системы и построенной путем внесения в принятый сигнал квадратичной временной задержки моделью рассеянного сигнала. Показано теоретически и с использованием численного моделирования, что выигрыш в отношении сигнал/помеха при такой обработке пропорционален квадратному корню из произведения ширины полосы сигнала на время наблюдения. Приведены результаты эксперимента, демонстрирующие работоспособность рассмотренного метода.

Акустические методы широко применяются для решения задач мониторинга гидробионтов, таких как контроль за перемещением крупных морских млекопитающих [1], оценка количества проходных рыб, идущих на нерест, и т.п. В ряде работ [2, 3] для подобных целей использовано возмущение звукового поля, обусловленное дифракцией на теле соответствующей особи (в дальнейшем – рассеивающее тело), пересекающей стационарную акустическую трассу между неподвижными излучателем и приемником звука. Характерной чертой этих и ряда других работ (см. обзор [4]) является применение монохроматического источника звука. Данная работа посвящена исследованию возможности использования для этих целей широкополосного излучения. Это может расширить технические возможности метода и в ряде случаев повысить его эффективность.

Схема рассматриваемой задачи приведена на рис. 1. В точке A расположен неподвижный излучатель, в точке B – неподвижный приемник. Рассеивающее тело длиной d движется равномерно и прямолинейно со скоростью V так, что в момент $t = 0$ пересекает линию AB посредине в точке C ($AC = CB = R$). Эти геометрические ограничения наложены исключительно с целью сокращения дальнейших выкладок. С этой же целью рассматривается свободное пространство без учета каких-либо волноводных эффектов, сферическая расходимость и затухание также не учитываются.

Излучатель, расположенный в точке A, создает звуковое поле $p_0\left(t + \frac{2R}{c}\right)$, в частотном диапазоне шириной $\Delta\omega$ от ω_1 до ω_2 (средняя частота $\omega_0 = (\omega_1 + \omega_2)/2$). Будем считать, что на всех частотах диапазона $R \gg d^2/\lambda$ (фраунгоферова зона).

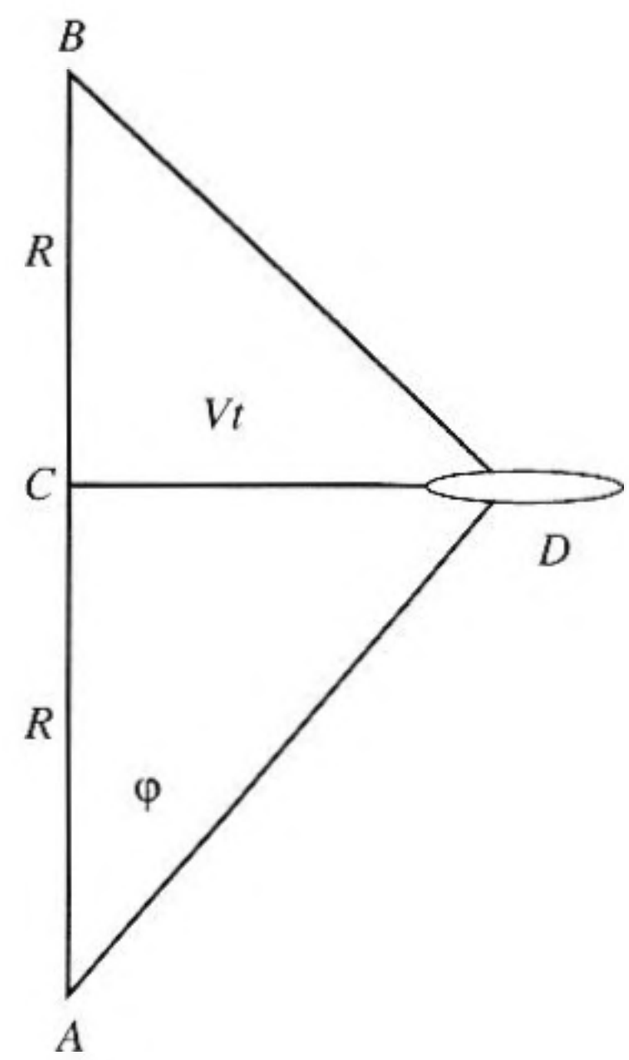

Рис. 1. Схема просветного обнаружения.

