

СИЛА ЦЕЛИ В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

© 2015 г. А. И. Хилько*, ***, И. П. Смирнов*, А. И. Машошин**,
А. В. Шафранюк**, А. А. Хилько***

*Институт прикладной физики РАН

603950 Н. Новгород, ул. Ульянова 46

Тел. +7 (831) 436-84-90; факс: +7 (831) 436-60-86

E-mail: A.khil@hydro.appl.sci-nnov.ru

**ОАО “Концерн” ЦНИИ “Электроприбор”

197046 Санкт-Петербург, ул. Малая Посадская 30

***Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

603950 Н. Новгород, пр. Гагарина 23

Поступила в редакцию 23.05.2014 г.

Анализируется структура силы цели в океанических волноводах. Обсуждается роль силы цели как одного из ключевых параметров для проектирования и оценки эффективности перспективных систем подводного наблюдения.

Ключевые слова: дифракция, волновод, лучи, моды, сила цели, акустическое поле.

DOI: 10.7868/S0320791915020069

ВВЕДЕНИЕ

Мультистатическое гидроакустическое (ГА) наблюдение пространственно локализованных неоднородностей осуществляется совокупностью распределенных в протяженном районе океана излучающих и приемных систем [1–8]. В этом случае сигнал каждой парциальной проекции определяется бистатической силой цели (БСЦ), характеризующей величину рассеянного (дифрагированного) телом поля в волноводе [9, 10]. Из-за многоволнового распространения суммарный сигнал в волноводе имеет сложную интерференционную структуру, что затрудняет наблюдение. Ослабление такого рода помех может состоять в измерении каждой парциальной волноводной компоненты дифрагированного поля отдельно и последующего их накопления, например некогерентного сложения [5–8]. Разделение дифрагированных сигналов отдельных парциальных компонент осуществляется пространственно-частотной фильтрацией, что предполагает использование сложномодулированных узкополосных импульсов и протяженных излучающих и приемных решеток [1, 2, 8, 11, 12]. Дополнительными в общем числе являются волноводные компоненты, перевозбуждаемые сложнопостроенными телами, например набором бликовых областей на поверхности тела сложной формы, либо компоненты, формируемые при возбуждении собственных форм упругих колебаний тела [7, 8, 13]. В настоящей работе исследуется структура си-

лы цели в волноводе для различных частотных интервалов и тел различного строения.

СТРУКТУРА БСЦ ПРИ ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ГА-НАБЛЮДЕНИИ

В высокочастотном (ВЧ) случае, когда объект можно считать имеющим достаточно большие волновые размеры и относительно гладкую поверхность, структура БСЦ может быть проанализирована с использованием геометроптического ВЧ-приближения дифракции ГА-поля в рефракционном плоскостром волноводе. В отличие от случая однородной среды, когда задача дифракции в первом приближении сводится к рассеянию сферических волн на криволинейной поверхности [13], в рефракционном волноводе для расчета дифрагированного криволинейной поверхностью поля необходимо также решить и задачу нацеливания, т.е. задачу поиска эффективно отражающих областей (бликов) на криволинейной поверхности. Кроме того, необходимо рассчитать интенсивность падающего в такую точку и переизлученного из нее в точку наблюдения поля [14–16]. В рефракционном волноводе для находящихся в областях связанности источника, тела и приемника [17, 18] рассеянное телом поле является суммой парциальных с индексами (n , m) лучевых компонент. Такие компоненты соединят источник и приемник, и соответствующие им L точек бликов T_l на поверхности тела. Для всех суммируемых лучевых

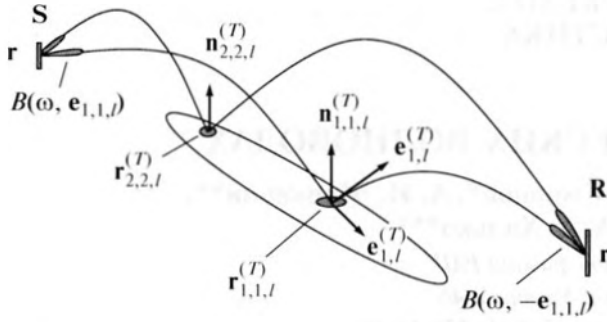


Рис. 1. Формирование бликовых областей для различных мультистатических проекций в рефракционном волноводе.

компонент (STR)_l (рис. 1) в точках бликов нормаль к поверхности должна совпадать с биссектрисой угла между направлениями падающей и отраженной квазисферических волн, распространяющихся вдоль соответствующих лучей. Для поиска совокупности точек бликов необходимо, используя априорную информацию о параметрах рефракционной среды, а также о положении и форме тела, применить итерационный метод [14–16]. Коэффициент отражения в каждой бликующей точке тела определяется кривизнами поверхности и падающих, и отраженных волновых фронтов, углом их падения и акустическими характеристиками тела в точках блика [7, 8, 19]. Для расчета сил цели рассмотрим практически важный случай (рис. 1), когда акустическая подсветка тела осуществляется расположенной в точке \mathbf{r}_S излучающей антенной S с диаграммой направленности $B_S(\mathbf{e}_n)$, а наблюдение выполняется расположенной в точке \mathbf{r}_R приемной антенной R с диаграммой $B_R(\mathbf{e}_m)$, которые позволяют за счет селекции отдельных волноводных компонент ослабить эффекты интерференционных вариаций. В лучевом представлении для спектральной амплитуды давления рассеянного телом ГА-поля имеем [19]

$$P(\mathbf{r}, \omega) = \sqrt{W\rho_0c_0} \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \sum_{l=1}^L A_{n,m,l}(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}_{n,m,l}^{(T)}) \times \\ \times A_{n,m,l}(\mathbf{r}_{n,m,l}^{(T)}, \mathbf{r}_R) B_S(\omega, \mathbf{e}_{n,m,l}) B_R(\omega, -\mathbf{e}_{n,m,l}) \times \quad (1) \\ \times \frac{1}{2} R_{BS}^{n,m,l}(\mathbf{e}_{n,l}^{(T)}, \mathbf{e}_{m,l}^{(T)}, \omega) \exp(-i\omega(t_{n,m,l}(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}_{n,m,l}^{(T)}) + \\ + t_{n,m,l}(\mathbf{r}_{n,m,l}^{(T)}, \mathbf{r}_R S))),$$

