

ВЛИЯНИЕ СЛАБОРАСХОДЯЩЕГОСЯ АКУСТИЧЕСКОГО ПУЧКА НА ФОРМИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ В ПОДВОДНОМ ЗВУКОВОМ КАНАЛЕ

© 2024 г. Ю. В. Петухов^{а, *}, Е. Л. Бородина^{а, **}

^аИнститут прикладной физики РАН, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, 603950 Россия

*e-mail: yuvpetukhov@yandex.ru

**e-mail: borodina@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 21.06.2023 г.

После доработки 26.09.2023 г.

Принята к публикации 19.12.2023 г.

На примере типичного для Филиппинского моря подводного звукового канала численным моделированием с использованием модовой теории установлено, что при экспериментальных исследованиях распространения взрывных сигналов Р.А. Вадовым впервые наблюдалось проявление слаборасходящегося пучка в пространственно-временной структуре акустического поля, состоящее в регистрации при определенных расположениях корреспондирующих точек в океаническом волноводе наряду с классическими четверками импульсов дополнительных акустических сигналов с малыми временными задержками по отношению к ним.

Ключевые слова: океанические волноводы, подводные звуковые каналы, слаборасходящиеся пучки, импульсные акустические сигналы, пространственно-временная структура

DOI: 10.31857/S0320791924020107, EDN: YNBZXM

ВВЕДЕНИЕ

При проведении экспериментальных исследований по распространению взрывных сигналов в глубоководных районах Мирового океана Р.А. Вадовым было обнаружено (см. [1–4]), что на определенных расстояниях между корреспондирующими точками, которые располагались вблизи оси подводного звукового канала, наряду с классическими четверками сигналов регистрируются с весьма малыми временными задержками дополнительные сигналы (сателлиты [1–4]). Появление таких сателлитов Р.А. Вадов объяснил (см. [1–4]) “расщеплением” акустического сигнала при его рефракционном развороте в окрестности границы между водными слоями с заметно различающимся градиентом скорости звука, увеличивающимся при удалении от оси канала. Этот в целом правильный вывод был сделан Р.А. Вадовым при сопоставлении экспериментальных данных с результатами численных расчетов, полученных с использованием лучевой теории, которые, однако, не приводятся в [1–4], поскольку, как отмечалось в [1], при кучочно-линейной аппроксимации профиля скорости звука в [1–4] возникают ложные каустики [5, 6], затрудняющие однозначную идентификацию акустических сигналов в [1–4].

Здесь представляется важным обратить внимание на тот факт, что, как показано в [7], при наличии в океаническом волноводе слоев с достаточно резким увеличением градиента скорости звука при удалении от оси канала у зависимости длины цикла лучей от лучевого параметра, обратно пропорционального фазовой скорости распространения сигналов вдоль этих лучей, возможно появление гладких экстремумов, которым соответствуют слаборасходящиеся пучки [7], формирующие характерные для них каустические структуры [8]. При этом такие слаборасходящиеся пучки приводят к появлению в пространственно-временной структуре акустического поля дополнительных сигналов с весьма малыми временными задержками по отношению к типичным четверкам импульсов, приходящим в точку приема вдоль соответствующих четверок лучей [9]. Естественно, что наличие таких дополнительных сигналов существенно усложняет структуру волновых фронтов в океаническом волноводе [9]. Следовательно, можно с определенной уверенностью предположить, что при проведении экспериментальных исследований Р.А. Вадов впервые обнаружил в [1–4] проявление слаборасходящихся пучков в пространственно-временной структуре взрывных сигналов в подводных звуковых каналах.

Именно поэтому целью настоящей работы является доказательство на примере характерного для Филиппинского моря подводного звукового канала [1–3] того факта, что за появление дополнительных (по терминологии [2] “лишних”) сигналов в пространственно-временной структуре акустического поля ответственен формирующийся рефрагированными модами слаборасходящийся пучок.

РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИТИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ И ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

С целью описания ожидаемых при численных расчетах закономерностей остановимся сначала на анализе поведения соответствующих зависимостей, следующих из приближения ВКБ, в рамках которого дисперсионное уравнение для волновых чисел мод k_l с номерами $l = [1, L]$ имеет следующий вид [10]:

$$k_0 J_l = 2\pi(l - \nu). \quad (1)$$

Здесь

$$J_l = 2 \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \sqrt{n^2(z) - \beta_l^2} dz, \quad (2)$$

$k_0 = \omega / c_0$, $c_0 = c(z_0)$ – минимальное значение зависимости скорости звука $c(z)$ от глубины z , достигаемое на оси подводного звукового канала $z = z_0$, $1/4 \leq \nu \leq 1/2$, $n(z) = c_0 / c(z)$ – показатель преломления акустических волн, $\beta_l = k_l / k_0 = c_0 / c_l = \cos \chi_l$ – лучевой параметр бриллюэновских волн с углом скольжения χ_l на оси канала, c_l – фазовая скорость мод, ω – циклическая частота, z_{\min} – минимальные и z_{\max} – максимальные глубины, достигаемые бриллюэновскими волнами. С использованием (1), (2) для групповой скорости мод $v_l = \partial \omega / \partial k_l$ находим следующее выражение

$$v_l = \frac{c_0}{\beta_l + J_l / D_l}, \quad (3)$$

в котором величина

$$D_l = -\frac{\partial J_l}{\partial \beta_l} = 2\beta_l \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \frac{dz}{\sqrt{n^2(z) - \beta_l^2}} \quad (4)$$

соответствует длине цикла бриллюэновских волн [10]. Из (3) нетрудно получить простое дифференциальное равенство

$$\frac{\partial v_l}{\partial \beta_l} = \frac{v_l^2 J_l (\partial D_l / \partial \beta_l)}{c_0 D_l^2}, \quad (5)$$

из которого следует, что все экстремумы зависимости $D_l(\beta_l)$ должны проявляться и у зависимости

$v_l(\beta_l)$. Естественно, что аналогичное утверждение справедливо и относительно экстремумов у зависимостей $D_l(l)$ и $v_l(l)$. Последнее означает наличие гладкого экстремума у $D_l(l)$ (4), а следовательно, и у $v_l(l)$ (3) при определенном значении $l = l_c$, т.е. при формировании в океаническом волноводе слаборасходящегося пучка [7–9], зависимость

$$\Delta t_l(l) = r \left(\frac{1}{v_l(l_c)} - \frac{1}{v_l(l)} \right), \quad (6)$$

характеризующая разность времен распространения мод на горизонтальное расстояние r , будет также иметь аналогичный экстремум при $l = l_c$ и нулевом его значении $\Delta t_l(l_c) = 0$.

Однако, как известно [10], каждому значению $v_l(l)$ при $1 \leq l \leq l_c$ и $l_c \leq l \leq L$ соответствует характерная четверка бриллюэновских волн, проходящих различные горизонтальные расстояния r_j , определяемые выражением

$$r_j(l) = m D_l + \mu_1 D_l(z_s) + \mu_2 D_l(z), \quad (7)$$

в котором:

$$D_l(z) = \beta_l \int_{z_{\min}}^z \frac{dz}{\sqrt{n^2(z) - \beta_l^2}}, \quad m = 0, 1, \dots, \quad (8)$$

$$\mu_j = \begin{cases} +1 \\ -1 \end{cases}, \quad j = [1, 2]$$

с соответствующими временами распространения $t_l(l)$, от находящегося на глубине z_s источника:

$$t_l(l) = m T_l + \mu_1 T_l(z_s) + \mu_2 T_l(z), \quad (9)$$

$$T_l = \frac{D_l}{v_l} = \frac{2}{c_0} \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \frac{n^2(z) dz}{\sqrt{n^2(z) - \beta_l^2}}, \quad (10)$$

$$T_l(z) = \frac{1}{c_0} \int_{z_{\min}}^z \frac{n^2(z) dz}{\sqrt{n^2(z) - \beta_l^2}}.$$

Естественно, что у зависимости $T_l(l)$ также имеется экстремум при $l = l_c$, т.к. справедливо следующее из (3)–(5) равенство:

$$\frac{\partial T_l}{\partial \beta_l} = \frac{\beta_l}{c_0} \left(\frac{\partial D_l}{\partial \beta_l} \right). \quad (11)$$