Звуковая волна падает на рассеивающее тело под углом φ, рассеянное под углом $-\varphi$ поле попадает на приемник. В силу геометрического различия длин путей, пройденной прямой и рассеянной волнами, последняя попадает на приемник с задержкой во времени $\Delta t = 2(\sqrt{L^2 + R^2} - R)/c$, где $L = Vt$ – текущее расстояние от тела до точки C. Будем рассматривать только малые углы φ, тогда $\Delta t = V^2t^2/Rc = \alpha t^2$, $\alpha = V^2/Rc$. Таким образом, при малых углах ϕ задержка рассеянной звуковой волны относительно прямой квадратична по времени до момента пересечения телом линии AB. Как известно, при тональном излучаемом сигнале такая задержка приводит к линейной частотной модуляции рассеянного сигнала, что и используется при обработке [2–4].

Для описания рассеянного поля в точке приема необходимо решить задачу дифракции на рассеивающем теле. Обычно для этой цели моделируют рассеивающее тело некоторой поверхностью, например сфероидом [2], допускающей разделение переменных в уравнении Гельмгольца. В рассматриваемом случае широкополосного сигнала такой подход приведет к необходимости решения задачи на всех частотах диапазона $[\omega_1, \omega_2]$ и затрате большого времени на вычисление.

Для решения задачи дифракции будем использовать другой подход, развитый в работах М.В. Федорюка и сотрудников [5–6]. Для простоты будем рассматривать непрозрачные тела. Известно, что при большом волновом размере такого тела рассеянное вперед (в область тени) поле определяется в первом приближении только теневым контуром, и от остальных свойств тела не зависит. До определенных пределов эти свойства сохраняются и при понижении частоты. В упомянутых работах получено приближенное решение задачи дифракции на телах вращения большого продольного волнового размера ($kd \gg 1$). Асимптотические значения диаграммы направленности в дальнем поле получены с помощью сшивания в некоторой промежуточной зоне с длинноволновой асимптотикой ближнего поля. Для нашего случая существенно то, что тенеобразующий лепесток соответствует упомянутой выше коротковолновой асимптотике. Для того, чтобы получить вид этого лепестка, достаточно проинтегрировать излучение фиктивных вторичных источников с амплитудами, пропорциональными падающему полю, распределенных с некоторой плотностью (зависящей от формы тела) на оси вращения. Если на всех частотах из диапазона $[\omega_1, \omega_2]$ выполняются требования, наложенные на волновые размеры тела, соответствующая методика расчета дифрагированного поля может быть применена не только к монохроматическому, но и к широкополосному сигналу.

Воспользовавшись этими результатами, оценим рассеянное поле. На отрезке $x \in [L - d/2, L + d/2]$ прямое поле от излучателя имеет вид

$$p = p_0\left(t + \frac{2R}{c} - \frac{\sqrt{(L+x)^2 + R^2}}{c}\right).$$

Тогда рассеянное поле в точке приема будет

$$p_1 = \frac{\gamma}{d}\int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} \mu(x) p_0\left(t + \frac{2R}{c} - \frac{2\sqrt{(L+x)^2 + R^2}}{c}\right)dx = \tag{1}$$

$$= \frac{\gamma}{d}\int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} \mu(x) p_0\left(t - \alpha t^2 - \frac{2Lx}{Rc}\right)dx,$$

где γ – некоторая константа, определяемая сечением рассеяния тела и геометрическими параметрами задачи, $\mu(x)$ – плотность вторичных источников. В дальнейшем эту плотность для простоты будем считать константой $\mu(x) = 1$, что соответствует телу цилиндрической формы (предполагается, что негладкие края вносят малый вклад в рассеянное поле). В этом случае интеграл (1) имеет простой смысл – для любой монохроматической компоненты $\exp(-i\omega t)$ поля p_0 интегрирование по x приводит к типичному для дифракции на полосе шириной d множителю $\sin(kd\varphi)/kd\varphi$, где $\varphi = L/Rc$.

