
СОДЕРЖАНИЕ

Том 66, номер 1, 2020

ФИЗИЧЕСКАЯ АКУСТИКА

Особенности генерации нормальных акустических волн высших порядков в тонких пьезоэлектрических пластинах

В. И. Анисимкин, Н. В. Воронова 3

Широкоугольный поляризационно-независимый акустооптический модулятор лазерного излучения на основе парателлурита

С. Н. Антонов 8

Распространение звука в суспензии частиц с вращательной степенью свободы

И. Н. Диденкулов, А. А. Сагачева 16

АКУСТИКА ОКЕАНА. ГИДРОАКУСТИКА

Экспериментальное и теоретическое исследование времен прихода и эффективных скоростей при дальнем распространении импульсных акустических сигналов вдоль кромки шельфа в мелком море

П. С. Петров, А. А. Голов, В. В. Безответных, А. В. Буренин, С. Б. Козицкий, М. А. Сорокин, Ю. Н. Моргунов 20

АТМОСФЕРНАЯ И АЭРОАКУСТИКА

Анализ взаимной связи модовой структуры пульсаций ближнего поля струи и шума взаимодействия струи и крыла

О. П. Бычков, Г. А. Фараносов 34

Об измерении акустических характеристик модели несущего вертолетного винта в аэродинамической трубе

В. В. Пахов, К. В. Файзуллин, С. Л. Денисов 46

АКУСТИКА СТРУКТУРНО НЕОДНОРОДНЫХ ТВЕРДЫХ СРЕД. ГЕОЛОГИЧЕСКАЯ АКУСТИКА

Особенности электрического отклика горных пород на вибровоздействие в условиях слабого неравномерного флюидонасыщения

И. Я. Чеботарева, А. Н. Камшилин 58

ОБРАБОТКА АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ. КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Детекторы артикуляторных событий

В. Н. Сорокин 71

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕХНИЧЕСКОЙ АКУСТИКИ

Лазерный оптико-акустический метод количественной оценки пористости углепластиков на основе измерения их акустического импеданса

Ю. Г. Соколовская, Н. Б. Подымова, А. А. Карабутов

86

Передаточные матрицы четырехполюсников упругого пористого слоя

Л. Р. Яблоник

95

ИНФОРМАЦИЯ

Русскоязычное направление работы российских информационных служб

В. Г. Шамаев, А. Б. Горшков

104

УДК 541.183.5

ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ НОРМАЛЬНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ В ТОНКИХ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛАСТИНАХ

© 2020 г. В. И. Анисимкин^а, *, Н. В. Воронова^б

^аИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Моховая ул. 11, стр. 7, Москва, 125009 Россия

^бОАО НИИ Элпа, Панфиловский пр. 10, Москва, Зеленоград, 124460 Россия

*e-mail: anis@cplire.ru

Поступила в редакцию 10.04.2019 г.

После доработки 22.08.2019 г.

Принята к публикации 05.09.2019 г.

Исследован спектр акустических колебаний, генерируемых встречно-штыревыми преобразователями в пластине пьезокристалла LiNbO_3 толщиной порядка длины акустической волны. Показано, что наряду с модами нулевого и высших порядков этот спектр содержит также нечетные гармоники тех же мод. При этом в отличие от волн поверхностного типа, не обладающих дисперсией, частоты гармоник нормальных волн не кратны в точности их основной частоте из-за дисперсии скорости, а амплитуды гармоник могут отличаться от амплитуд волн на основных частотах из-за дисперсии коэффициента электромеханической связи. Температурные чувствительности мод и гармоник отличаются друг от друга и меняются с жидкостной нагрузкой поверхности.

Ключевые слова: нормальные акустические волны, пьезоэлектрическая пластина, моды, гармоники

DOI: 10.31857/S0320791920010013

ВВЕДЕНИЕ

В связи с возможностью практического применения нормальных акустических волн в пьезоэлектрических пластинах появился целый ряд публикаций, посвященных исследованию процессов их возбуждения, распространения и преобразования [1]. Такие волны делятся на три типа — эллиптические Лэмба, поперечно-горизонтальные SH и квазипродольные QL с доминирующим смещением вдоль направления распространения [2, 3]. В зависимости от нормированной толщины H/λ (H — толщина, λ — длина волны) в пластине существует определенное число мод нормальных волн, которые относятся к разным типам и номерам. При изменении H/λ один тип волн может трансформироваться в другой [4–7] и при этом менять свои характеристики (скорость V , коэффициент электромеханической связи K^2 , температурный коэффициент задержки ТКЗ, направления потока энергии и т.д.) [8–18].

Возбуждение нормальных волн обычно производится встречно-штыревыми преобразователями (ВШП), работа которых хорошо изучена для поверхностных волн [19], но недостаточно для волн нормального типа. Существуют работы [20–24], в которых показана возможность использования ВШП для возбуждения волн в пластинах и исследовано влияние различных параметров ВШП

(пространственный период, количество пар штырей, апертура) на характеристики возбуждаемых акустических сигналов. Однако, по-прежнему, остаются вопросы о влиянии дисперсии характеристик распространения на генерацию этих волн, возможно ли возбуждение высших гармоник нормальных волн, как скажется наличие гармоник на спектре акустических колебаний, генерируемых ВШП в пьезоэлектрической пластине.

Цель настоящей работы — найти ответы на эти вопросы, используя в качестве примера ВШП с периодической топологией и пьезоэлектрические пластины ниобата лития LiNbO_3 толщиной H порядка длины акустической волны λ .

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ И РАСЧЕТОВ

Тестируемая структура представляла собой обычную линию задержки с входным и выходным ВШП. Подложкой служил LiNbO_3 поворотного $64^\circ Y, X$ -среза толщиной 370 мкм с направлением распространения волн перпендикулярно оси X (углы Эйлера $0^\circ, -26^\circ, 90^\circ$). Входной и выходной ВШП содержали 19.5 пар золотых электродов (толщина 1200°A) и имели период $\lambda = 500$ мкм. Расстояние между преобразователями равнялось $L = 28$ мм.