где $\omega = 2\pi f$, f – частота, W – мощность источника подсветки, ρ_0 и c_0 – соответственно плотность и скорость невозмущенного волновода в области расположения источника. $A_{n,m,l}(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}_{n,m,l}^{(T)}) = \rho^{-1}(\mathbf{r}_S; \mathbf{r}_{n,m,l}^{(T)}) |V_{n,m,l}| \sqrt{F_{n,m,l}(\mathbf{r}_S; \mathbf{r}_{n,m,l}^{(T)})}$ и $\omega t_{n,m,l}(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}_{n,m,l}^{(T)})$ – соответственно амплитуды и фазы отдельных лучевых компонент соединяющих источник и точку блика (аналогичные обозначения используются и для лучевых компонент поля вторичных источников). В определении амплитуды учитываются геометрические фокусировки лучевых компонент $F_{n,m,l}$ [19] и их затухание $|V_{n,m,l}|$ в толще жидкости и при отражениях от границ волновода, при этом $\rho(\mathbf{r}_S; \mathbf{r}_{n,m,l}^{(T)})$ – горизонтальное расстояние между рассматриваемыми точками. Величина $t_{n,m,l}(\mathbf{r}_S; \mathbf{r}_{n,m,l}^{(T)})$ – время распространения звука по соответствующему лучу. N и M – числа лучей, соединяющих фазовые центры источника и приемника с точками $\mathbf{r}_{n,m,l}^{(T)}$ положения бликовых областей на поверхности тела, $\mathbf{e}_{n,l}^{(T)}$, $\mathbf{e}_{m,l}^{(T)}$ – направления лучей от источника и приемника в совокупность точек T . Для определения значений амплитуд и времен распространения лучевых компонент необходимо рассчитывать лучевые траектории в рефракционном волноводе численными методами [19]. Величина $R_{BS}^{n,m,l}(\mathbf{e}_{n,l}^{(T)}, \mathbf{e}_{m,l}^{(T)}, \omega)$ определяет бистатистический эквивалентный радиус (БЭР) цели [3]:

$$R_{BS}^{n,m,l}(\mathbf{e}_{n,l}^{(T)}, \mathbf{e}_{m,l}^{(T)}, \omega) = \frac{G_{n,m,l}^{(T)}}{\sqrt{\left[(H_{n,m,l}^{(T)})^2 + H_{n,m,l}^{(T)} \left({}^1k_{n,m,l}^{(T)} n(\tau_{n,l}^{(T)})^{-1} + {}^2k_{n,m,l}^{(T)} n(\tau_{n,l}^{(T)}) \right) + K_{n,m,l}^{(T)} \right]}} \quad (2)$$

где $K_{n,m,l}^{(T)}$ — полная (гауссова) кривизна тела в точках (бликов) T , в которых внешняя нормаль к поверхности равна

$$\mathbf{n}_{n,m,l}^{(T)} = - \frac{\mathbf{e}_{n,l}^{(T)} + \mathbf{e}_{m,l}^{(T)}}{\left\| \mathbf{e}_{n,l}^{(T)} + \mathbf{e}_{m,l}^{(T)} \right\|} \quad (3)$$

${}^1k_{n,m,l}^{(T)}$ – кривизна нормального сечения поверхности плоскостью лучей; ${}^2k_{n,m,l}^{(T)}$ – кривизна нормального сечения ортогональной плоскостью; $H_{n,m,l}^{(T)}$ –

средняя кривизна фронтов падающей и отраженной сферических волн; $n(\tau_{n,l}^{(T)})$ – косинус угла падения волны; $G_{n,m,l}^{(T)}$ – комплексный коэффициент отражения поля от поверхности цели, который определяется моделью тела и ограничивает возможные модели только телами с произвольным распределением локальных поверхностных импедансов. Если же тела являются упругими, для определения коэффициента отражения необходимо учитывать упругие колебания поверхности тела как целого,

либо колебания его конструктивного элемента с определенными строением тела граничными условиями.

Для применимости геометроптической модели дифракции акустического поля в рефракционном волноводе (ВЧ-модель) необходимо выполнение условия $\lambda_T \ll L_T \approx 1/({}^1k_{n,m,l}^{(T)})^{(0)} \approx 1/({}^2k_{n,m,l}^{(T)})^{(0)}$, где L_T — линейный размер тела, $({}^1k_{n,m,l}^{(T)})^{(0)}$, $({}^2k_{n,m,l}^{(T)})^{(0)}$ — главные кривизны поверхности в точках бликов, а λ_T — длина волны в точке T рефракционного волновода. Например, для тела в виде сферы с радиусом 10 м ВЧ-модель может обеспечивать приемлемую точность оценок для частот ГА-поля выше 1.5 кГц.

Величина БСЦ известным образом определяется через БЭР [9]. В рамках модели (2) она зависит, в целом, от формы тела и распределения локальных акустических импедансов на его поверхности. Для различных положений тела в рефракционном волноводе точки бликов T на поверхности тела будут располагаться в разных местах поверхности тела. Это приводит к существенным отличиям формирования рассеянного телом поля в океаническом волноводе по сравнению со случаем свободного пространства, либо случая малых расстояний, когда волноводные эффекты не сильно сказываются. Например, в волноводе при вариациях дистанции в случае неизменного ракурсе наблюдения БСЦ, в отличие от такой же ситуации в свободном пространстве, будет существенно меняться, что связано с существенной изменчивости ГА-поля в рефракционном волноводе.

Для оценки величины БСЦ точек бликов и амплитуд рассеянных компонент тел произвольной формы в рефракционных волноводах используются оптимизированные итерационные методы [20–23]. Подробное изложение таких методов ограничивается размерами настоящей статьи. Для иллюстрации основных закономерностей формирования БСЦ учтем, что для тел координатной формы задача становится физически более наглядной, поскольку можно получить относительно простые аналитические выражения для положения точек бликов, а также амплитуд рассеянных волноводных компонент [7, 8]. В качестве относительно простого примера рассмотрим в рамках настоящей статьи случай, когда тело имеет форму эллипсоида, для которого точка каждого блика находится по формуле (суммирование по индексу l для тела такой формы не требуется) [19]:

$$\mathbf{r}_{n,m}^{(T)}(\mathbf{n}_{n,m}^{(T)}) = (d_{n,m}^{(T)})^{-1} \left(a^2 (n_{n,m}^{(T)})_x \mathbf{i} + b^2 (n_{n,m}^{(T)})_y \mathbf{j} + c^2 (n_{n,m}^{(T)})_z \mathbf{k} \right), \quad (4)$$

$$d_{n,m}^{(T)} \equiv \sqrt{a^2 (n_{n,m}^{(T)})_x^2 + b^2 (n_{n,m}^{(T)})_y^2 + c^2 (n_{n,m}^{(T)})_z^2},$$

где a , b , c — полуоси эллипсоида, $(\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k})$ — орты внутренней декартовой системы координат с цен-