В дальнейшем текущее время для наблюдателя в точке приема будет обозначаться как t', а время прохода рассеивающим телом расстояния L до линии AB как t.

Формула (1) позволяет из принятого прямого поля, сконструировать модель полезного сигнала. Наиболее просто это осуществляется при малых расстояниях L (вблизи середины тенеобразующего лепестка диаграммы направленности). Точнее говоря, при выполнении условия $Ld/Rc \ll 2\pi/\omega$ на всех частотах диапазона величиной $2Lx/Rc$ можно пренебречь, и формула (1) при $\mu(x) = 1$ приобретает простой вид

$$p_1(t') \approx \gamma p_0(t' - \alpha t^2). \tag{1'}$$

Это означает, что рассеянное поле представляет собой копию прямого с уменьшенной амплитудой и задержкой во времени на величину, равную геометрической разности времен пробега звуковой волной расстояний AB и ADB (рис. 1). Пренебрежение величиной $2Lx/Rc$ эквивалентно замене главного лепестка диаграммы направленности $\sin(kd\varphi)/dk\varphi$ на пиковое значение, равное единице. Более точно дифрагированное поле можно описать различными способами. В частности, можно представить подынтегральную функцию формулой Тейлора по переменной $2Lx/Rc$, удерживая

столько членов, сколько нужно для достаточно точного описания главного лепестка функции $\sin(kd\varphi)/kd\varphi$, причем при четной функции $\mu(x)$ разложение будет содержать только четные производные. Интеграл в этом случае вычисляется в явном виде. В дальнейшем будем использовать только первое приближение, поскольку уточняющие добавки на сущность процессов не влияют.

Суммарное поле в точке приема имеет вид

$$p(t') = p_0(t') + p_1(t') \approx p_0(t') + \gamma p_0(t' - \alpha t^2), \quad (2)$$

причем рассеянное поле много меньше прямого, так что $p(t') \approx p_0(t')$. Правая часть представления (2) верна только для тех времен t, когда приемник находится в главном лепестке диаграммы направленности (с учетом сделанных выше оговорок).

Выделение полезного сигнала осуществляется следующим образом. Выдвигается гипотеза о том, что в момент времени t', при котором рассеивающее тело пересечет линию AB (при этом $t = 0$), из принятого прямого поля вырабатывается модель полезного сигнала и осуществляется накопление за некоторый симметричный относительно $t = 0$ интервал времени T, определяемый шириной главного лепестка диаграммы направленности. Если гипотеза верна, в момент, соответствующий $t = 0$ получится типичный для взаимнокорреляционной обработки пик в результирующем сигнале, в остальные моменты времени его значения будут флуктуировать случайным образом. Таким образом, обработка заключается в вычислении интеграла

$$I(t') = \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} p(t + t')p(t + t' - \alpha t^2)dt. \quad (3)$$

При справедливости гипотезы первый сомножитель под знаком интеграла может быть заменен в соответствие с формулой (2), второй вследствие малости параметра γ заменен на $p_0(t + t' - \alpha t^2)$. Интеграл примет вид

$$I(t') = I_1(t') + I_2(t') = \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} p_0(t + t')p_0(t + t' - \alpha t^2)dt + \gamma \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} (p_0(t + t' - \alpha t^2))^2 dt. \quad (4)$$