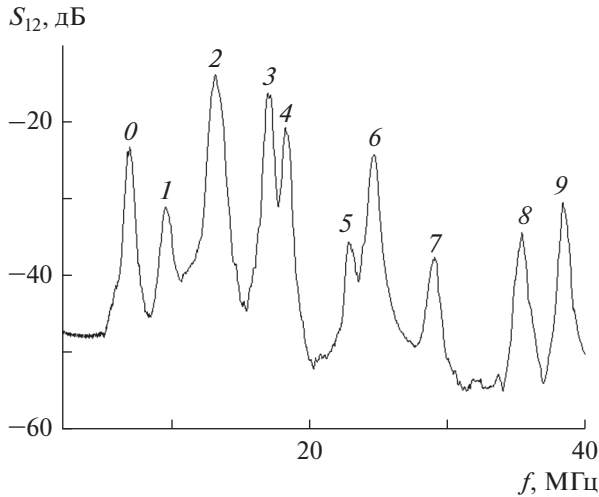


Рис. 1. Амплитудно-частотные характеристики нормальных акустических волн, генерируемых в пластине $64^\circ YX + 90^\circ\text{-LiNbO}_3$ толщиной $H/\lambda = 0.74$. 0–5, 7 и 8 – моды разных номеров на основных частотах; 6 – суперпозиция 3-й гармоники моды 0 и 3-й гармоники моды 1; 9 – 5-я гармоника моды 0.

На основной частоте f длина волны λ нормальных волн равнялась периоду ВШП (500 мкм), а нормированная толщина пластины и полный набег фазы составляли, соответственно, $H/\lambda = 0.74$ и $\phi = 360^\circ L/\lambda = 20160^\circ$.

На частотах 3-й и 5-й гармоник тех же волн длина волны, нормированная толщина и полная фаза менялись и равнялись, соответственно, $\lambda/3$, $H/(\lambda/3) = 2.22$, и $\lambda/5$, $H/(\lambda/5) = 3.7$ и $5\phi = 100800^\circ$.

Спектр колебаний, генерируемых в пьезопластине, измерялся анализатором четырехполосников KEYSIGHT E5061B, который работал в амплитудном режиме. По максимумам сигналов в спектре определялись частоты f_3 возбужденных волн и гармоник, которые затем идентифицировались.

Идентификация проводилась путем сравнения экспериментальных значений f_3 с частотами $f_T = V/\lambda$, $V/(\lambda/3)$ и $V/(\lambda/5)$, которые рассчитывались из скоростей волн V при толщинах пластины H/λ , $H/(\lambda/3)$ и $H/(\lambda/5)$ по методике [4, 10] с ис-

пользованием материальных констант из [25]. Для тех же волн и толщин контролировались величины коэффициентов электромеханической связи K^2 , которые характеризовали эффективность возбуждения волн с помощью ВШП: при $K^2 = 0$ акустические колебания не возбуждались и поэтому не рассматривались. В результате устанавливалось соответствие измеренных частот спектра f_3 либо основной частоте одной из мод нормальных волн, либо частоте гармоники, которая кратна основной или близка к ней.

Для идентифицированных мод и гармоник измерялись также температурные коэффициенты задержки (ТКЗ), которые характеризуют их температурную чувствительность. Величина ТКЗ определялась как $(1/\phi)(\Delta\phi/\Delta t)$, где ϕ – полный бег фазы волны между излучающим и приемным преобразователями, а $\Delta\phi$ – изменение фазы при изменении температуры на величину Δt . Измерения проводились с помощью температурной камеры UC-20CE и анализатора четырехполосников KEYSIGHT E5061B, работающем в фазовом режиме. Исследовались три случая: пластина со свободными поверхностями (на воздухе) и пластина, одна из поверхностей которой нагружена дистиллированной водой (вязкость 1.3 сПуаз) или глицерином (вязкость 1490 сПуаз). Детали измерений представлены в [26].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 и в таблице представлен спектр и характеристики акустических колебаний, генерируемых в пластине LiNbO_3 . Видно, что колебания 0–5, 7 и 8, имеющие высокие значения коэффициентов электромеханической связи K^2 , эффективно возбуждаются в эксперименте, а их частоты f_3 хорошо совпадают с расчетными значениями f_T , соответствующими обычным нормальным волнам разных номеров.

С другой стороны, колебания 6 и 9, присутствующие в спектре рис. 1, генерируются в пластине вопреки расчетам, согласно которым в пластине толщиной $H/\lambda = 0.74$ не существует нормальных волн, основные частоты которых равны f_3 , а коэффициенты K^2 имеют достаточно большие

Таблица 1. Сравнение расчетных f_T и измеренных f_3 частот акустических колебаний с ненулевыми значениями коэффициентов электромеханической связи K^2 в спектре рис. 1. * – 3-я гармоника моды 0 и 3-я гармоника моды 1 для нормированной толщины пластины $H/\lambda = 2.22$; ** – 5-я гармоника моды 0 для $H/\lambda = 3.7$

n	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$K^2, \%$	1.4	0.64	1.9	2.4	0.9	0.25	0.86* 0.48*	2.05	1.4	1.26**
$f_T, \text{МГц}$	7	9.4	12.9	16.7	17.9	23.7	23.2* 23.4*	27.8	33.9	38.5**
$f_3, \text{МГц}$	6.9	9.4	13.1	16.9	18.1	22.8	24.3	28.8	35.2	38.3

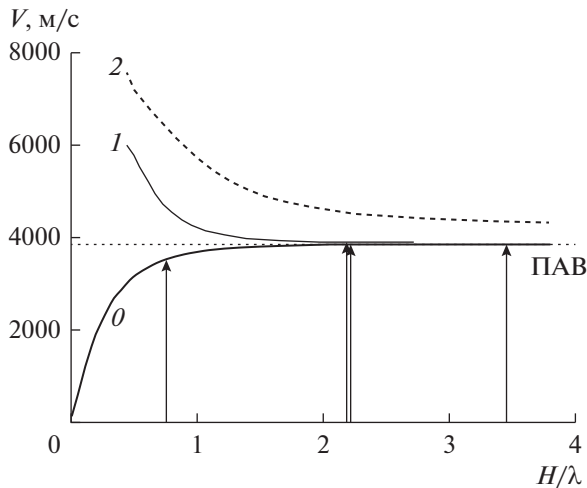


Рис. 2. Дисперсионные кривые скорости мод θ , I и 2 в пластине $64^\circ YX + 90^\circ\text{-LiNbO}_3$. Стрелки – толщины пластины, соответствующие основной частоте ($H/\lambda = 0.74$), частоте 3-й гармоники ($H/\lambda = 2.22$) и частоте 5-й гармоники ($H/\lambda = 3.7$) тех же мод. ПАВ – поверхностная акустическая волна.

величины для обеспечения эффективной генерации (более 0.25%). Вместе с тем, частота f_3 колебания b почти совпадает с частотами 3-х гармоник θ -й и I -й мод, которые существуют в пластине толщиной $H/\lambda = 2.22$ и имеют высокие $K^2 = 0.86$ и 0.48% , соответственно (таблица, рис. 2, 3). Поэтому можно заключить, что колебание b представляет собой суперпозицию третьих гармоник θ -й и I -й мод. Аналогично, колебание g идентифицируется как 5-я гармоника моды θ (таблица, рис. 2, 3).