Поскольку же при фиксированных значениях μ_1 и μ_2 в (7), (9) бриллюэновские волны соответствующих номеров мод формируют геометроакустический луч, приходящий на фиксированное расстояние r при определенном значении лучевого параметра

$\beta = \beta(m, \mu_1, \mu_2) = \cos \chi(m, \mu_1, \mu_2)$, где $\chi(m, \mu_1, \mu_2)$ – угол скольжения луча на оси канала [10], то при соответствующем расположении коррелирующих точек в океаническом волноводе, при котором заведомо возбуждается формирующая слаборасходящийся пучок группа мод, приемное устройство будет регистрировать по меньшей мере две четверки импульсных сигналов (вместо одной), распространяющихся вдоль соответствующих им геометрических лучей.

Из всего сказанного выше следует, что соответствующие характерному для Филиппинского моря подводному звуковому каналу (рис. 1, [1–3]) зависимости периода интерференции соседних мод

$$R_{l,l+1}(l) = \frac{2\pi}{k_l - k_{l+1}} \quad (12)$$

и их групповой скорости

$$v_l(l) = \frac{c_l}{1 - \frac{\omega}{c_l} \frac{dc_l}{d\omega}} \quad (13)$$

должны иметь типичные для слаборасходящегося пучка гладкие экстремумы при определенном значении $l = l_c$, поскольку в приближении ВКБ (1) из (12) следует достаточно наглядное равенство

$$R_{l,l+1}(l) \approx D_l / \left[1 + \frac{D_l}{2! R_d^{(2)}} - \frac{D_l}{3! R_d^{(3)}} \right]. \quad (14)$$

Здесь

$$R_d^{(2)} = \frac{k_0}{2\pi} D_l^3 / \left(\frac{\partial D_l}{\partial \beta_l} \right), \quad (15)$$

$$R_d^{(3)} = \left(\frac{k_0}{2\pi} \right)^2 D_l^4 / \left[\frac{\partial^2 D_l}{\partial \beta_l^2} - \frac{3}{D_l} \left(\frac{\partial D_l}{\partial \beta_l} \right)^2 \right] \quad (16)$$

– характерные пространственные масштабы проявления абберационных эффектов второго $|R_d^{(2)}|$ (15) и третьего $|R_d^{(3)}|$ (16) порядков; причем $D_l / |R_d^{(2)}| \ll 1$ и $D_l / |R_d^{(3)}| \ll 1$.

При проведении численных расчетов зависимостей $R_{l,l+1}(l)$ (12) и $v_l(l)$ (13) использовалось строгое модовое представление для акустического поля в подводном звуковом канале [11], зависимость скорости звука от глубины в котором аппроксимировалась кубическими сплайнами (рис. 1), а дно считалось акустически прозрачным, поскольку при частоте акустического излучения $f = 300$ Гц интерес представляли лишь рефрагированные в водном слое моды. Как и следовало ожидать, зависимости

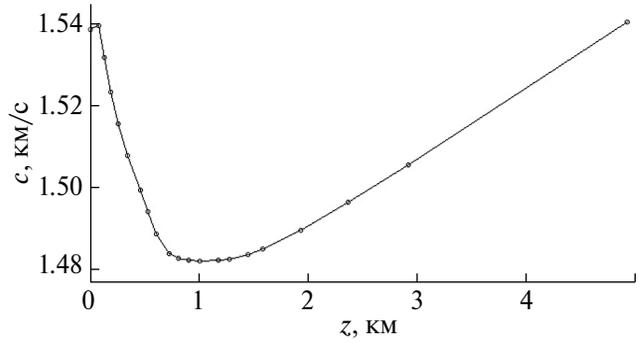


Рис. 1. Зависимость скорости звука $c(z)$ от глубины z в Филиппинском море [1–3].