тром в центральной точке эллипсоида, направленные по его главным осям. Гауссова кривизна $K_{n,m}^{(T)}$ и средняя кривизна $H_{n,m}^{(T)}$ эллипсоида в точке с нормалью $\mathbf{n}_{n,m}^{(T)}$, которые используются при вычислении амплитуд и фаз рассеянных волноводных компонент по формуле (1), определяются следующими выражениями:

$$K_{n,m}^{(T)} = \left(\frac{a}{bc} (n_{n,m}^{(T)})_x^2 + \frac{b}{ac} (n_{n,m}^{(T)})_y^2 + \frac{c}{ab} (n_{n,m}^{(T)})_z^2 \right)^2, \quad (5)$$

$$H_{n,m}^{(T)} = \frac{d_{n,m}^{(T)}}{2} \left[(b^{-2} + c^{-2}) (n_{n,m}^{(T)})_x^2 + (a^{-2} + c^{-2}) (n_{n,m}^{(T)})_y^2 + (a^{-2} + b^{-2}) (n_{n,m}^{(T)})_z^2 \right]. \quad (6)$$

Отметим, что для использования формул (1)–(6) при оценке дифрагированного на эллипсоиде поля в рефракционном океаническом волноводе необходимо отыскать положение точек блика на поверхности, т.е. решить задачу нацеливания [7, 13–16]. В случае рассеяния волны на криволинейной поверхности в однородном пространстве, где удастся получить приемлемые аналитические решения (для координатных поверхностей — точные) [13], в рефракционной среде задача может быть решена только численно. Решение этой задачи для тел с гладкой поверхностью было впервые выполнено в [15] с использованием оптимальных итерационных методов, использующих априорную информацию о расположении тела. Далее эти методы, детали которых можно найти в [7, 13–16], будут использованы для вычислений БСЦ.

Для тел анизотропной формы, каковым является рассматриваемый в качестве примера эллипсоид, полная кривизна поверхности в различных точках сильно отличается, и парциальные значения БСЦ при изменении положения тела могут изменяться в десятки раз. Указанные зависимости представлены на рис. 2, где показаны вариации БЭР горизонтально расположенного абсолютно жесткого эллипсоида с величинами полуосей $a = 10$ м, $b = 3$ м, $c = 2$ м при бистатистическом наблюдении в изоскоростном волноводе толщиной 300 метров, когда положение тела менялось. Проанализируем численно, прежде всего, наиболее энергонасыщенную (в большинстве случаев) компоненту ГА-поля, являющуюся квазисферической волной, соответствующей водному лучу. Для нее число бликов на эллипсоиде будет равно единице (это не так, если тело будет иметь более сложную форму, например, состоять из набора более мелких тел). При расчетах эллипсоид располагался на глубине 20 м, источник находился в точке $\mathbf{r}_1 = (x_1 = 1000$ м, $y_1 = 0$ м, $z_1 = -40$ м). Схема расчетов БЭР для различных расположений и ориентаций эллипсоида в горизонтальной плоскости, параллельной линии источник–приемник, представлена на рис. 2а. На рис. 2б представлены зависимости БЭР

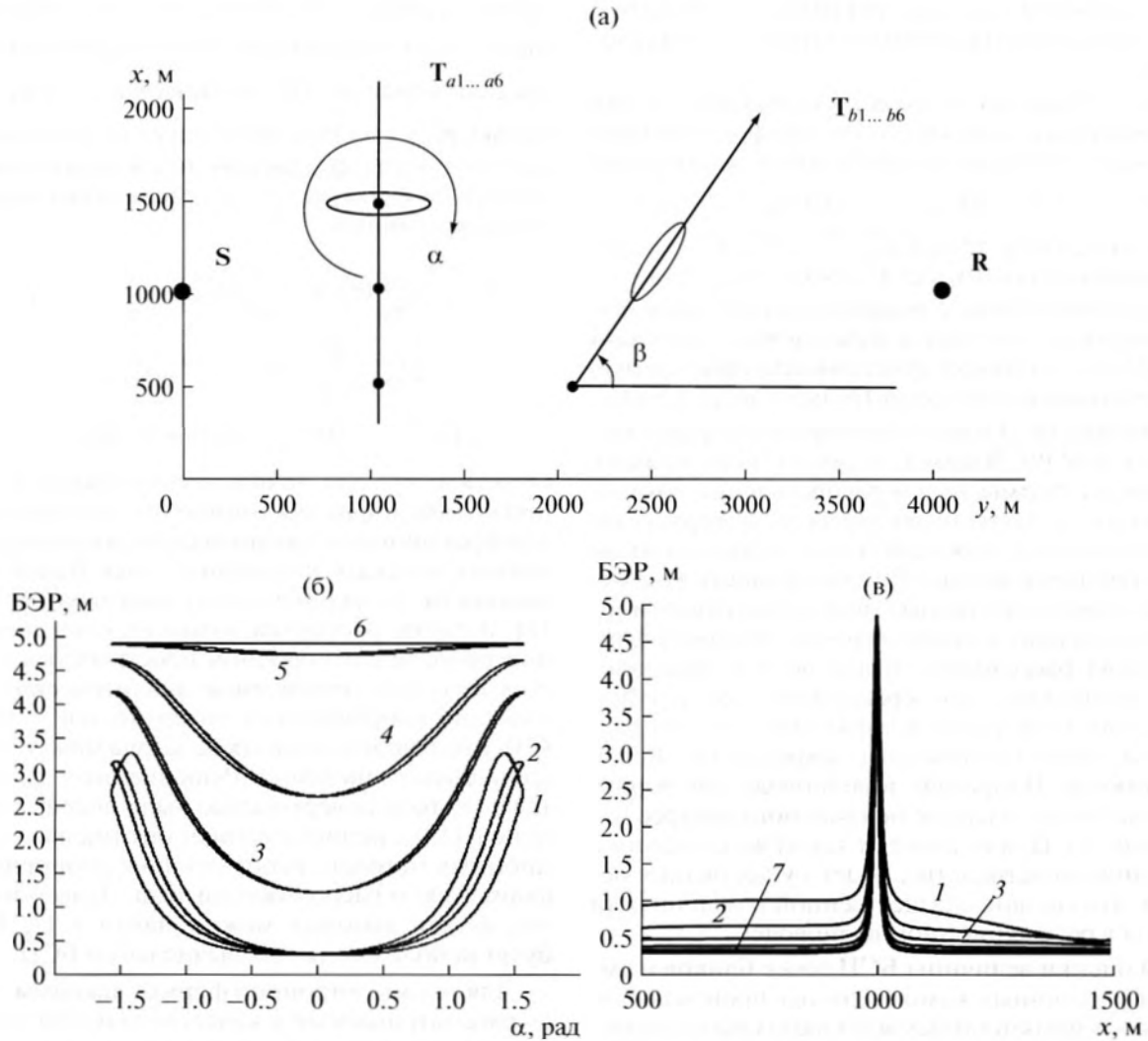


Рис. 2. Зависимость БЭР от положения и ориентации эллипсоида в волноводе.