Отметим, что из-за дисперсии скорости (рис. 2) частоты гармоник нормальных волн, определяемые значениями скоростей при толщинах $H/\lambda = 2.22$ или 3.7 , не кратны в точности их основной частоте при $H/\lambda = 0.74$. Так, частота 3-й гармоники моды θ составляет 3.31 частоты моды θ , а частота 3-й гармоники моды I – 2.49 частоты моды I (таблица). Увеличение частоты в первом и ее уменьшение во втором случае соответствует ходу дисперсионных кривых мод θ и I на рис. 2.

Точно также в отличие от поверхностных волн, для которых значения коэффициента K^2 на основной частоте и частоте гармоники одинаковы, амплитуды нормальных волн и гармоник могут дополнительно отличаться из-за различия (дисперсии) коэффициента K^2 при $H/\lambda = 0.74, 2.22$ и 3.7 (рис. 3).

Наконец, температурная чувствительность нормальных волн и гармоник также различна (рис. 4), т.к. для волн этого типа она зависит от нормированной толщины пластины H/λ [26]. Величины ТКЗ также меняются в зависимости от жидкостной нагрузки поверхности (рис. 5), что

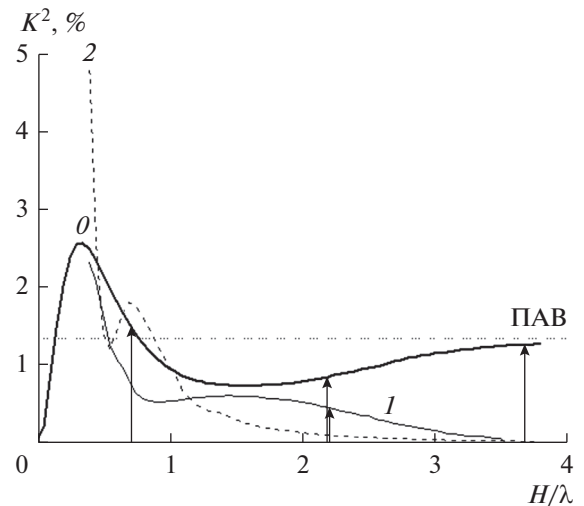


Рис. 3. Дисперсионные кривые коэффициента электромеханической связи мод θ , I и 2 в пластине $64^\circ YX + 90^\circ\text{-LiNbO}_3$. Стрелки – толщины пластины, соответствующие основной частоте ($H/\lambda = 0.74$), частоте 3-й гармоники ($H/\lambda = 2.22$) и частоте 5-й гармоники ($H/\lambda = 3.7$) тех же мод. ПАВ – поверхностная акустическая волна.

объясняется отличием температурных и диэлектрических характеристик жидкостей, а также различной глубиной проникновения акустических волн в разные анализы [18, 26]. Эта особенность делает, к сожалению, нормальные волны непри-

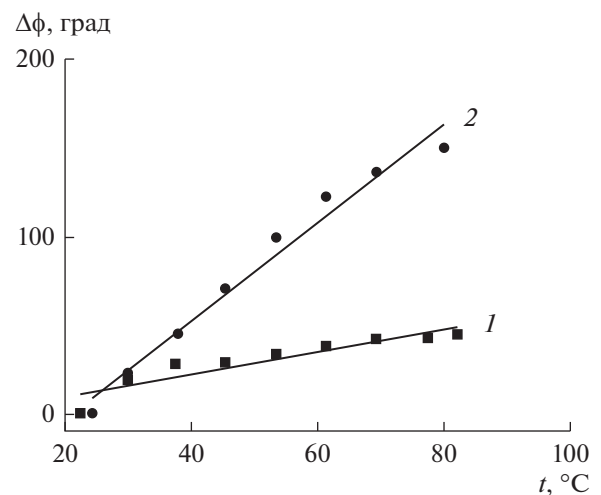


Рис. 4. Температурные изменения фазы акустической моды θ на I – основной частоте $F_0 = 6.9$ МГц и 2 – частоте ее 5-й гармоники $5F_0 = 38.3$ МГц в пластине $64^\circ YX + 90^\circ\text{-LiNbO}_3$ толщиной $H/\lambda = 0.74$. I – полный набег фазы волны $\phi_0 = 20160^\circ$, $\text{TKЗ} = +25 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$, 2 – полный набег фазы волны гармоники $5\phi_0 = 100800^\circ$, $\text{TKЗ} = +30 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$. Точки – эксперимент, линии – аппроксимирующие кривые, полученные с помощью программы Original 9 LAB Program.

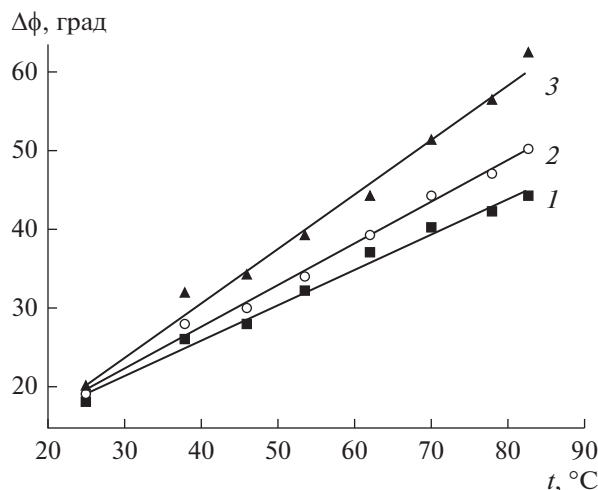


Рис. 5. Температурные изменения фазы акустической моды 0 на основной частоте $F_0 = 6.9$ МГц, измеренные 1 — на воздухе, 2 — при нагрузке водой, 3 — при нагрузке глицерином.

годными для прецизионного измерения температуры жидкостной пробы.

ВЫВОДЫ

Проведенные исследования показали, что встречно-штыревые преобразователи, нанесенные на одну из поверхностей пьезоэлектрической пластины, генерируют в ней как нормальные волны разных номеров, так и нечетные гармоники этих волн. При близости скоростей амплитудно-частотные характеристики мод и гармоник могут располагаться слишком близко друг к другу и даже интерферировать между собой, искажая весь спектр акустических колебаний. Поэтому наиболее пригодными для практических применений являются пластины толщиной до 3-х длин волн, преобразователи с полосой пропускания до 5% и рабочие частоты менее частоты первой из гармоник.