Рассмотрим эти интегралы для случая, когда процесс $p_0(t)$ представляет собой белый шум, отфильтрованный в полосе $\Delta\omega$. Второй интеграл зависит от наличия рассеивающего тела и представляет собой сигнальный выброс выходного процесса. При интегрировании происходит накопление прямого сигнала, так что оценка пикового значения $|I_2(t')| \approx \gamma\overline{(p_0(t'))^2}\,T$. Оценим ширину этого пика. Если вместо гипотетического момента времени t тело пересекает линию AB с задержкой τ, в модельном сигнале временнóй сдвиг останется αt^2, а в реальном будет $\alpha(t - \tau)^2$, отличие составит $\alpha t^2 - \alpha(t - \tau)^2 \approx 2\alpha t\tau$. Для того, чтобы в интеграле $I_2(t')$ модельный и реальный сомножители не слишком сильно разошлись по фазе, нужно на краю диапазона интегрирования удовлетворить условию $2\alpha t\tau < \pi/\omega_0$, откуда при $t = T/2$ получим $\tau < \pi/\alpha T\omega_0 = R\lambda_0/2V^2T$, где λ_0 – длина волны на средней частоте. Учитывая, что на частоте ω_0 максимальный угол $\varphi = VT/2R$ (нуль диаграммы направленности) равен $\lambda_0/2d$, получаем $T = R\lambda_0/Vd$, откуда находим оценку $\tau < d/2V$. Таким образом, полная ширина сигнального пика $\Delta t'$ может быть оценена временем d/V пересечения рассеивающим телом трассы распространения звука.

В первом интеграле, представляющем собой помеху от прямого сигнала, из-за наличия временнóго сдвига сомножители некогерентны при временах $t > \sqrt{1/\alpha\Delta\omega}$ (центральный участок с малыми сдвигами может быть "вырезан" при интегрировании). Поэтому низкочастотные флуктуации интеграла возрастают при увеличении времени накопления пропорционально величине $\overline{(p_0(t'))^2}\sqrt{T/\Delta\omega}$.

Если гипотеза о пересечении телом линии AB в момент времени t' неверна, принятый сигнал в формуле (2) второго слагаемого не содержит, соответственно не будет и интеграла $I_2(t')$ с когерентным накоплением.

Таким образом, при справедливости гипотезы исходное соотношение сигнал/помеха возрастает по порядку величины в $\sqrt{\Delta\omega T}$ раз, пиковое значение пропорционально времени накопления и линейно по величине γ.

Для проверки полученных оценок было проведено численное моделирование процесса обнаружения на основе вычисления интеграла (3). Для моделирования использовался сформированный псевдошумовой сигнал с несущей частотой $f_0 = \omega_0/2\pi = 1000$ Гц в различных полосах $\Delta f = \Delta\omega/2\pi$ от 20 до 1000 Гц (эти численные значения достаточно условны, существенное значение имеет величина $\Delta\omega T$ и максимальное значение угла φ на рис. 1). Из этого сигнала в соответствии с формулой (1') формировалась модель дифрагированного сигнала длительностью до $T = 10$ секунд и