от угла поворота эллипсоида в горизонтальной плоскости, когда его центр $T_{b1...b6}$ с координатами $(x_T, y_T = 1000 \text{ м}, z_T = -20 \text{ м})$ перемещается перпендикулярно линии источник–приемник. Для пары кривых $a1$ значения x_T равны 500 и 1500 м, для пары $a2$ – 900 и 1100 м, для пары $a3$ – 990 и 1010 м, для пары $a4$ – 995 и 1005 м, для пары $a5$ – 999 и 1001 м и, наконец, для пары $a6$ – совпадающие значения x_T , равные 1000 м. Как видно из приведенных расчетов, значения БЭР при изменении ориентации эллипсоида существенно варьировались (менялись в 20 раз). Минимальные вариации имели место при вращении эллипсоида в точке № 6, когда эллипсоид располагался в сечении источник–приемник (но на меньшей глубине) и birlik для всех углов вращения возникал в той области эллипсоида, где полная кривизна эллипсоида была минимальной. При этом БЭР принимал максимальное значение, превышающее $b = 3 \text{ м}$ и мень-

шее $a = 10 \text{ м}$. При смещении и вращении эллипсоида точка блика движется по его поверхности. При фиксированных значениях углов, когда эллипсоид ориентирован вдоль оси x , по мере удаления от линии источник–приемник точка блика смещается к концам эллипсоида, где радиусы кривизны эллипсоида малы. При этом величина БЭР падает (рис. 2б, пары кривых 1–5) и принимает свои минимальные значения при нулевых углах поворота. Максимальные значения БЭР наблюдаются при ориентации эллипсоида вдоль оси y , когда отражения происходят от его боковой поверхности. Поскольку линия смещения эллипсоида располагалась при расчетах на неравных удалениях от источника и приемника, форма наблюдаемых зависимостей БЭР при вращении эллипсоида не является осесимметричной (это имеет место лишь при $y_T = 2000 \text{ м}$). На рис. 2в представлены расчеты БЭР для случая перемещения эллипсоида по прямому, расположенному в горизонтальной плоско-

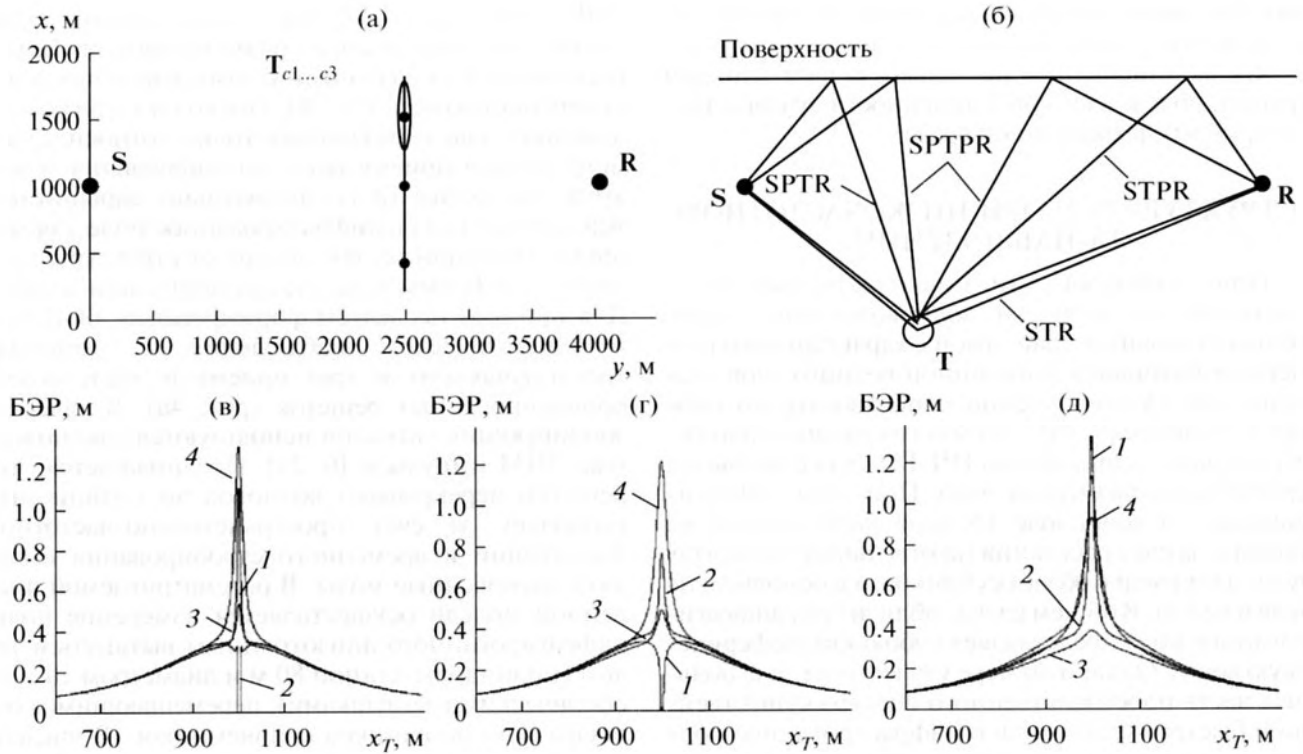


Рис. 3. Зависимость парциальных БЭР при смещении эллипсоида в волноводе вдоль траекторий $T_{c1...c3}$ (а), расположенных на разных глубинах: 10 м (в), 20 м (г) и 40 м (д). Для четырех волноводных компонент STR, SPTR, STPR и SPTPR (б) зависимости БЭР на рисунках (в, г и д) обозначены соответственно 1, 2, 3 и 4.

сти под углами $\beta = 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ, 70^\circ, 80^\circ, 90^\circ$ к оси x . Начальная точка перемещения ($x_T = 500$ м, $y_T = 2000$ м, $z_T = -20$ м) (совокупность точек $T_{b1...b6}$ на рис. 2а), эллипсоид ориентирован своей наибольшей осью вдоль линии перемещения. Видно, что БЭР достигает максимальной величины, не зависящей от направления траектории, на линии источник—приемник (кривая б на рис. 2в).