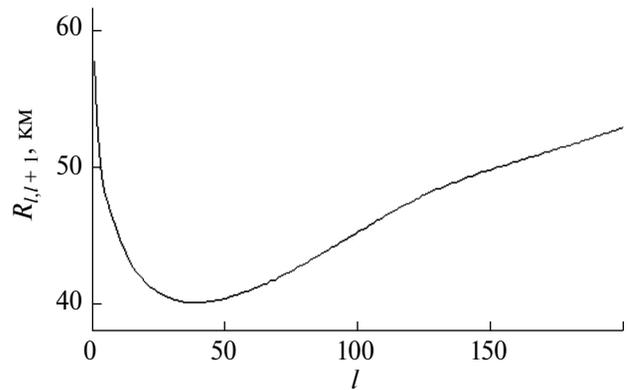


Рис. 2. Зависимость периода интерференции соседних мод $R_{l,l+1}(l)$ (12) от их номера l при частоте излучения $f = 300$ Гц.

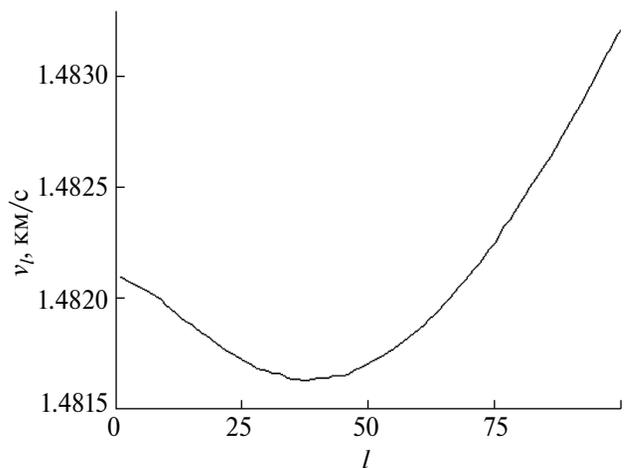


Рис. 3. Зависимость групповой скорости мод $v_l(l)$ (13) от их номера l при частоте излучения $f = 300$ Гц.