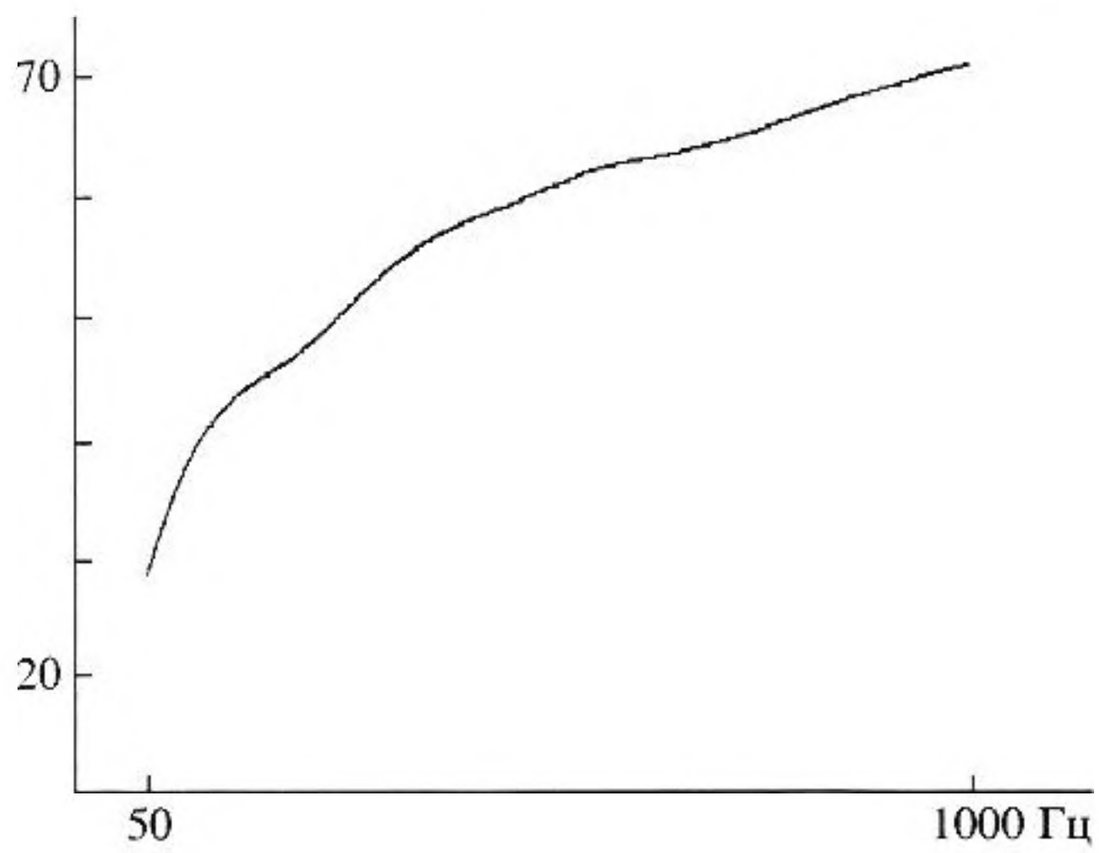

Рис. 2. Зависимость увеличения отношения сигнал помеха на выходе обработки от ширины полосы сигнала Δf. Время накопления $T = 2$ с.

