

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ЭФФЕКТА АКУСТИЧЕСКОГО «ОПОЛЗНЯ» ДЛЯ ДАЛЬНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКА ИЗ ШЕЛЬФА В ГЛУБОКОЕ МОРЕ

А.В. Буренин, С.С. Шкрамада, Ю.Н. Моргунов

Эффект акустического «оползня» является одним из нескольких устойчивых и предсказуемых эффектов акустического распространения, которые имеют место в горизонтально-неоднородном океане. Как следствие этого эффекта, размещенный у дна источник в мелком море может излучать существенную акустическую энергию на ось подводного звукового канала (ПЗК) в глубоком море, которая может дальше распространяться на значительные дистанции. Возможность размещения источников звука вблизи побережья при решении задач акустической дальнометрии, томографии структуры и динамики вод и т.п. существенно повышает эффективность технической и методической реализации. В обсуждаемой статье представлены результаты численных экспериментов по исследованию зависимости формирования эффекта «оползня» от характеристик подводных звуковых каналов и углов наклона дна в шельфовых зонах акустических трасс, соединяющих источник и приемник акустической энергии.

Ключевые слова: эффект акустического «оползня», подводный звуковой канал, «ширина» ПЗК, время затягивания сигнала, структура импульсной характеристики.

Введение

Решение многих прикладных задач океанологии и гидроакустики связано с возможностью обеспечения распространения и приёма гидроакустических сигналов на больших дальностях в сложных гидролого-акустических условиях. Например, это относится к реализации способа позиционирования подводных объектов [1] на удаленностях в сотни и тысячи километров от береговых постов управления.

Решение обозначенных проблем стало возможным после зафиксированного американскими специалистами эффекта акустического «оползня» в эксперименте по распространению звука из шельфа в глубокое море у Гавайских островов [2]. Новый эффект распространения в горизонтально-неоднородной среде имеет место, когда источник располагается на дне в мелком море с профилем скорости звука, задающим преломление вниз звуковым волнам, идущим по наклону в глубокое море. При этих условиях звуковые волны, распространяющиеся под малыми углами выхода, скользят вдоль дна в направлении от источника до тех пор, пока они не достигнут глуби-

ны оси звукового канала в глубоком море, где они не касаются поверхности наклонного дна и продолжают распространяться далее около оси звукового канала на значительные расстояния. Этот эффект «оползня» является одним из нескольких устойчивых и предсказуемых эффектов акустического распространения, которые имеют место в горизонтально-неоднородном океане. Возможность размещения источников звука вблизи побережья при решении задач акустической дальнометрии, томографии структуры и динамики вод и т.п. существенно повышает эффективность технической и методической реализации. В ТОИ ДВО РАН с 2000-х годов активно развивается это направление. Эксперименты в Японском и Охотском море подтвердили эффективность технологии с излучением сигналов из шельфа и приёмом вблизи оси ПЗК в глубоком море.

Для анализа и прогноза амплитудно-временных характеристик исследуемых волноводов, была выбрана и успешно апробирована вычислительная программа RAY [3], основанная на лучевых представлениях распространения акустической энергии. В обсуждаемой статье представлены результаты чис-

ленных экспериментов по исследованию зависимости формирования эффекта «оползня» от характеристик ПЗК и углов наклона дна в шельфовых зонах.

■ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЗК НА ФОРМИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВОЛНОВОДА

Для проведения численных модельных расчетов были выбраны два волновода, типичных для морей северо-западной части Тихого океана, отличающихся шириной и глубиной залегания ПЗК. Исследования проводились для гидрологических и батиметрических условий, типичных для Охотского и Японского морей (рис. 1). Широкополосный пьезокерамический излучатель располагался на шельфе вблизи береговой линии у дна. Для зондирования использовался фазоманипулированный М-последовательностью сигнал (длина последовательности 1023 символа, несущая частота 400 Гц, на один символ последовательности приходится 4 периода несущей частоты, временное разрешение 10 мс).