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках исполнения государственного задания и частично за счет финансирования по гранту РФФИ № 18-07-00074-а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зайцев В.В., Кузнецова И.Е. Акустические волны в тонких пьезоэлектрических пластинах. М.: Радиотехника, 2018. 240 с.
2. Анисимкин И.В. Новый тип акустических мод колебаний тонких пьезоэлектрических пластин: квази-продольные нормальные волны // Акуст. журн. 2004. Т. 50. № 4. С. 442–447.
3. Auld B.A. Acoustic fields and waves in solids. V. 2. New York: Wiley, 1973.

4. Anisimkin V.I., Pyataikin I.I., Voronova N.V. Propagation of the Anisimkin Jr. and quasi-longitudinal acoustic plate modes in low-symmetry crystals of arbitrary orientation // IEEE Trans. 2012. V. UFFC-59. № 10. P. 2363–2367.
5. Anisimkin V.I. New acoustic plate modes with quasi-linear polarization // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 2014. V. 61. № 1. P. 120–132.
6. Zaitsev B.D., Kuznetsova I.E., Joshi S.G. Hybrid acoustic waves in thin potassium niobate plates // J. Appl. Phys. 2001. V. 90. № 7. P. 3648–3649.
7. Kuznetsova I.E., Zaitsev B.D., Teplykh A.A., Borodina I.A. Hybridization of acoustic waves in piezoelectric plates // Acoust. Phys. 2007. V. 53. № 1. P. 64–69.
8. Kuznetsova I.E., Zaitsev B.D., Borodina I.A., Teplykh A.A., Shurygin V.V., Joshi S.G. Investigation of acoustic plate waves of higher order propagating in plates of lithium niobate // Ultrasonics. 2004. V. 42. № 1–9. P. 179–182.
9. Soluch W., Lysakowska M. Properties of shear horizontal acoustic plate modes in BT-cut quartz // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 2011. V. 58. № 10. P. 2239–2243.
10. Anisimkin V.I. Anisotropy of the acoustic plate modes in ST-quartz and $128^\circ\text{Y-LiNbO}_3$ // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 2014. V. 61. № 1. P. 120–132.
11. Di Pietrantonio F., Benetti M., Cannata D., Beccherelli R., Verona E. Guided Lamb wave electroacoustic devices on micromachined AlN/Al plates // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 2010. V. 57. № 5. P. 1175–1182.
12. Caliendo C., Lo Castro F. Quasi-linear polarized modes in Y-rotated piezoelectric GaPO4 plates // Crystals. 2014. V. 4. № 3. P. 228–240.
13. Chen Z., Fan L., Zhang S., Zhang H. Theoretical research on ultrasonic sensors based on high-order Lamb waves // J. Appl. Phys. 2014. V. 115. № 20.
14. Tao R., Wang W.B., Luo J.T., Hasan S.A., Torun H., Canyelles-Pericas P., Zhou J., Xuan W.P., Cooke M.D., Gibson D., Wu Q., Ng W.P., Luo J.K., Fu Y.Q. Thin film flexible/bendable acoustic wave devices: Evolution, hybridization and decoupling of multiple acoustic wave modes // Surface & Coatings Technology. 2019. V. 357. P. 587–594.
15. Wang Y.-F., Wang T.-T., Liu J.-P., Wang Y.-S., Laude V. Guiding and splitting Lamb waves in coupled-resonator elastic waveguides // Composite Structures. 2018. V. 206. P. 588–593.
16. Kuznetsova I.E., Zaitsev B.D., Joshi S.G. Temperature characteristics of acoustic waves propagating in thin piezoelectric plates // Proc. IEEE Int. Ultras. Symp. 7–10 Oct. 2001. Atlanta. USA. V. 1. P. 157–160.
17. Burkov S.I., Zolotova O.P., Sorokin B.P., Turchin P.P. Calculation of thermostable directions and the effect of external electric field on the propagation of Lamb and SH waves in a langasite-crystal plate // Acoust. Phys. 2012. V. 58. № 6. P. 650–657.
18. Zaitsev B.D., Kuznetsova I.E., Joshi S.G. New method of change in temperature coefficient delay of acoustic waves in thin piezoelectric plates // IEEE Trans. Ultrason. Ferroel. and Freq. Contr. 2006 V. 53. № 11. P. 2113–2120.

19. Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. М.: Наука, 1982. 424 с.
20. Zaitsev B.D., Kuznetsova I.E., Joshi S.G. Improved equivalent circuits for acoustic plate wave devices // Ultrasonics. 2002. V. 40. № 1–8. P. 943–947.
21. Veidta M., Liu T., Kitipornchai S. Modelling of Lamb waves in composite laminated plates excited by interdigital transducers // NDT & E International. 2002. V. 35. № 7. P. 437–447.
22. Stepinski T., Manka M., Martowicz A. Interdigital Lamb wave transducers for applications in structural health monitoring // NDT & E International. 2017. V. 86. P. 199–210.
23. Samaitis V., Mazeika L. Influence of the spatial dimensions of ultrasonic transducers on the frequency spectrum of guided waves // SENSORS. 2017. V. 17. № 8. P. 1825.
24. Zaitsev B.D., Kuznetsova I.E., Nedospasov I.A., Smirnov A.V., Semyonov A.P. New approach to detection of guided waves with negative group velocity: Modeling and experiment // J. Sound and Vib. 2019. V. 442. P. 155–166.
25. www.bostonpiezooptics.com/lithium-niobate
26. Anisimkin V.I., Voronova N.V., Puchkov Yu.V. General properties of the acoustic plate modes at different temperatures // Ultrasonics. 2015. V. 61. № 9. P. 46–49.

УДК 535.241.13:534

ШИРОКОУГОЛЬНЫЙ ПОЛЯРИЗАЦИОННО-НЕЗАВИСИМЫЙ АКУСТООПТИЧЕСКИЙ МОДУЛЯТОР ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ПАРАТЕЛЛУРИТА

© 2020 г. С. Н. Антонов*

Фрязинский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки
Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского 1, г. Фрязино, Московская обл., 141190 Россия

*e-mail: olga-ant@yandex.ru

Поступила в редакцию 15.03.2019 г.

После доработки 24.04.2019 г.

Принята к публикации 07.05.2019 г.