Кроме обычно самой интенсивной водной компоненты дифрагированного поля в волноводе, в соответствии с (1) в дифрагированном поле формируется ряд достаточно интенсивных волновых компонент, например, отраженных один раз от поверхности волновода (рис. 3б), которые обычно сравнимы по уровню с водной компонентой. Положение бликовых областей для такого рода лучевых компонент отличаются от областей, формирующихся для водных лучей. Для дальнейшего анализа будем рассматривать матрицу значений БЭР, соответствующих учитываемым при рассмотрении лучевых траекторий, соединяющих источник, тело и приемник в волноводе [17, 18]. На рис. 3в, 3г, 3д показаны зависимости парциальных БЭР при смещении эллипсоида в волноводе (условия численного эксперимента те же, что и в предыдущем сценарии (рис. 2)) вдоль траекторий $T_{c1...c3}$ (рис. 3а), расположенных на разных глубинах (10 м (в), 20 м (г) и 40 м (д)). Расчеты выполнялись

для четырех волноводных компонент STR, SPTR, STPR и SPTPR (рис. 3б). Соответствующие зависимости БЭР от положения эллипсоида на рис. 3в, 3г, 3д обозначены цифрами 1, 2, 3 и 4. Из полученных зависимостей видно, что при больших удалениях эллипсоида от линии SR парциальные БЭР практически одинаковы, так как бликовые области практически совпадают. Однако при “просветной” геометрии, когда эллипсоид находится между источником и приемником, значения парциальных БЭР существенно различаются. В частности, для волновой компоненты, соответствующей лучевой траектории STR, формируется зона, где эллипсоид затеняет источник и БЭР равен нулю (например, рис. 3г, кривая 1). Как видно, при изменении глубины траектории такой эффект исчезает (рис. 3в, 3г, кривая 1), однако для глубины траектории 10 м затенение имеет место уже для лучевой компоненты SPTR. Парциальные БЭР имеют различные и часто сравнимые значения. Их суммарное значение может быть существенно превосходить парциальные значения, однако для этого необходимо их когерентное (с компенсацией фазовых отличий) сложение. Такое сложение возможно, например, если обеспечивается селекция различных компонент и их когерентное сложение (возможно и некогерентное сложение [7, 8]). В рефракционных волноводах явление многоволнового распростране-

ния при дифракции на телах проявляется аналогичным образом, хотя множество бликовых областей может формироваться не только за счет влияния границ, но и за счет криволинейности лучевых траекторий в рефракционной среде.

СТРУКТУРА БСЦ ПРИ НИЗКОЧАСТОТНОМ ГА-НАБЛЮДЕНИИ

При использовании низкочастотных (НЧ) ГА-полей в океанических волноводах, когда длина волны становится сравнимой с характерными размерами волновода и толщиной водного слоя, для описания ГА-поля удобно использовать модовое представление [9, 10]. Для многих важных практических задач длина волны НЧ-ГА-поля становится сравнимой с размерами тела. При этом дифрагированное в волноводе ГА-поле формируется не столько за счет рассеяния на отдельных элементах тела, например в областях бликов, а в основном на теле в целом. В общем случае вблизи тела дифрагированное поле представляет собою квазисферическую волну. Однако по мере удаления от тела большая часть пространственного спектра существенно и быстро ослабляется и дифрагированное поле в основном состоит из конечного набора модовых компонент. Для условий мелкого моря такая трансформация обычно происходит на дистанциях 3–5 толщин волновода [9, 10]. Для практически важных достаточно больших дистанций и НЧ-ГА-подсветки дифрагированное поле можно с приемлемой точностью описать как результат дифракции волноводных мод [24, 25]. Если тело можно считать абсолютно жестким и волновые размеры тела превышают длину волны поля акустической подсветки, для оценки дифрагированного ГА-поля можно использовать “коротковолновое” приближение [24, 25]. В частности, для наиболее энергонасыщенной компоненты дифрагированного поля, формируемой при малоугловом (просветном) наблюдении, БЭР определяется матрицей дифрагированных мод $S_{mn}(\omega)$, зависящей от формы тела (сечения тела) расположенного между источником и приемниками [26]:

$$R_{BS}^{n,m}(\omega) = i \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(\mathbf{e}) \varphi_n(\zeta + z_\Sigma) \varphi_m(\zeta + z_\Sigma) \times \\ \times e^{i[h_n(\omega)\rho_s - \eta - h_m\eta - \frac{\pi}{4}]} \left[|\rho_s - \eta| |\eta - \rho| (\rho_s h_n^i)^{-1} \right]^{\frac{1}{2}} d^2 \mathbf{e}, \quad (7)$$

где $\varphi_n(z)$ и $h_n(\omega)$ – соответственно собственные функции и собственные числа волноводных мод (n – индекс падающей моды, m – дифрагированной моды); $\sigma(\mathbf{e}) = \sigma(\eta, \zeta)$ – форма тела; z_Σ – глубина тела; $\mathbf{r}_s = (z_s, \rho_s)$, $\mathbf{r} = (z, \rho)$ – координаты источника и приемника. В случае анизотропного тела при отклонении углов наблюдения от нормали к его оси тенеобразующая (просветная) компонента

БЭР уменьшается. Более существенный вклад вносит уже компонента дифрагированного поля, рассеянная под большими углами криволинейной поверхностью тела [24, 26]. Поскольку при расположении тела в различных точках относительно источника и приемника углы наблюдения меняются, величина БСЦ значительно варьируется. Как следует из (7), дифрагированное поле для модовых проекций (n, m) зависит от структуры мод, глубины и формы тела, а также дистанции до него. Для примера исследуем формирования БСЦ при мультистатистическом наблюдении с помощью трех излучающих и трех приемных вертикально ориентированных решеток (рис. 4а). В качестве зондирующих сигналов используются узкополосные ЛЧМ импульсы [6, 25]. Предполагается, что решетки перекрывают волновод по глубине, что позволяет за счет пространственно-частотной фильтрации и временного стробирования выделять волноводные моды. В рассматриваемой численной модели осуществляется измерение поля, дифрагированного анизотропным вытянутым телом (цилиндром длиной 80 м и диаметром 10 м со сферическими заглушками), перемещающимся относительно источников и приемников. В численном эксперименте вертикальные решетки обеспечивали селективное возбуждение и прием соответственно первой и третьей волноводных мод в мелком море глубиной 300 м с придонной гидрологией (рис. 4б) [25]. Вариации дифрагированного поля при таком наблюдении определяются вариациями силы цели, а также затуханием поля при его распространении от источника до тела и от тела до приемной системы. В приведенных расчетах тело меняет свое положение вдоль набора параллельных друг другу траекторий, наклоненных под углом -150° (рис. 4а). Наибольший уровень БСЦ соответствует малоугловому рассеянию и рассеянию под зеркальными углами (рис. 4г). При рассеянии под другими углами БСЦ существенно меньше. Как показывают расчеты, зависимости БСЦ от положения и ориентации анизотропного тела для различных парциальных бистатистических и моностатистических проекций существенно различаются (рис. 4в, 4г). При использовании решеток меньшей длины, а также при точечных источниках и приемниках, БСЦ будет формироваться уже как сумма большого числа парциальных модовых компонент с разными фазами и амплитудами, что приведет к существенной изменчивости ее величины при изменении углов подсветки и наблюдения.