Для интерпретации результатов натурных исследований выполнено численное моделирование в лучевом приближении. Моделирование выполнялось с помощью программы RAY [3], успешно зарекомендовавшей себя в предыдущих исследованиях [1, 4–5]. Диапазон углов лучей, вышедших из излучателя, ле-

жит в пределах от -10 до 10 градусов. Дно полностью отражающее.

Шельфовые участки акустических трасс имеют следующие размеры: $R_0 \approx 115$ км, а $R_я \approx 27$ км (здесь и далее значки «я» и «о» используются для обозначения принадлежности соответствующих величин к Японскому или Охотскому морям). Углы наклона трасс практически равны. Вертикальное распределение скорости звука (ВРСЗ) для обоих морей приведено на рис. 1, панели а и г. Отметим характеристики ВРСЗ: ось ПЗК $Z_0 = 50-80$ м и $Z_я = 100-200$ м, скорость звука на оси ПЗК $C_0 = 1440.94$ м, а $C_я = 1457.12$ м/с.

Оценку «ширины» ПЗК определяем как вертикальное расстояние между горизонтами разворота луча выше z^+ и ниже z^- оси ПЗК, вышедшего из излучателя, расположенного на оси ПЗК, под углами $\alpha = \pm 5^\circ$: $\Delta H = z - z^+$. Значения углов поворота в 5° градусов было выбрано из практических соображений для учета основной энергии, канализирующейся вблизи оси ПЗК. Значение глубин разворота лучей z^+ и z^- находим с использованием закон Снеллиуса и значений скорости звука на оси $C_{ПЗК}$: $C_{поворот} = C_{ПЗК} / \cos(\alpha)$. При этом значения скорости звука на горизонтах разворота луча ($C_{поворот}(z^+) = C_{поворот}(z^-)$).

Для Японского моря $C_{поворот,я} = C_я / \cos(5^\circ) = 1457.12 / 0.99619 = 1462.69$ м/с, а для Охотского моря $C_{поворот,о} = 1446.44$ м/с. На рисунках 1, а и г значения z^+ и z^- обозначены черными точками. Следовательно «ширина» ПЗК $\Delta H_0 \approx 50$ м и $\Delta H_я \approx 450$ м.