Экспериментально исследована высокоэффективная широкоугольная поляризационно-независимая акустооптическая дифракция лазерного излучения в модуляторе на базе парателлуриита. Подтверждены основные, опубликованные ранее теоретические положения. Показано, что акустооптический модулятор может иметь угловую апертуру $\sim 8^\circ$ в частотном диапазоне ультразвука 135–68 МГц (в зависимости от длины волны света) и 2° – 5° в диапазоне 20–30 МГц. Создан широкоугольный акустооптический модулятор неполяризованного лазерного излучения на длине волны $\lambda = 1.06$ мкм с одним выходным неполяризованным лучом с эффективностью не менее 90% для входного излучения с угловой апертурой 30 мрад.

Ключевые слова: анизотропная акустооптическая дифракция, акустооптический модулятор, поляризация света, угловой диапазон дифракции

DOI: 10.31857/S0320791919050046

ВВЕДЕНИЕ

Управление интенсивностью (модуляция) лазерного луча — развивающейся раздел техники. Акустооптические (АО) модуляторы (АОМ) находят применение в качестве модуляторов добротности лазеров (Q-Switch), синхронизаторов мод, селекторов импульсов, сдвигателей частоты и фазы лазерного излучения. АОМ обладают комбинацией важных свойств [1, 2]. Они обеспечивают управление интенсивным лазерным излучением с плотностью мощности несколько кВт/см², высокое быстродействие вплоть до десятков наносекунд, отсутствие механически перемещаемых элементов, малые вносимые световые потери не более нескольких процентов, а также небольшие габариты и вес. Задача работы связана с высокоэффективной АО дифракцией сильно расходящегося неполяризованного лазерного излучения. Практически это интересно для управления интенсивностью промышленных лазеров большой мощности, излучение которых существенно многомодовое — расходимость луча значительно превышает дифракционную ($M_2 > 1$).

В настоящее время одним из основных материалов АОМ является монокристалл парателлу-

рита (TeO₂). Кристалл обладает феноменально большой величиной АО качества M_2 (эффективностью), высокой прозрачностью и лучевой стойкостью в диапазоне длин волн света от 0.35 до 5 мкм, развитой технологией роста и изготовления больших однородных образцов (куб более 20 мм). Оптическая и акустическая анизотропия кристалла определяет важные особенности АО взаимодействия и позволяет создавать практически полезные приборы.

Решаемая проблема связана с тем, что большая величина АО качества TeO₂ реализуется только при анизотропной дифракции поляризованного света на медленной акустической моде, а эффективная дифракция сильно расходящегося света требует выполнения ряда условий.

Цель и задачи данной работы: 1) разработка методов экспериментального изучения высокоэффективной АО дифракции неполяризованного лазерного излучения большой расходимости в кристалле TeO₂; 2) получение количественных данных; 3) разработка на базе полученных результатов действующей модели широкоугольного АОМ.

Работа состоит из разделов: 1) феноменологическое описание условий широкоугольной поля-

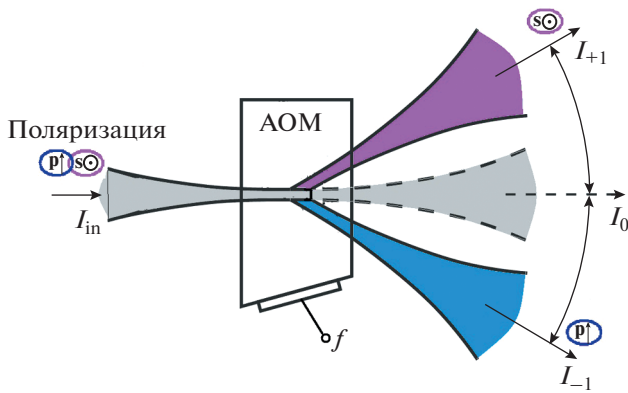


Рис. 1. Принципиальная схема дифракции неполяризованного излучения. I_{in} – входной луч, I_0 – нулевого порядка, I_{+1} и I_{-1} – дифракционные порядки. p и s – обозначение направления вектора поляризации.

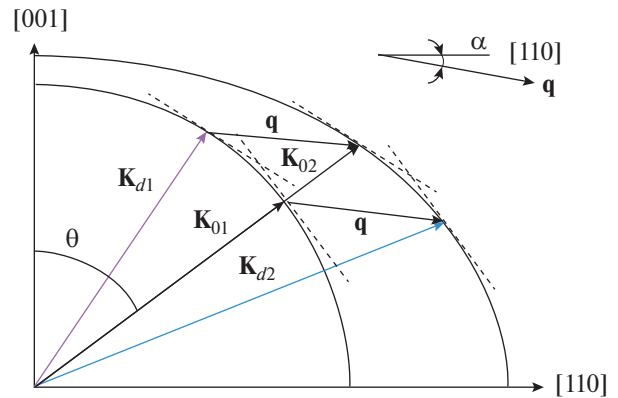


Рис. 2. Векторная диаграмма дифракции. K_{01} и K_{02} – поляризационные компоненты падающего света, K_{d1} , K_{d2} – векторы дифракционных порядков. q – вектор звука.

ризационно-независимой дифракции в TeO_2 ; 2) экспериментальные исследования и измерения параметров дифракции; 3) разработка действующей модели.

1. ШИРОКОУГОЛЬНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННО-НЕЗАВИСИМАЯ АНИЗОТРОПНАЯ ДИФРАКЦИЯ В ПАРАТЕЛЛУРИТЕ

Под широкоугольной дифракцией будем понимать эффективную дифракцию расходящегося (в угловом пространстве) оптического излучения. Теоретическое рассмотрение данного типа дифракции подробно представлено в [3–10], в данном разделе будут описаны лишь основные феноменологические принципы.

Рассмотрим ситуацию, когда на АОМ падает расходящееся неполяризованное лазерное излучение и реализуется картина, изображенная на рис. 1.

Будем искать решение, при котором входное оптическое излучение в процессе дифракции образует два – +1 и –1 – ортогонально поляризованных брэгговских дифракционных порядка, причем угловые секторы прошедшего и дифрагированных лучей не пересекаются [3–10].

Векторная диаграмма на рис. 2 представляет геометрию взаимодействия неполяризованного света в кристалле TeO_2 на одной медленной акустической моде. В кристалле возбуждена единственная акустическая мода с волновым вектором q , направленным под некоторым углом α к оси [110]. Падающий неполяризованный луч в АО кристалле расщепляется на две ортогонально поляризованные собственные оптические моды с векторами K_{01} и K_{02} . Исходя из задачи, на данной

акустической волне осуществляется брэгговский синхронизм для обеих собственных оптических мод с образованием дифракционных порядков K_{d1} и K_{d2} . При этом, как показывает анализ, касательные к оптическим индикатрисам почти параллельны, что означает, что синхронизм взаимодействия сохраняется в большом интервале углов падения света на звук Θ .