В случае упругого тела, например упругой цилиндрической оболочки конечной длины, дифракция акустического поля в волноводе носит резонансный характер, поскольку под действием стороннего поля тело колеблется как целое, а структура дифрагированного им поля зависит от формы и строения тела как целого. Как известно, собственные формы колебаний упругих тел харак-

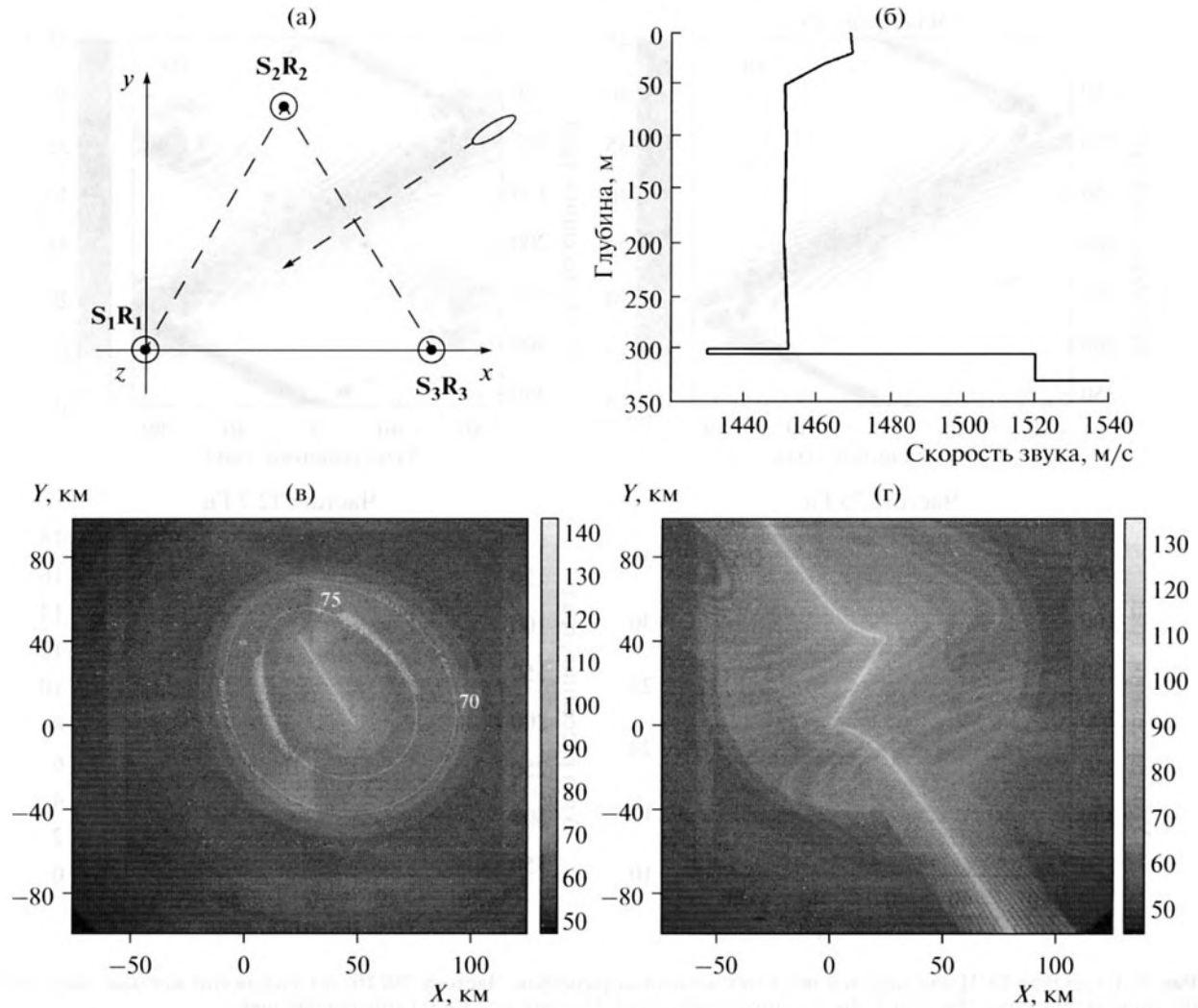


Рис. 4. Зависимость уровня дифрагированного поля от положения и ориентации анизотропного тела при его перемещении в горизонтальной плоскости на глубине 50 м вдоль траекторий (а). Расчеты проведены для парциальных бистатистических проекций мультистатистического наблюдения (а) и рассматриваемой модели волновода (б) при возбуждении первой и приеме третьей моды: проекции ($S_2 - R_3$) (в) и проекции ($S_1 - R_2$) (г).

теризуются соответствующими резонансными частотами. Добротность определяется потерями при таких колебаниях. В частности, в дифрагированном поле кроме компоненты поля, формирующейся локальными колебаниями участков тела, как это имеет место в случае импедансных тел, при выполнении условий пространственно-частотного синхронизма возникают резонансные компоненты, например незеркальное рассеяние [27]. Для эффективного возбуждения резонансных компонент дифрагированного поля сторонним полем необходимо, чтобы не только частота совпадала с резонансной частотой колебания тела, но и чтобы соответствующие проекции волновых чисел падающего поля совпадали с волновыми числами радиальных (с номером q) и продольных (с номером e) форм колебания тела. В волноводе каждая из квазиплоских волн моды с номером n при рассея-

нии на упругом теле конечных размеров формирует квазисферическую волну с диаграммой направленности в вертикальной плоскости $f_{e,q}^n$ и в горизонтальной плоскости $\Psi_{e,q}^n$ (предполагается, что вытянутая оболочка располагается в горизонтальной плоскости параллельно границам волновода). В случае упругой тонкостенной оболочки с торцами в виде полусфер амплитуды дифрагированных мод (с индексом n) с учетом указанных диаграмм направленности будут определяться собственными формами колебаний упругой оболочки, амплитуда $B_{e,q}^n$ которых будет зависеть от условий их возбуждения падающим полем, от свойств волновода и взаимного расположения источника, оболочки и приемной системы. При этом с учетом возбужде-