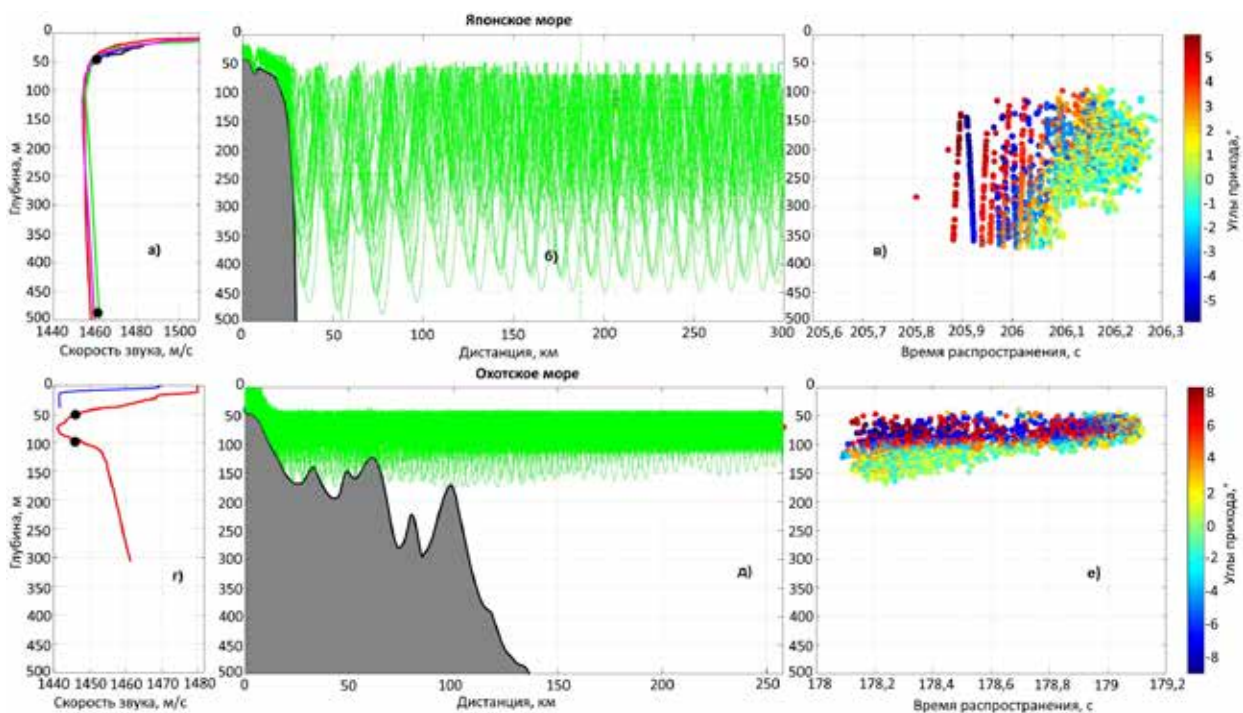


Рис. 1. Результаты численного моделирования: а и г – ВРСЗ_я и ВРСЗ_о; б и д – лучевые картины; в и е – трехмерные t-z-α диаграммы в координатах время распространения – горизонт приёма – угол скольжения луча на приёмнике

На панелях *a* и *г* рис. 1 приведены значения ВРСЗ. На панелях *б* и *з* приведены лучевые картины траекторий распространения сигнала. На панелях *в* и *е* изображены трехмерные *t-z-α* диаграммы в координатах: ось «х» – время распространения (*t*), ось «у» – горизонт приёма (*z*), ось «z» (градации цвета) – угол скольжения луча на приёмнике (*α*).

Несмотря на различные гидрологические условия формирования волноводов Японского и Охотского моря, результаты численного моделирования показали, что поздние приходы акустической энергии соответствуют лучам с углами скольжения, близкими к нулевым (панели *в* и *е* рис. 1). Показано, что для Японского моря «ширина» ПЗК практически в девять раз больше, чем в Охотском море. При этом время «затягивания» импульсного отклика для условий Охотского моря составляет ~1 с, а в Японском море 0.2–0.4 с, т.е. в ~3 раза меньше.

■ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ШЕЛЬФОВОГО УЧАСТКА ТРАССЫ НА ФОРМИРОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Численное моделирование выполнялось в лучевом приближении с помощью программы RAY. В качестве граничных параметров на шельфе выбрано наклонное дно с углом наклона $\beta=0.05$ градусов. Глубина в точке излучения $z_0=50$ м, глубина излучателя $z_s=49$ м и скорость звука на соответствующем горизонте $C_s=1486.3975$ м/с. В глубоком море плоское дно $Z_{ГМ}=3000$ м. Расстояние между излучателем и приемником $R=300$ км. Волноводный канал в глубоком море образован двумя слоями с постоянными градиентами скоростей звука в интервале $\{0 \leq z < Z_{ПЗК}\}$, $g_1 = -0.6 \text{ с}^{-1}$ и $g_2 = 0.01 \text{ с}^{-1}$ в интервале $\{Z_{ПЗК} < z < 3000\}$, скорость звука на оси ПЗК равна $C_{ПЗК}=1455.7975$ м/с, глубина $Z_{ПЗК}=100$ м. Диапазон выхода лучей из излучателя равен $\alpha_{ИЗЛ} = \{-10^\circ, 10^\circ\}$. Моделирование выполняется для трех волноводов, отличающихся друг от друга протяженностью $R_{СВАЛ}$ и глубиной края $Z_{СВАЛ}$ шельфового участка: 1) $R_{СВАЛ}=5$ км, $Z_{СВАЛ}=54.36$ м; 2) $R_{СВАЛ}=50$ км, $Z_{СВАЛ}=93.63$ м; 3) $R_{СВАЛ}=100$ км, $Z_{СВАЛ}=137.27$ м.