Качественно расчетные зависимости частоты точного выполнения условия синхронизма от угла падения при заданном направлении звука представлены на рис. 3. Сплошная кривая соответствует дифракции исходно обыкновенной моды, пунктирная кривая – дифракции необыкновенной моды. Кривые имеют по четыре экстремума, каждый из которых соответствует области широкоугольной дифракции – области 1–4. Именно вблизи экстремумов и находятся пересечения кривых, соответствующие поляризационно-нечувствительной дифракции на одной частоте звука. Область 1 содержит два пересечения, однако частоты дифракции при этом очень велики (от одного до нескольких гигагерц), что практически не перспективно из-за технических проблем возбуждения и большой величины затухания. Область 2, содержащая одно пересечение, также не имеет практического значения по противоположной причине – частота ультразвука невелика (единицы и доли мегагерца) и, следовательно, малы величины углов рассеяния, что не позволит использовать большую угловую апертуру падающего света.

Наиболее интересны области 3 и 4. При угле α не более 19° они содержат два экстремума и три пересечения кривых. Область 3 практически более важна, поскольку дифракция происходит при относительно небольших частотах, малых углах

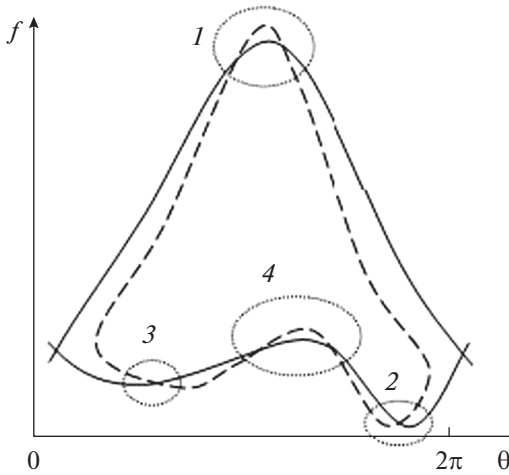


Рис. 3. Общий качественный вид зависимостей частоты f от угла падения света Θ на акустическую волну для выполнения условия брэгговской дифракции.

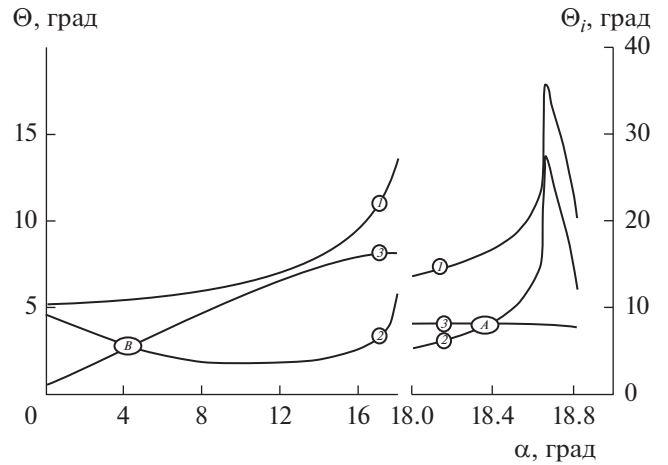


Рис. 4. Угловые апертуры дифрагированных лучей в зависимости от угла скоса α . Кривые 1 – угловая апертура поляризованного света, 2 – неполяризованного, 3 – угол рассеяния.

наклона света к оптической оси, что не требует кристаллов больших размеров и сохраняется значительная величина акустооптического качества M_2 , которая падает при уходе света от оптической оси. Реализуемая угловая апертура определяется заданной величиной максимально допустимой расстройки синхронизма ΔK . Снижению эффективности дифракции до уровня 0.9 соответствует величина расстройки: $\Delta K = 1/(d \cos \alpha)$ где d – длина пьезопреобразователя.

С учетом расстройки кривые синхронизма (зависимости частоты от угла падения света) образуют области, в пределах которых эффективность дифракции не падает ниже заданного уровня. Результаты расчетов будут приводиться для экспериментальной ситуации – длины волны света 1.06 мкм.

На рис. 4, в общем случае, показаны максимальные угловые апертуры дифракции поляризованного света (сплошная линия) и неполяризованного света (штрихпунктирная линия) как функции угла скоса звука α , пунктирной линией показан угол рассеяния.

В модуляторе неполяризованного излучения невозможно использовать апертуру большую, чем угол рассеяния, так как иначе дифракционные лучи будут накладываться на исходный луч. Из-за этого ограничения максимальная (полезная) угловая апертура дифракции неполяризованного света оказывается существенно (в два и более раза) меньше максимальной апертуры дифракции поляризованного света. Видно, что существует две точки пересечения зависимостей апертуры дифракции неполяризованного света и угла рассеяния – точки A и B . Именно в этих точ-

ках достигается максимальная угловая апертура дифракции неполяризованного света.

Из расчетов следует, что в точке A при угле скоса $18^\circ 20'$, частоте 135 МГц полная достигаемая апертура $7^\circ 52'$. В точке B при угле скоса $4^\circ 32'$, частоте 29 МГц апертура $2^\circ 46'$. На другой частоте ультразвука угловая апертура всегда будет меньше. В точке A угловая апертура существенно больше, однако при этом больше и углы между волновыми векторами света и оптической осью, а значит, меньше коэффициент АО качества M_2 .

На рис. 5 качественно показана связь частоты ультразвука и угла падения света на звук с учетом расстройки брэгговского синхронизма для точки A . Отметим, что угловой диапазон $\Delta \Theta_c$ имеет максимальную величину и может быть обозначен как сверхширокоугольной.

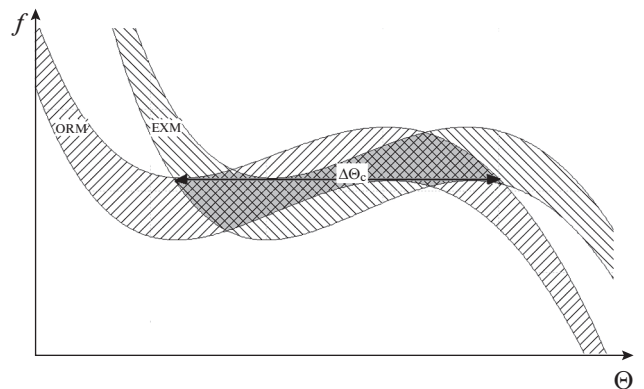


Рис. 5. Область сверхширокоугольной дифракции вблизи точки A . ORM – обыкновенная мода, EXM – необыкновенная.