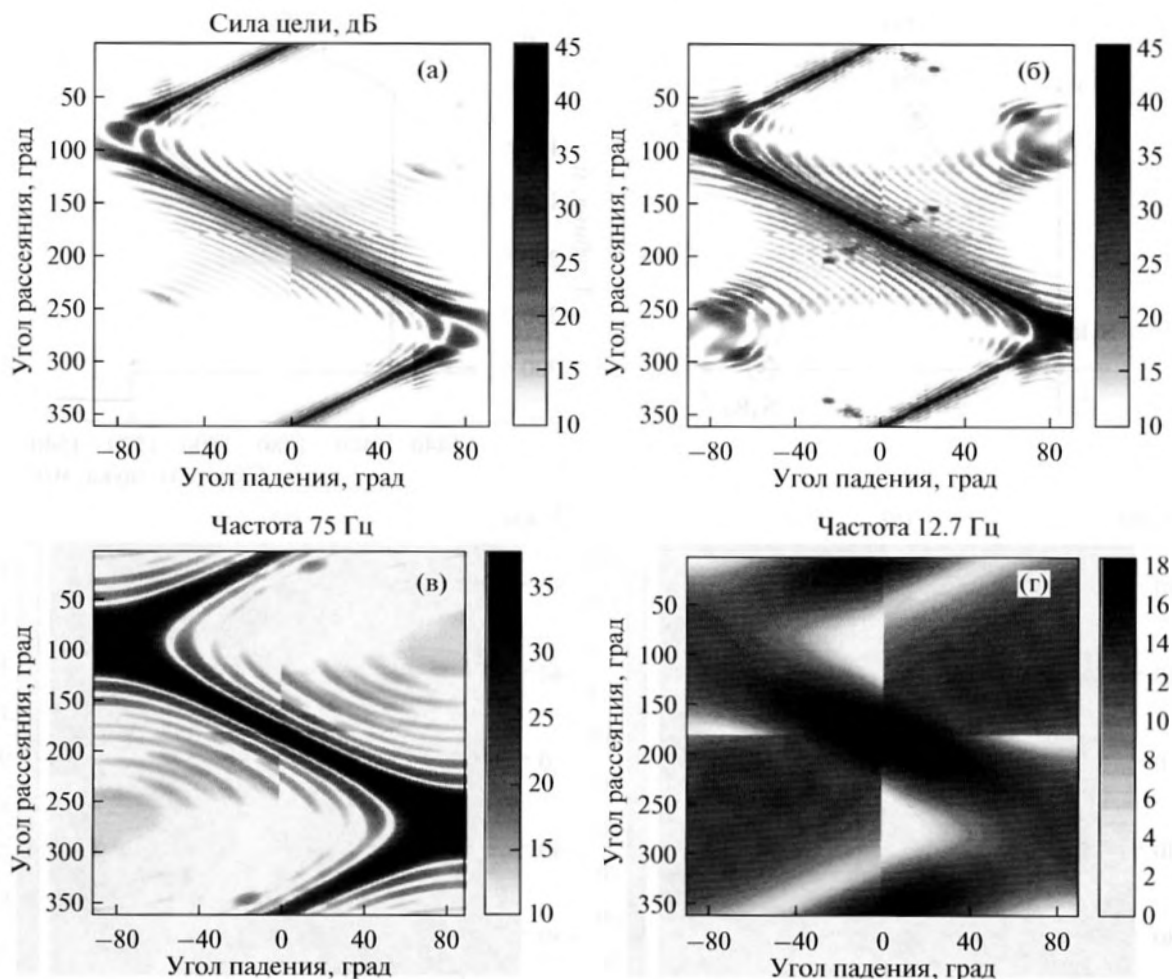


Рис. 5. Структура БСЦ для моделей оболочек конечных размеров. Частота 250 Гц: (а) абсолютно жесткая оболочка; (б) упругая оболочка. Частота 75 Гц: (в) упругая оболочка. Частота 12.7 Гц: (г) упругая оболочка.

ния всех возможных форм колебания упругой оболочки для БЭР получим [28]

$$R_{BS}^{n,m,e,q}(\omega) = \sum_{e=1}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} B_{e,q}^n f_{e,q}^{\Sigma}(\chi_m, \chi_n) \Psi_{e,q}^n(\beta_0^m, \beta^n), \quad (8)$$

$$f_{e,q}^{\Sigma} = \{f_{e,q}^{m+n} - f_{e,q}^{m-n}\},$$

где функции $f_{e,q}^{\Sigma}$ являются модовой диаграммой рассеивающего тела, зависящей не только от индексов падающих и наблюдаемых мод волновода m и n , но и индексов e и q , характеризующих собственные колебания оболочки. Зависимость входящих в (8) амплитуд и диаграмм направленности от параметров оболочки и волновода можно найти в работе [28]. При выполнении условий резонансного рассеяния и высокой добротности упругих колебаний оболочки, кроме энергонасыщенных тенеобразующей и зеркально отраженной компонент дифрагированного поля формируются и незеркальные компоненты, которые могут быть достаточно велики. На рис. 5 показан пример расчета

БСЦ в виде матрицы значений для первой падающей и дифрагированной моды, и для всех углов акустической подсветки и углов наблюдения для условий Баренцева моря при глубине волновода 300 м и зимней гидрологии для случая упругой оболочки длиной 80 м и диаметром 10 м [28] при двух значениях частоты падающего поля. В структуре матриц видны проявления различных особенностей дифракции НЧ-звука на упругой оболочке. В частности видно, что в пространстве углов подсветки и наблюдения можно выделить области, при которых проявляются эффекты незеркального рассеяния, обратного рассеяния, просветного рассеяния (рис. 5в, 5г). При этом для большей части частот поля подсветки существенно эффекты незеркального рассеяния не проявляются.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Величину БСЦ необходимо использовать при проектировании систем подводного наблюдения в океанических волноводах. Как показывает анализ,

чаще всего такая величина в волноводе имеет сложную интерференционную структуру, которая заметно меняется (до 30–40 дБ) при движении дифрактора. Для решения практических задач необходимо адекватно оценивать БСЦ для используемых схем гидролокации. Это относительно просто сделать в двух случаях. Во-первых, при рассмотрении схем наблюдения с относительно небольшими дистанциями лоцирования. Во-вторых, при использовании излучателей и приемных систем, позволяющих обеспечить селекцию отдельных волноводных структур, что ослабляет интерференционные эффекты в структуре БСЦ.

Поскольку мультистатистическое подводное наблюдение исходно проектируется как адаптированное к условиям распространения, использование БСЦ при инженерных расчетах и оценках таких систем представляется полезным. Возможности селекции энергонесущих волноводных компонент, в том числе с использованием методов согласованной фильтрации, исследовались и в морских экспериментах [6, 11, 29, 30]. При акустическом проектировании систем подводного наблюдения, что особенно актуально для системы мультистатистического подводного акустического наблюдения, необходимо использовать многопараметрические численные модели расчета БСЦ [3–6]. Заметим, что в инженерных расчетах с помощью уравнения гидролокации потери при распространении от источника до тела и от него к приемнику оцениваются отдельно. Однако в ГА-волноводах такие потери имеют достаточно сложную пространственно-частотную структуру, которая описывается как трехточечная передаточная функция волновода [17, 18]. Поскольку при более точных расчетах приходится учитывать зависимость силы цели от положения, разделить простым образом силу цели от потерь при распространении не удастся. Обсуждаемые в работе модели формирования БСЦ могут быть полезны при решении практических задач адаптивного мультистатистического наблюдения в мелком море.