В этом случае лучи, описывающие акустическое поле на шельфе, можно условно разделить на две группы. В *первой* группе, лучи выходят из излучателя, поднимаются от дна до глубины поворота, не соприкасаясь с морской поверхностью, затем устремляются ко дну и продолжают двигаться по такому дугообразному циклу вдоль дна к свалу. Лучи *второй* группы распространяются по всей толще волновода,

отражаясь от дна и поверхности. Полный цикл между соседними отражениями о дно подобен катетам треугольника.

Углы выхода лучей первой группы изменяются однократно при первом отражении о дно $\alpha_1 = \alpha_{ИЗЛ} - \beta$, здесь β – угол наклона дна, а α_1 – углы, соответствующие лучам первой группы, распространяющимся в данном канале; двигаясь по склону к свалу, они остаются постоянными. Высота подъема луча над дном, или глубина, также постоянна, т.е. лучи распространяются в придонном подводном звуковом канале (ПДЗК). Геометрическую границу (глубину) h и предельное значение угла, соответствующего траектории луча, соприкасающегося с этой границей, $\alpha_{1,МАКС}$ можно вычислить, используя приближение лучевого инварианта [6] или подходы, приведенные в работах [2, 7]. Лучи этой группы слабо затухают и переносят основную часть энергии сигнала. Это свойство является причиной того, что коэффициент затухания зависит от угла падения [6] (чем больше значение угла падения, тем выше коэффициент затухания), а для реальных волноводов величина α_1 близка к нулю.

Вторая группа лучей выходит из излучателя под крутыми углами $\alpha_2 \gg 0$ и при каждом отражении о границы волновода α_1 изменяется на $n\beta$, т.е. $\alpha_2(n) = \alpha_{ИЗЛ} - n\beta$. Если при очередном отражении значение угла равняется $\alpha_1(n) \leq \alpha_{1,МАКС}$, то луч, соответствующий $\alpha_2(n)$, захватывается ПДЗК и продолжает своё движение в нём, не изменяя последнее значение $\alpha_2(n)$. Так как для большинства лучей $\alpha_2 > \alpha_1$ (угол наклона дна мал $\beta \approx 0$), то и затухание второй группы лучей больше, чем первой, и вклад их в регистрируемое на приемнике поле значительно меньше.

После того, когда лучи в последний раз отразятся о дно на шельфе, они перемещаются в глубокое море, где характеристики траекторий могут быть описаны следующим образом.

Рассмотрим случай, когда луч «заходит» в глубокое море выше оси ПЗК ($Z_{СВАЛ} < Z_{ПЗК}$) и направляется к морской поверхности.

Для удобства обозначим «в» перемещение лучей выше оси ПЗК, а индексом «н» ниже оси ПЗК. Максимальная глубина поворота луча без касания морской поверхности равна $Z_{СВАЛ}$ (далее, $Z_{СВАЛ} = h_B$), и соответствующий угол скольжения α_B вычисляется с помощью уравнения Снеллиуса: $\alpha_B = \arccos(c_B / c_0)$, где $c_B = C(h_B)$ – скорость звука на горизонте h_B , $c_0 = C(0)$ – скорость звука на морской поверхности, или

$$\alpha_B = \arccos((g_1 h_B / c_B)^{-1} + 1). \quad (1)$$

Углу луча соответствует глубина поворота h_B .

$$h_B = (c_B / g_1) \cos^{-1}(\alpha_B) - 1 \quad (2)$$

Эта формула понадобится в дальнейших рассуждениях.