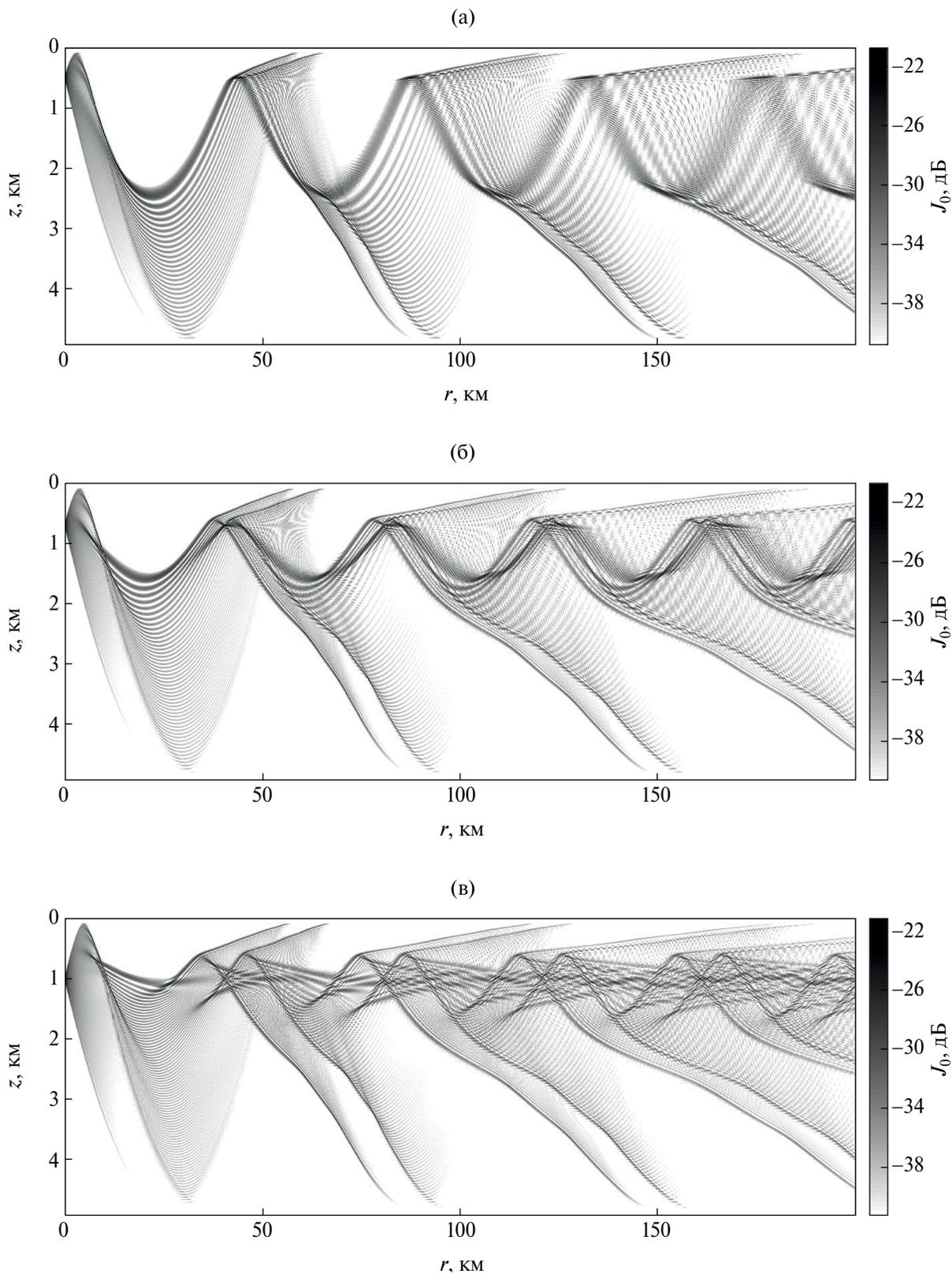


Рис. 4. Представленные в плотностной записи пространственные (по глубине z и горизонтальному расстоянию r) распределения нормированной на цилиндрическую расходимость волнового фронта интенсивности акустического поля $J_0(r, z)$ при частоте излучения $f = 300$ Гц и различных глубинах z_s погружения источника: (а) – $z_s = 500$ м, (б) – $z_s = 700$ м, (в) – $z_s = z_0 = 1009$ м.

$R_{l,l+1}(l)$ (рис. 2) и $v_l(l)$ (рис. 3) имеют при одном и том же значении $l = l_c$ по одному гладкому минимуму, появление которого обусловлено существенным увеличением градиента скорости звука с уменьшением глубины при $z < 700$ м (рис. 1). Как и в [8], формирующийся в таком подводном звуковом канале (рис. 1) слаборасходящийся пучок проявляется в пространственном (по глубине и горизонтальному расстоянию) распределении нормированной на цилиндрическую расходимость волнового фронта интенсивности $J_0(z, r) = rJ(z, r)$ акустического поля наличием соответствующих ему каустических структур, которые особенно четко идентифицируются в $J_0(z, r)$ при глубинах погружения источника в диапазоне $700 \text{ м} < z_s < z_0 = 1009 \text{ м}$ (рис. 4). При меньших глубинах погружения источника излучения $z < 700$ м в $J_0(z, r)$ заметнее всего проявляется каустическая структура (рис. 4), обусловленная формированием каустического пучка модами с горизонтами поворота при $r = 0$ вблизи опорного луча, горизонтально выходящего из источника [8].

Представленные на рис. 5 результаты численных расчетов зависимости разностей времен распространения мод $\Delta t_l(l)$ (6) наглядно иллюстрируют очевидную возможность регистрации в подводном звуковом канале Филиппинского моря при расположении корреспондирующих точек на оси канала $z_s = z = z_0$ с малыми временными задержками тонально-импульсных акустических сигналов, соответствующих двум группам мод с номерами $1 \leq l \leq l_c = 38$ и $l_c \leq l < 70$, т.е. как минимум двум четверкам лучей. Естественно, что при распространении широкополосных импульсных сигналов, характерных для использованных в [1–4] взрывных источников звука, анализ формирования пространственно-временной структуры акустического поля в подводном звуковом канале Филиппинского моря при $z_s = z = z_0$ несколько усложнится, поскольку положение гладкого минимума у зависимостей $R_{l,l+1}(l)$ (12), $v_l(l)$ (13) и $\Delta t_l(l)$ (6) при $l = l_c$ зависит от частоты излучения, а именно, значение номера моды l_c увеличивается с ростом частоты излучения (рис. 6).