Работа выполнена при поддержке Программы ОФН РАН “Фундаментальные основы акустической диагностики искусственных и природных сред”, РФФИ (проект № 12-02-00543), гранта РНФ № 14-12-00882 и Гранта государственной поддержки Ведущих Научных Школ НШ-339.2014.2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Машошин А.И.* Алгоритм оптимального позиционирования мультистатистической системы гидролокации // Морская радиоэлектроника. 2013. № 4. С. 14–18.
2. *Коваленко В.В., Лучинин А.Г., Малеханов А.И., Мареев Е.А., Хилько А.И.* Принципы и методы мониторинга Мирового океана на основе сетевой интегрированной системы распределенных согласованных со средой сенсоров / Труды XI Всеросс. конф. “Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики”. 2012. С. 5–7.
3. *Коваленко В.В., Лучинин А.Г., Малеханов А.И., Мареев Е.А., Хилько А.И.* Принципы мониторинга океана на основе интегрированной сетевой системы распределенных согласованных со средой сенсоров / Докл. XIV школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских, совмещенной с XXVI сессией РАО. М.: ГЕОС, 2013. С. 177–185.
4. *Коваленко В.В., Корчак В.Ю., Хилько А.И., Чулков В.Л.* Требования к сетевым системам подводного наблюдения // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2014. Т. 7. № 2. С. 22–26.
5. *Лучинин А.Г., Хилько А.И.* Низкочастотная акустическая томография мелкого моря с использованием маломодовых импульсов // Акуст. журн. 2005. Т. 51. № 2. С. 124–136.
6. *Лучинин А.Г., Хилько А.И.* Маломодовая акустика мелкого моря // УФН. 2011. Т. 181. № 11. С. 22–28.
7. *Смирнов И.П., Хилько А.И., Хилько А.А.* Томографическое наблюдение неоднородностей мелкого моря при зондировании фокусированным высокочастотным акустическим полем. I. Структура имитационной модели // Изв. вуз. Радиофизика. 2009. Т. 52. № 2. С. 134–148.
8. *Смирнов И.П., Хилько А.И., Хилько А.А.* Томографическое наблюдение неоднородностей мелкого моря при зондировании фокусированным высокочастотным акустическим полем. II. Исследование эффективности наблюдения // Изв. вуз. Радиофизика. 2009. Т. 52. № 2. С. 192–207.
9. *Урик Р.Д.* Основы гидроакустики. Л.: Судостроение, 1978. 444 с.
10. *Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П.* Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометиздат, 1982. 264 с.
11. *Гринюк А.В., Бурдуковская В.Г., Кравченко В.Н., Коваленко В.В., Лучинин А.Г., Малеханов А.И., Трофимов А.Т., Трусова О.И., Смирнов И.П., Стромков А.А., Хилько А.И.* Экспериментальные исследования возможностей оптимизации зондирующих сигналов при низкочастотной акустической томографии мелкого моря // Акуст. журн. 2012. Т. 58. № 3. С. 316–329.
12. *Смирнов И.П., Смирнова И.Р., Хилько А.И.* Оптимизация систем акустического мониторинга океана // Акуст. журн. 2011. Т. 57. № 6. С. 828–836.
13. *Фок В.А.* Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. М.: Сов. радио, 1970. 517 с.
14. *Смирнов И.П., Хилько А.И.* Структура высокочастотных акустических полей в стратифицированной неоднородной среде в присутствии криволинейных поверхностей // Вест. КПИ. Электроакустика и звукотехника. 1992. № 16. С. 5–9.
15. *Смирнов И.П., Хилько А.И.* О проблеме нацеливания в задаче расчета звукового поля в неоднородной среде с локализованными неоднородностями // Вест. КПИ. Электроакустика и звукотехника. 1992. № 16. С. 9–12.

16. *Смирнов И.П., Хилько А.И.* Лучевое приближение в задаче рассеяния волн криволинейной поверхностью в неоднородной среде // *Акуст. журн.* 1995. Т. 41. № 1. С. 139–145.
17. *Зорин А.Ю., Смирнов И.П., Хилько А.И.* Характеристики энергетической связи точек неоднородной среды // *Изв. вуз. Радиофизика.* 1993. Т. 36. № 8. С. 767–771.
18. *Зорин А.Ю., Смирнов И.П., Хилько А.И.* Временные характеристики каналов связи источника и приемника в неоднородной среде // *Изв. вуз. Радиофизика.* 1994. Т. 37. № 11. С. 1373–1387.
19. *Смирнов И.П., Хилько А.А., Хилько А.И.* Моделирование высокочастотных акустических полей, рассеянных на телах в рефракционных волноводах // *Изв. вуз. Радиофизика.* 2004. Т. 47. № 2. С. 111–128.
20. *Смирнов И.П., Смирнова И.Р., Хилько А.И.* Граничные условия для матрицы устойчивости при расчете акустических полей в океанических волноводах / *Тр. XII Всеросс. конф. “Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики”.* СПб: Нестор-История, 2014. С. 341–344.
21. *Smirnov I.P.* Boundary conditions for matrix of variations in refractive waveguides with rough bottom // *ArXiv: 1212.6068v1 [math-ph]* 25 Dec. 2012.
22. *Смирнов И.П.* Расчет производных лучевых координат по начальным параметрам в неоднородных двумерных средах // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2013. Т. 56. № 2. С. 85–95.
23. *Маюшин А.И., Смирнов И.П., Хилько А.И., Шафранюк А.В.* Методический аппарат для расчета бистатической силы цели / *Тр. XII Всеросс. конф. “Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики”.* СПб: Нестор-История, 2014. С. 418–421.
24. *Кравцов Ю.А., Кузькин В.М., Петников В.Г.* Приближенный подход к задаче о дифракции волн в многомодовых волноводах с плавно меняющимися параметрами // *Изв. вуз. Радиофизика.* 1983. Т. 26. № 4. С. 440–446.
25. *Хилько А.И., Лучинин А.Г., Бурдуковская В.Г., Смирнов И.П.* Маломодовая томография неоднородностей мелкого моря // *Акуст. журн.* 2007. Т. 53. № 3. С. 437–450.
26. *Горская Н.В., Горский С.М., Зверев В.А., Хилько А.И.* Коротковолновая дифракция в многомодовом слое волноводе // *Акуст. журн.* 1988. Т. 34. № 1. С. 15–23.
27. *Лямшев Л.М.* Дифракция звука на тонкой безграничной упругой цилиндрической оболочке // *Акуст. журн.* 1958. Т. 4. № 2. С. 34–42.
28. *Лебедев А.В., Хилько А.И.* Рассеяние звука упругими тонкостенными цилиндрами ограниченной длины // *Акуст. журн.* 1992. Т. 38. № 6. С. 1057–1066.
29. *Akal T., Ferla C., Jackson D.R., Hodgkiss W.S., Kuperman W.A., Song H.C.* A long-range and variable focus phase-conjugation experiment in shallow water // *J. Acoust. Soc. Am.* 1999. V. 105. № 3. P. 1597–1604.
30. *Yang T.C.* Effectiveness of mode filtering: a comparison of matched-field and matched-mode processing // *J. Acoust. Soc. Am.* 1990. V. 87. № 5. P. 2072–2084.