Пройдя дугообразный цикл, луч возвращается на горизонт входа h_B и дальше движется ко дну в слое с градиентом g_1 до оси ПЗК, где значение угла скольжения изменяется на:

$$\alpha'_B = \arccos((g_1(Z_{ПЗК} - h_B) / c_B + 1)^{-1}). \quad (3)$$

При переходе через $Z_{ПЗК}$ угол скольжения сохраняется $\alpha'_B = \alpha_H$, и луч попадет в слой с градиентом g_2 ниже оси ПЗК и устремляется к глубине поворота луча h_H , значение которой определяется по формуле (2), но с градиентом g_2 . Аналогично, используя закон Снеллиуса, вычисляется критический угол касания дна.

Основываясь на полученных значениях критических глубин точек поворота лучей и соответствующих им углов, рассмотрим возможные случаи поведения лучевых траекторий в глубоком море и структуру импульсной характеристики волновода (ИХВ) в координатах время распространения – угол прихода регистрируемого сигнала в точке приема на различных горизонтах. Все возможные случаи можно разделить на три варианта.

Первый случай. Пусть минимальный угол скольжения луча удовлетворяет следующим требованиям: $\alpha \geq \alpha_B$ и $\alpha \geq \alpha_H$, т.е. луч при распространении в глубоком море касаются дна и поверхности (рис. 2, а). Так как в шельфовой части волновода углы скольжения уменьшаются из-за влияния отрицательного градиента вертикального распределения скорости звука и наклонного дна, то для того чтобы удовлетворить неравенство $\alpha \geq \alpha_B$, необходимо, чтобы луч с самым маленьким значением угла α , искажаемый градиентом скорости звука (закон Снеллиуса), отражался, а не касался морской поверхности.

В этом случае импульсная характеристика на различных горизонтах $IR(z)$ или трехмерная $t-z-\alpha$

диаграмма (рис. 2, б) представляет собой «псевдо-периодическую» структуру приходов энергии (пики). Такая $IR(z)$ обладает следующими свойствами: во-первых, с увеличением времени распространения увеличивается временной интервал между соседними пиками и, во-вторых, с увеличением времени распространения увеличиваются углы прихода, соответствующие отдельным пикам. Эти свойства справедливы для каждого отдельного горизонта функции $IR(z)$. Максимальный пик на отдельном горизонте может располагаться как в начале, так и в конце реализации; $IR(z)$ простирается практически равномерно от морской поверхности до дна.

Второй случай реализуется, если минимальный угол скольжения луча удовлетворяет следующим требованиям: $\alpha \geq \alpha_B$ и $\alpha < \alpha_H$. Это означает, что в глубоком море все лучи отражаются от морской поверхности и не касаются дна. Этот случай приведен на рис. 3, а. На рис. 3, б изображена $IR(z)$, которая представляет собой «сжимающуюся» структуру приходов. Можно отметить следующие свойства $IR(z)$: во-первых, с увеличением времени распространения уменьшается временной интервал между соседними пиками, во-вторых, с увеличением глубины уменьшается количество приходов. Местоположение максимального пика (в плоскости глубина – время распространения) изменяется с увеличением времени распространения, поднимаясь от дна к оси ПЗК. Энергия сигнала и пики $IR(z)$ фокусируются у оси ПЗК.