В этой связи представляет интерес проанализировать пространственно-временную структуру волновых фронтов импульсного отклика в рассматриваемом (рис. 1) подводном звуковом канале, которая проще всего описывается зависимостью времени распространения сигналов вдоль лучей от глубины приема [10, 12]:

$$\tau(z) = t(z) - t_0, \quad (17)$$

здесь t_0 – максимальное время распространения сигнала вдоль соответствующего луча. Из полученных с использованием лучевой теории [11] результатов

численных расчетов зависимости $\tau(z)$ (17) (рис. 7) на фиксированном горизонтальном расстоянии при различных глубинах погружения источника можно сделать согласующийся со сказанным выше (рис. 4–5) вывод. А именно, как и следовало ожидать, наряду с типичной (рис. 7а), например, для канонического подводного звукового канала [10, 12] структурой волновых фронтов, при глубинах погружения источника $z_s \geq 700$ м на $\tau - z$ диаграмме проявляется дополнительная структура волновых фронтов (рис. 7б–7в), которая

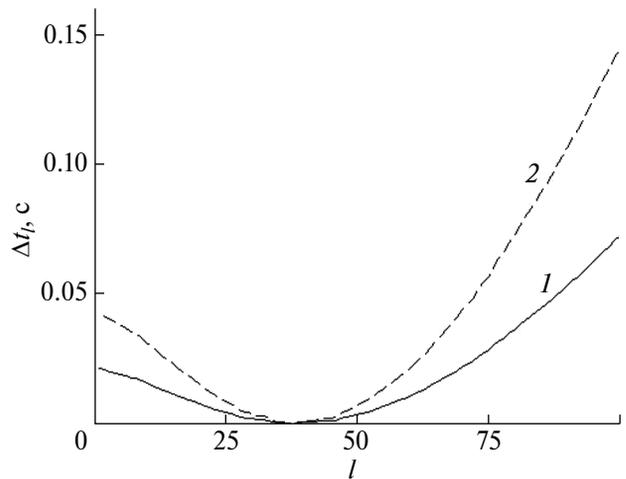


Рис. 5. Зависимость разности времен распространения мод $\Delta t_l(l)$ (6) от их номера l при частоте излучения $f = 300$ Гц и различных горизонтальных расстояниях r : $r = 100$ км (кривая 1); $r = 200$ км (кривая 2).

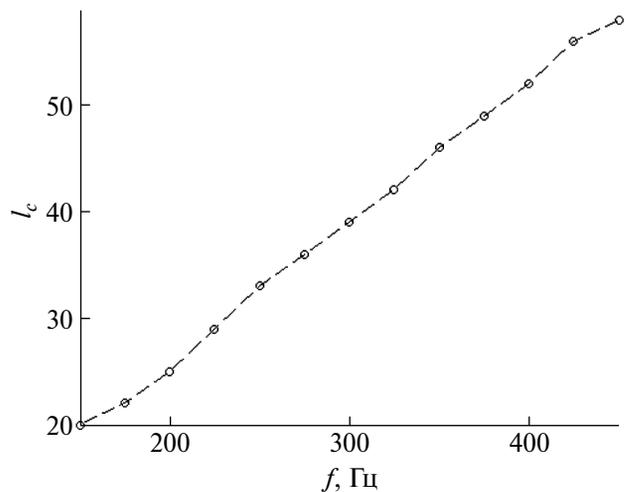


Рис. 6. Изменение значения номера моды l_c , отвечающего положению гладкого минимума у зависимостей $R_{l,l+1}(l)$ (12), $v_l(l)$ (13) и $\Delta t_l(l)$ (6), с ростом частоты излучения f .