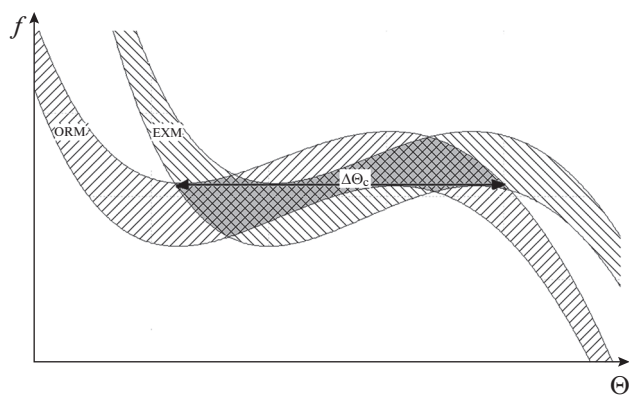


Рис. 6. Область широкоугольной дифракции вблизи точки В. ORM – обыкновенная мода, EXM – необыкновенная.

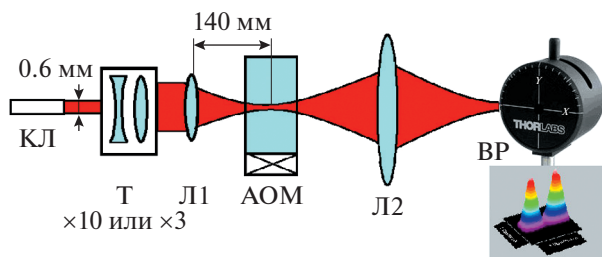


Рис. 7. Схема измерительной установки.

Рис. 6 показывает связь частоты ультразвука и угла падения света на звук с учетом расстройки брэгговского синхронизма для точки В. Видно, что вблизи минимума кривых синхронизма образуются области широкоугольной дифракции для обыкновенной моды $\Delta\Theta_o$ и необыкновенной моды $\Delta\Theta_e$, а также область дифракции неполяризованного света $\Delta\Theta_c$. Частота, на которой происходит дифракция неполяризованного света с максимальной апертурой, незначительно отличается от частоты, на которой с максимальной апертурой происходит дифракция поляризованного света. При дальнейшем увеличении угла скоса звука кривые синхронизма становятся монотонными и явления широкоугольной и неполяризованной дифракции исчезают. Отметим, что отношение максимальной апертуры к углу скоса звука, при котором она достигается, остается практически постоянным и близким к 0.5.

В точке А на рис. 4 зависимость угловой апертуры от угла скоса звука имеет очень большую производную, поэтому эта точка практически не смещается при изменении длины волны и длины пьезопреобразователя. Угол скоса в этой точке составляет 17° – 18° , апертура 7° – 8° , частота пропорциональна n/λ и для длины волны 1 мкм со-

ставляет 135 МГц, для длины волны 1.55 мкм 90 МГц, для длины волны 2 мкм – 68 МГц.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И РЕЗУЛЬТАТЫ

Эксперименты проводились в частотной окрестности точки А (рис. 5). Как следует из расчета, оптимальным для длины волны света $\lambda = 1.06$ мкм является угол скоса $4^\circ 32'$. Для измерений использовался ранее изготовленный TeO_2 . Применялся АО дефлектор с углом $\alpha = 4^\circ$. Преобразователь из LiNbO_3 имел размеры: длина 6 мм, высота 4 мм. Технология акустического согласования преобразователя и АО кристалла обеспечивала акустическую полосу 20–50 МГц [9]. Источником света являлся неполяризованный волоконный лазер с длиной волны $\lambda = 1.06$ мкм и параметром $M_2 = 1.05$.

Схема экспериментальной измерительной установки представлена на рис. 7. Обозначения элементов установки: КЛ – выходной коллиматор лазера, Т – десяти- или трехкратный телескоп, Л1 – линза, формирующая перетяжку в области АО модулятора АОМ, Л2 – вторая линза, преобразующая угловое поле в координатное на измерителе профиля оптического излучения ВР. Экспериментально была определена частота ультразвука, на которой происходит широкоугольная дифракция неполяризованного света в АОМ с углом скоса $\alpha = 4^\circ$, и ее величина составила 24.2 МГц.

Рис. 8, 9 являются электронными фотографиями результатов измерений. Здесь ось Y – мощность излучения, X – координата на матрице измерителя. При всех измерениях положение самого измерителя и коэффициент усиления не менялись.

Рис. 8 представляет результат при установленном 10-ти кратном телескопе, рис. 8а – распределение оптического луча без включения АОМ. Связь между линейными размерами на матрице измерителя и угловыми величинами на выходе АОМ получена из фундаментального дифракционного соотношения: $\Delta\gamma = \lambda\Delta f/v$, где $\Delta\gamma$ – абсолютное угловое изменение положения оптического луча, Δf – изменение частоты звука в АОМ, v – скорость звука в нем, λ – длина волны света. Полная угловая ширина света составляет 50 мрад по уровню 0.1, максимальная относительная величина сигнала равна 0.034.

На рис. 8б показано угловое распределение интенсивности света при включенном АОМ, мощность электрического управляющего сигнала на АОМ соответствует максимуму эффективности дифракции (0.7И). Угловое положение АОМ относительно падающего светового луча соответ-