Третий случай проявляется, когда минимальный угол скольжения луча удовлетворяет следующим требованиям: $\alpha < \alpha_B$ и $\alpha < \alpha_H$. Тогда в глубоком море все лучи не касаются морской поверхности и дна. Этот случай приведен на рис. 4, а. На рис. 4, б изображена $IR(z)$, которая представляет собой локализованную у оси ПЗК или «сжатую» структуру приходов. Местоположение

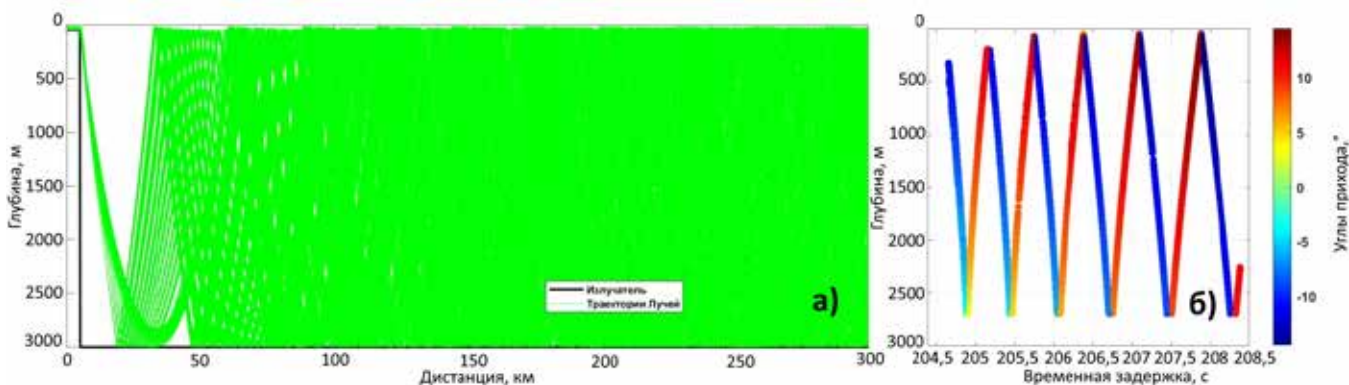


Рис. 2. Результаты численного моделирования РСВАЛ=5км, ЗСВАЛ=54.36 м: а – лучевая картина; б – трехмерные $t-z-\alpha$ диаграммы в координатах время распространения – горизонт приёма – угол скольжения луча на приёмнике

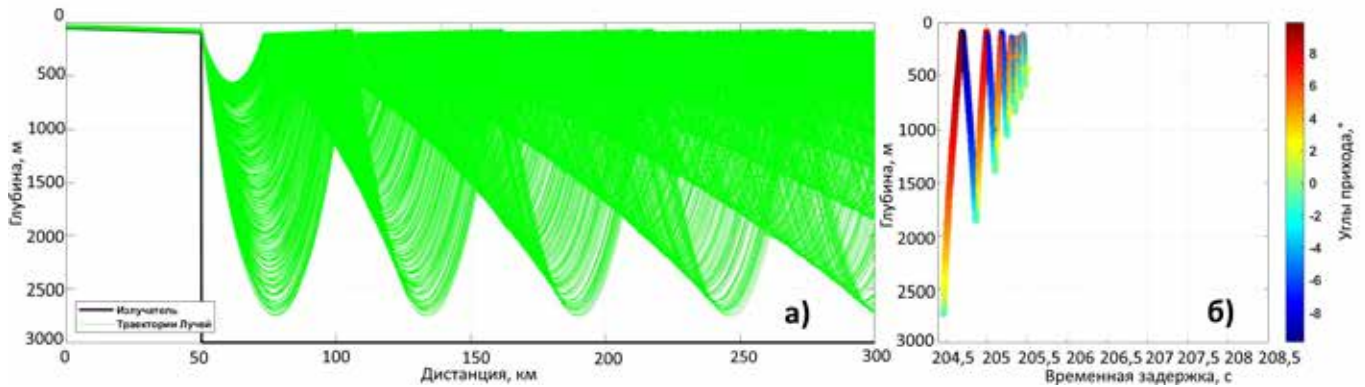


Рис. 3. Результаты численного моделирования РСВАЛ=50км, ЗСВАЛ=93.63 м: а – лучевая картина; б – трехмерные t-z- α диаграммы в координатах время распространения – горизонт приёма – угол скольжения луча на приёмнике

положение по вертикали максимального пика фокусируются у оси ПЗК.