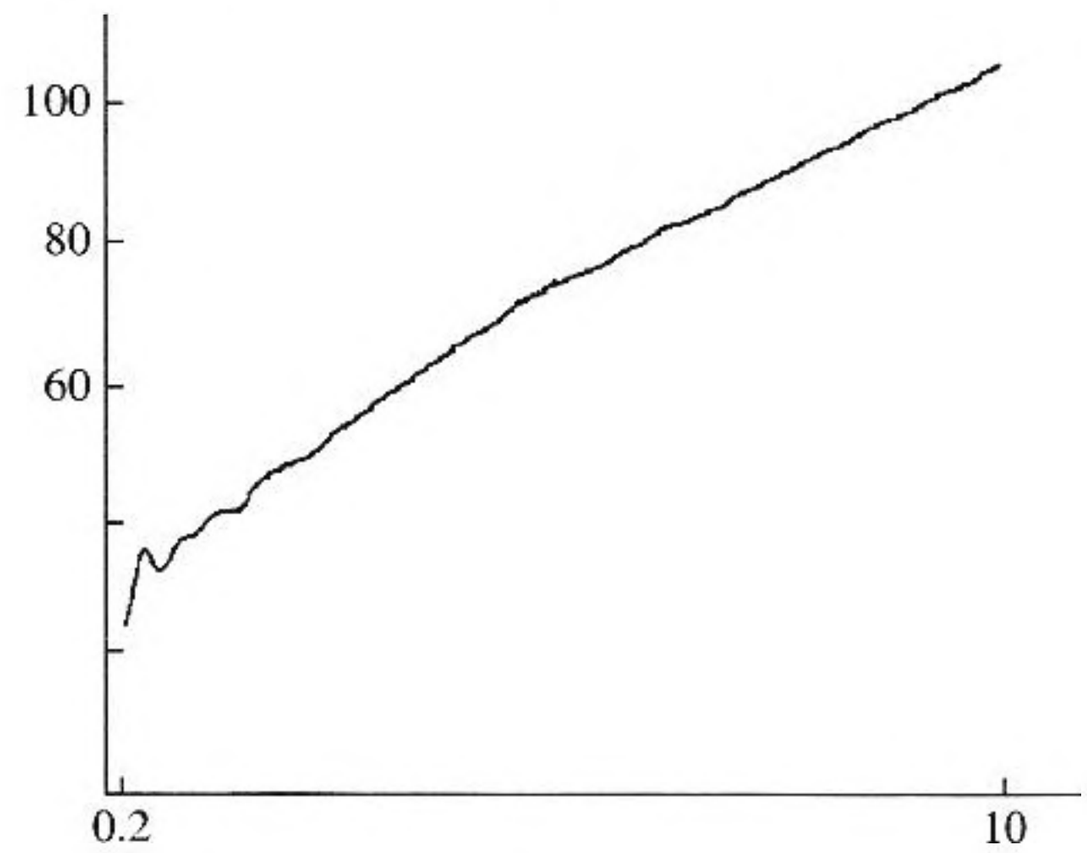

Рис. 3. Зависимость увеличения отношения сигнал/помеха от времени накопления T.
Ширина полосы сигнала $\Delta f = 400$ Гц.

малым значением сигнал/помеха $\gamma = 0.01$–0.1. Полученный короткий модельный сигнал накладывался на длинный исходный посредине реализации, после чего производилась обработка в соответствие с формулой (3). По результатам расчетов определялось отношение пикового значения сигнала после обработки к среднеквадратичному значению флуктуаций помехи.

На рис. 2 приведена зависимость (в линейном масштабе) улучшения соотношения сигнал/помеха от ширины полосы Δf при времени накопления $T = 2$ с. Аналогичная зависимость от времени накопления T изображена на рис. 3 для ширины полосы $\Delta f = 400$ Гц. Полученные результаты находятся в хорошем соответствии с приведенными оценками.

Экспериментальная проверка работоспособности рассматриваемого метода была проведена в мелководном морском заливе с глубиной 30–40 м в условиях однородного волновода при почти полном отсутствии поверхностного волнения. Квазистационарная акустическая трасса между пришвартованным к рейдовой бочке катером и стоящим у причала судном, принимавшим сигнал на штатную гидроакустическую систему, имела длину 600 м. С борта катера на глубину 10 м был опущен ненаправленный излучатель псевдошумового сигнала подсветки в полосе от 3 до 7 кГц. Судно принимало сигнал на штатную гидроакустическую систему на глубине около 8 м. Обнаруживаемыми объектами служили аквалангисты, пересекавшие трассу посередине на глубине 10 м в перпендикулярном к трассе направлении. Аквалангисты были в гидрокостюмах и использовали буксировочное устройство, что увеличивало эффективные размеры рассеивающего звук объема. Его продольный размер можно грубо оценить в 2 м. Скорость движения аквалангиста ориентировочно составляла 1 м/с.

Как показывают сделанные в ходе эксперимента оценки, превышение сигнала подсветки над шумами акватории составляло не менее 15 дБ.