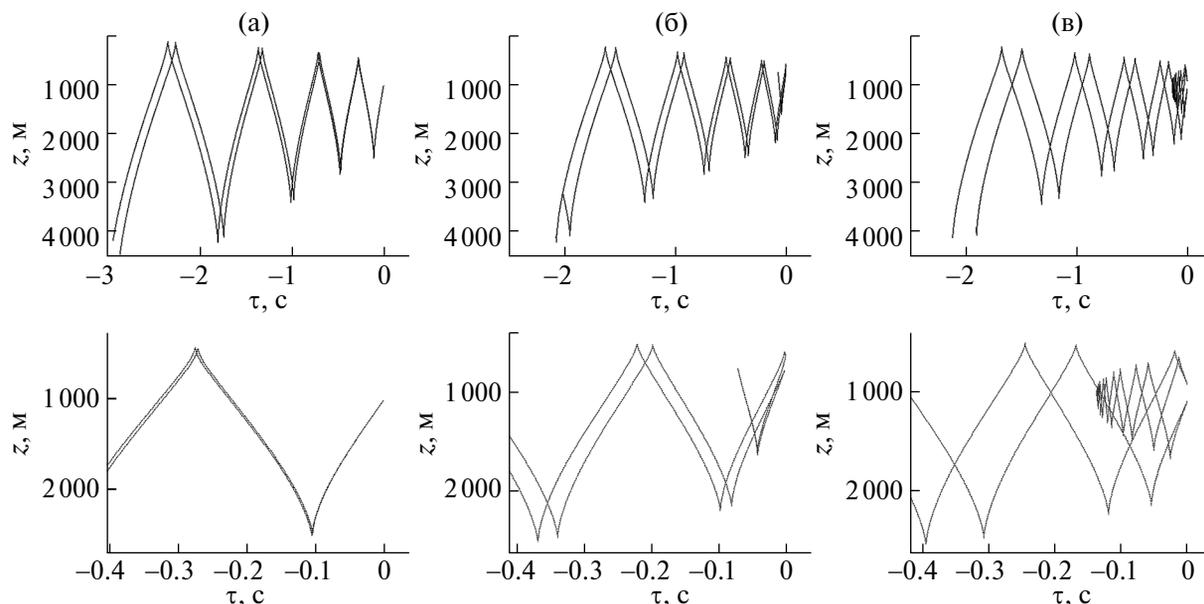


Рис. 7. Зависимость от глубины приема z относительного времени распространения сигналов по лучам $\tau(z)$ (17) на горизонтальном расстоянии $r = 600$ км при фиксированном диапазоне углов выхода лучей $-14^\circ \leq \chi_s \leq +14^\circ$ из источника, расположенного на различных глубинах z_s : (а) — $z_s = 500$ м, (б) — $z_s = 700$ м, (в) — $z_s = 1000$ м. На каждом из рисунков (а), (б) и (в) нижний рисунок соответствует более детальному анализу представляющей интерес заключительной фазы прихода импульсных сигналов.

на расстоянии $r = 600$ км в полной мере просматривается при $z_s = 1000$ м в диапазоне относительного времени распространения лучей $-0.15 \text{ с} \leq \tau \leq 0$ (рис. 7в). Как следует из анализа приведенных выше выражений (9)–(11), в рамках геометро-акустического приближения такая, в определенном смысле, “обратная” по форме к типичной, дополнительная структура волновых фронтов соответствует сигналам, распространяющимся вдоль лучей, формирующих слаборасходящийся пучок. Именно такие дополнительные сигналы и регистрировались в экспериментальных исследованиях Р.А. Вадова [1–3].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, на примере типичного для Филиппинского моря подводного звукового канала (рис. 1) численным моделированием с использованием модовой теории установлено, что при проведении экспериментальных исследований по распространению взрывных сигналов Р.А. Вадовым в [1–3] впервые наблюдалось проявление слаборасходящегося многомодового пучка в пространственно-временной структуре акустического поля. Показано, что в таком подводном звуковом канале слаборасходящемуся пучку, сформированному рефрагированными модами, соответствует

достаточно гладкий минимум у зависимости групповой скорости мод от их номера (рис. 3), в результате чего при определенном расположении коррелирующих точек в океаническом волноводе возможна регистрация наряду с классическими четверками импульсов дополнительных акустических сигналов с малыми временными задержками (рис. 5, 7в).

Здесь остается лишь отметить тот весьма важный факт, что установленные выше закономерности, проявляющиеся при формировании пространственно-временной структуры акустического поля импульсных сигналов, наблюдаются не только в подводном звуковом канале Филиппинского моря [1–3], но и Японского моря [4, 13, 14]. Поэтому при разработке систем позиционирования подводных объектов (см. [13, 14]) в аналогичных [1–4, 13, 14] океанических волноводах представляется важным не только учитывать, но и по возможности использовать возбуждение слаборасходящихся пучков, формирующих наиболее устойчивые и преобладающие по интенсивности структуры в пространственно-временном распределении акустического поля в соответствующих районах Мирового океана.