Таким образом, можно предложить следующие рекомендации для оптимальной постановки излучающей системы на шельфе. Принципиальным является разность глубин между свалом и осью ПЗК. Эта разность должна быть минимальная. В идеале шельф должен плавно переходить в глубокое море (третий случай).

Выводы

1. Численное моделирование процесса распространения акустической энергии из шельфа в глубокое море для батиметрических и гидрологических условий Охотского и Японского морей показало, что эффект акустического «оползня» формируется не только для волноводов с заглублением оси ПЗК до 800–1000 метров, характерных для южных морей. Приведенные в статье расчеты зафиксировали условия и особенности формирования эффекта «оползня» для морей, прилегающих к северо-западной части

Тихого океана, отличающихся шириной и глубиной залегания ПЗК.

2. Показано, что амплитудно-временная структура ИХВ Охотского моря характеризуется большим практически в ~ 3 раза временем затягивания сигнала, чем ИХВ Японского моря. Максимальные пики ИХВ волновода Охотского моря лежат в широком временном интервале от 0.4 до 0.6 с, тогда как в Японском море они сосредоточены в конце ИХВ, в интервале, не превышающем 0.05 с, т.е. получается, что чем шире канал, тем короче ИХВ. Но в обоих случаях фиксируется факт последних приходов акустической энергии вблизи оси ПЗК с углами скольжения, близкими к нулевым. Это важнейший результат, т.к. включение в расчет выработки навигационных данных времени прихода последнего импульса позволит обеспечить максимальную точность.

3. Приведенные расчеты формирования ИХВ в глубоком море в зависимости от характеристик шельфового участка акустических трасс, соединяющих источник и приемник сигналов, показали, что принципиальным является разность глубин между свалом

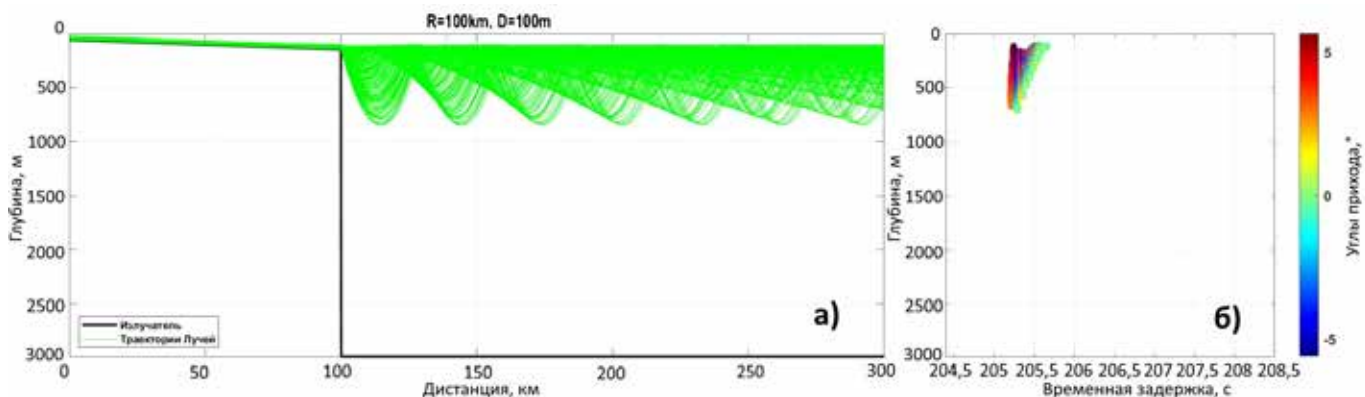


Рис. 4. Результаты численного моделирования РСВАЛ = 100 км, ЗСВАЛ=137.27 м: а – лучевая картина; б – трехмерные t-z- α диаграммы в координатах время распространения – горизонт приёма – угол скольжения луча на приёмнике

и осью ПЗК. Эта разность должна быть минимальная. В идеале шельф должен плавно переходить в глубокое море.