Значения геометрических параметров эксперимента и средней частоты сигнала подсветки приводят к ориентировочным значениям параметров обработки $\alpha = 2.2 \times 10^{-6}$ с$^{-1}$ и $T = 45$ с, которые были уточнены в процессе обработки, которая выполнялась в соответствии с выражением (3). Максимальный сигнальный выброс был получен при значениях $\alpha = 1.53 \times 10^{-6}$ с$^{-1}$ и $T = 60$ с. Указанному значению α соответствует скорость

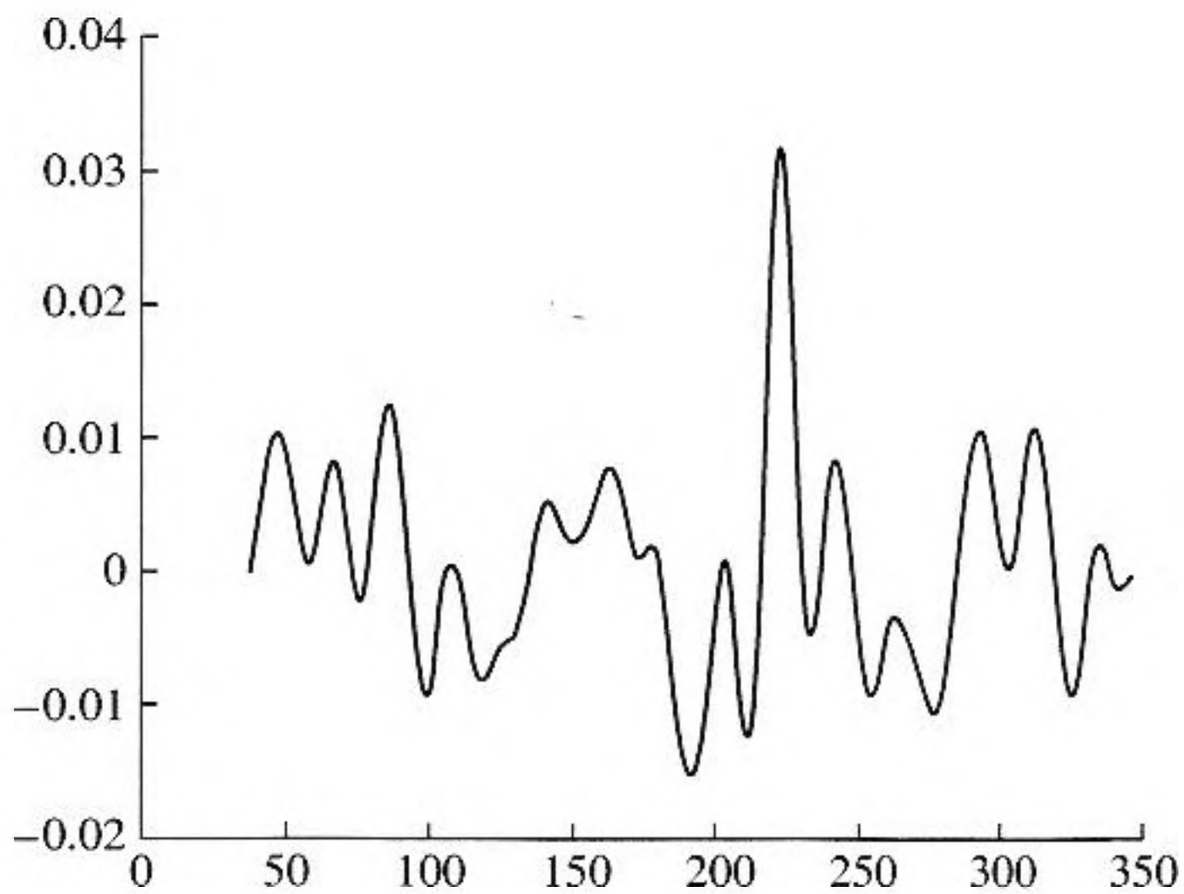

Рис. 4. Выходной процесс обработки по соотношению (3).

движения рассеивателя $V = 0.83$ м/с. Теоретическая оценка величины времени накопления T для этой скорости составляет 56.25 с, что близко к полученному при обработке значению.