Данное исследование выполнено в рамках госзаданий ИПФ РАН по темам: № FFUF-2024-0035 и № FFUF-2024-0040.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Вадов Р.А.* Временная изменчивость тонкой структуры сигнала в океане // *Акуст. журн.* 1996. Т. 42. № 4. С. 489–495.
2. *Вадов Р.А.* Региональные различия временной структуры звуковых полей точечного источника, формируемой в подводном канале // *Акуст. журн.* 2006. Т. 52. № 5. С. 624–635.
3. *Вадов Р.А.* Открытие подводного звукового канала, экспериментальные исследования, региональные различия // *Акуст. журн.* 2007. Т. 53. № 3. С. 313–328.
4. *Вадов Р.А.* Поле точечного источника в подводном звуковом канале Японского моря // *Акуст. журн.* 1998. Т. 44. № 5. С. 601–609.
5. *Pedersen M.A.* Acoustic intensity anomalies introduced by constant velocity gradients // *J. Acoust. Soc. Am.* 1961. V. 33. № 4. P. 465–474.
6. *Pedersen M.A., Gordon D.E.* Comparison of curvilinear and linear profile approximation in the calculation of underwater sound intensities by ray theory // *J. Acoust. Soc. Am.* 1967. V. 41. № 2. P. 419–438.
7. *Петухов Ю.В.* Лучевые и дифракционные слаборасходящиеся пучки в океанических волноводах // *Акуст. журн.* 2011. Т. 57. № 3. С. 409–419.
8. *Петухов Ю.В., Абросимов Д.И., Бородина Е.Л.* Каустики и слаборасходящиеся пучки лучей в океанических волноводах // *Акуст. журн.* 2006. Т. 52. № 3. С. 367–374.
9. *Петухов Ю.В., Бородина Е.Л.* Проявление слаборасходящихся пучков лучей в пространственно-временной структуре акустических сигналов в океанических волноводах // *Акуст. журн.* 2010. Т. 56. № 6. С. 795–801.
10. *Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П.* Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007. 270 с.
11. *Jensen F.B., Kuperman W.A., Porter M.B., Schmidt H.* Computational ocean acoustics. New York: Springer, 2011. 794 с.
12. *Munk W., Wunsch C.* Ocean acoustic tomography: a scheme for large scale monitoring // *Deep-Sea Research.* 1979. V. 26A. P. 123–161.
13. *Моргунов Ю.Н., Голов А.А., Буренин А.В., Петров П.С.* Исследования пространственно-временной структуры акустического поля, формируемого в глубоком море источником широкополосных импульсных сигналов, расположенным на шельфе Японского моря // *Акуст. журн.* 2019. Т. 65. № 5. С. 641–649.
14. *Моргунов Ю.Н., Безответных В.В., Голов А.А., Буренин А.В., Лебедев М.С., Петров П.С.* Экспериментальное исследование импульсной характеристики волновода Японского моря с использованием псевдослучайных последовательностей в приложении к навигации удаленных объектов // *Акуст. журн.* 2021. Т. 67. № 3. С. 291–297.

Effect of the Weakly Divergent Acoustic Beam on the Space-Time Structure of Pulsed Signals in the Underwater Sound Channel

Yu. V. Petukhov^{1, *}, E. L. Borodina^{2, **}

¹*Applied Physics Institute, Russian Academy of Sciences*

²*Nizhny Novgorod, 603950 Russia*

**e-mail: yuypetukhov@yandex.ru*

***e-mail: borodina@appl.sci-nnov.ru*

On the example of an underwater sound channel typical for the Philippine Sea [1–3], it was established by numerical simulation using the mode theory that during experimental studies of the propagation of explosive signals by R.A. Vadov [1–3] the manifestation of the weakly divergent beam in the space-time structure of the acoustic field was observed for the first time. The effect consisted in the registration at certain locations of the corresponding points in the oceanic waveguide, along with the classical quadruples of pulses, of additional acoustic signals with small time delays relative to them.

Keywords: oceanic waveguides, underwater channels, weakly divergent beams, pulsed signals, space-time structure