Работа выполнена по госбюджетной тематике ТОИ ДВО РАН: «Разработка новых методов и

средств исследования и освоения морских акваторий. Развитие методов диагностики и повышения эффективности функционирования сложных акустических систем» (регистрационный номер: 0211-2021-0002).

ЛИТЕРАТУРА

1. Моргунов Ю.Н., Безответных В.В., Буренин А.В., Войтенко Е.А., Голов А.А. Экспериментальное тестирование технологии высокоточной акустической дальнометрии // Акустический журнал. 2018. Т. 64, № 2. С. 191–196.
2. Tappert F.D., Spiesberger J.L., Wolfson M.A. Study of a novel rangedependent propagation effect with application to the axial injection of signals from the Kaneohe source // J. Acoust. Soc. Amer. 2002. Vol. 111, no. 2. P. 757–762.
3. Bowlin J.B., Spiesberger J.L., Duda T.F., Freitag L.E. Ocean acoustical ray-tracing software RAY, Woods Hole Oceanographic Technical Report, WHOI-93-10. 1993.
4. Безответных В.В., Буренин А.В., Войтенко Е.А., Моргунов Ю.Н. Исследование влияния гидрологических условий на распространение псевдослучайных сигналов из шельфа в глубокое море // Акустический журнал. 2016. Том 62, № 3. С. 341–347.
5. Моргунов Ю.Н., Безответных В.В., Буренин А.В., Голов А.А. распространение псевдослучайных сигналов из шельфа в глубокое море в зимних гидрологических условиях Японского моря // Акустический журнал. 2017. Том 63, № 6. С. 646–650.
6. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. М: Наука, 2007. 370 с.
7. Бархатов А.Н., Горская Н.В., Горюнов А.А. и др; под ред. Гурбатова С.Н. и Руденко О.В. Акустика в задачах. М: Наука; Физматлит, 1996. 336 с.

Об авторах

БУРЕНИН Александр Викторович, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник лаборатории акустической томографии
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичёва
Дальневосточного отделения Российской академии наук
Адрес: 690041, г. Владивосток, ул. Балтийская, 43
Область научных интересов: акустика, гидрофизика, цифровая обработка сигналов, численное моделирование
Тел.: +7 (423) 231-1631, факс +7 (423) 231-2573
E-mail: alex_bu@poi.dvo.ru

ШКРАМАДА Сергей Сергеевич, старший инженер
лаборатории океанотехники
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичёва
Дальневосточного отделения Российской академии наук
Адрес: 690041, г. Владивосток, ул. Балтийская, 43
Область научных интересов: акустика, гидрофизика, цифровая обработка сигналов
Тел.: +7 (423) 231-1631, факс +7 (423) 231-2573
E-mail: shkramada.ss@poi.dvo.ru

МОРГУНОВ Юрий Николаевич, д.т.н., заведующий отделом
гидроакустики и технических средств исследования океана,
заведующий лабораторией акустической томографии
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичёва
Дальневосточного отделения Российской академии наук
Адрес: 690041, г. Владивосток, ул. Балтийская, 43
Область научных интересов: акустика, гидрофизика
Тел.: +7 (423) 231-1631, факс +7 (423) 231-2573
E-mail: morgunov@poi.dvo.ru



Для цитирования:

Буренин А.В., Шкрамада С.С., Моргунов Ю.Н. ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ЭФФЕКТА АКУСТИЧЕСКОГО "ОПОЛЗНЯ" ДЛЯ ДАЛЬНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКА ИЗ ШЕЛЬФА В ГЛУБОКОЕ МОРЕ // Подводные исследования и робототехника. 2022. № 1 (39). С. 51–57. DOI: 10.37102/1992-4429_2022_39_01_05.