Выходной процесс обработки одного из пересечений аквалангистом трассы распространения звука представлен на рис. 4. Из него с помощью фильтра Баттерворта 4-го порядка с частотой среза 8.3×10^{-3} Гц (период 120 с) устранены низкочастотные составляющие. По горизонтали на рисунке отложено время в секундах от начала записи, а по вертикали – значения выходного процесса обработки. На 221 секунде, в момент пересечения аквалангистом трассы распространения звука, наблюдается острый пик, существенно превышающий фоновые флуктуации выходного процесса. Отношение сигнал/помеха на выходе обработки, вычисленное как отношение пикового значения к среднеквадратичному отклонению флуктуаций составляет 13.8 дБ, что вполне достаточно для обнаружения.

Следует отметить, что условия проведения эксперимента существенно отличаются от рассмотренной выше идеализированной картины. Прежде всего, эксперимент проводился в условиях многолучевого распространения, влияние которого на рассматриваемую обработку требует специального анализа, выходящего за рамки настоящей статьи. Можно ожидать, что в многолучевом канале, как это имеет место при традиционной корреляционной обработке, эффективность должна снижаться, так что полученный результат не является максимально возможным.

Вторым осложняющим обстоятельством является наличие в эксперименте еще одного типа движущихся рассеивателей – всплывающих пузырей периодически выдыхаемого аквалангистом воздуха. Несмотря на то, что скорость их движения меньше (0.1–0.3 м/с), чем у аквалангиста, они представляют собой сильные рассеиватели звука и могут давать заметный вклад в фоновые флуктуации выходного процесса обработки даже на больших расстояниях от просветной трассы.

Таким образом, эксперимент продемонстрировал достаточную эффективность рассматриваемого метода в довольно сложных условиях, что говорит о перспективности его использования для решения задач мониторинга гидробионтов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gedamke J., Costa D., Dunstan A.* Localization and visual verification of a complex minke whale vokalization // J. Acoust. Soc. Amer. 2001. V. 109. № 6. P. 3038–3047.
2. *Белькович В.М., Григорьев В.А., Кацнельсон Б.Г., Петников В.Г.* О возможностях использования акустической дифракции в задачах мониторинга китообразных // Акуст. журн. 2002. Т. 48. № 1. С. 18–21.
3. *Григорьев В.А., Кацнельсон Б.Г., Кузькин В.М., Петников В.Г.* Особенности дифракции акустических волн в стратифицированных звуковых каналах. // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 1. С. 44–51.
4. *Горский С.М., Зверев В.А., Хилько А.И.* Особенности дифракции акустических полей на пространственно-локализованных неоднородностях в волноводах океанического типа. Формирование акустических полей в океанических волноводах. / Под ред. В.А. Зверева. Н. Новгород: ИПФ АН ССС, 1991. С. 82–114.
5. *Федорюк М.В.* Рассеяние плоской волны на цилиндрической поверхности с длинным возмущением // Изв. АН СССР, сер. мат. 1985. Т. 49. № 1. С. 160–193.
6. *Федорюк М.В.* Рассеяние звуковых волн тонким акустически жестким телом вращения // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 4. С. 605–609.

The Use of Wideband Signals in the Acoustic Monitoring of Hydrobionts

V. A. Zhuravlev, A. A. Mazanikov, and A. N. Neronov

A method is presented for a coherent detection of the signal scattered by a hydrobiont moving across the path of sound propagation from a wideband source against the background of the sum of an intense insonification signal and additive noise. The method consists in the calculation of cross-correlation function of the signal at the receiver input and the scattered signal model constructed from the received signal by introducing the square-law time delay. It is shown theoretically and with numerical modeling that such a processing ensures the gain in the signal-to-noise ratio that is proportional to the square root of the bandwidth multiplied by the observation time. The efficiency of the method is demonstrated by the results of an experiment.