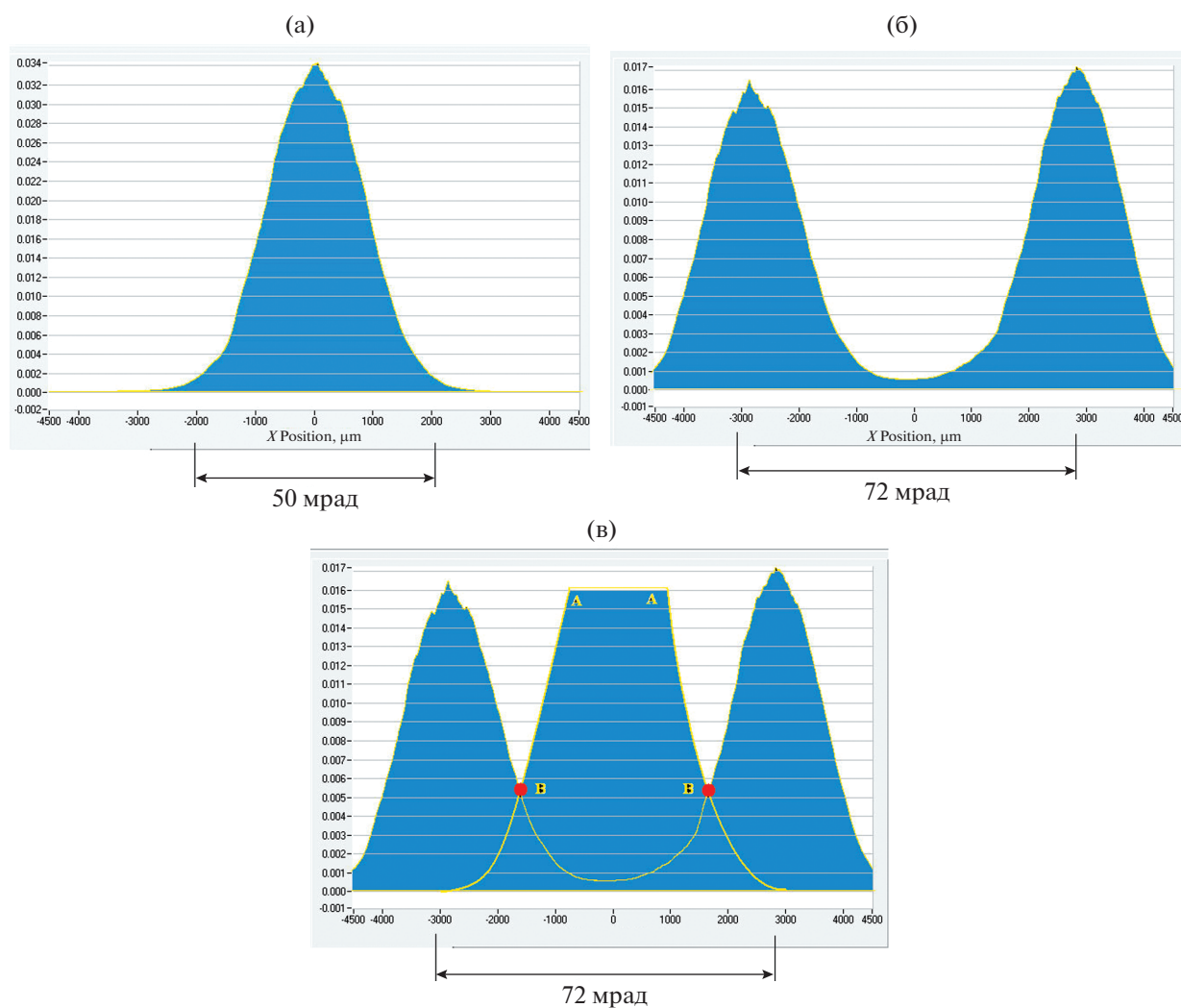


Рис. 8. (а) – Угловое распределение оптического излучения без включения АОМ. (б) – Угловое распределение оптического излучения при включении АОМ. (в) – Результат наложения зависимостей углового распределения оптического излучения при выключенном и включенном АОМ. Кривая ВААВ – часть зависимости рис. 8а.

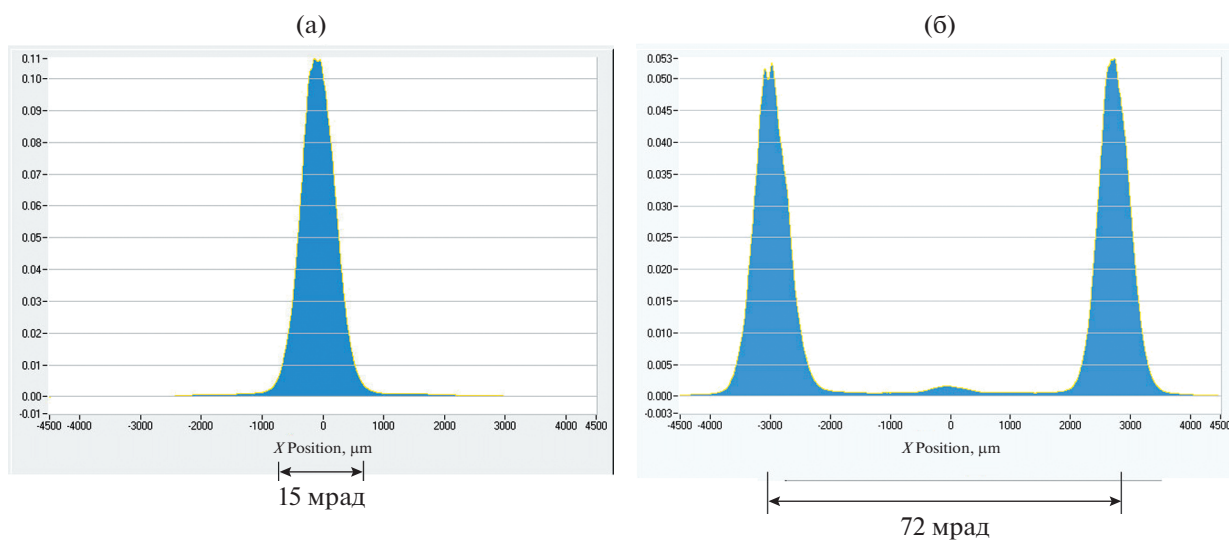


Рис. 9. (а) – Угловое распределение оптического излучения без включения АОМ. (б) – Угловое распределение оптического излучения при включении АОМ.

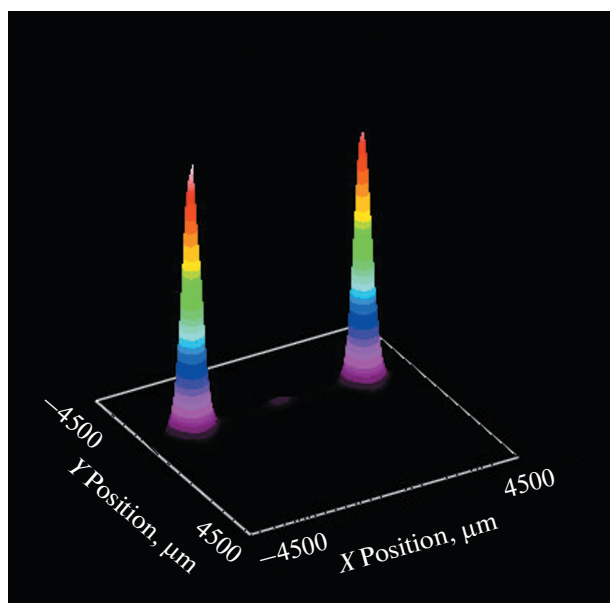


Рис. 10. 3D профиль дифракционного поля.

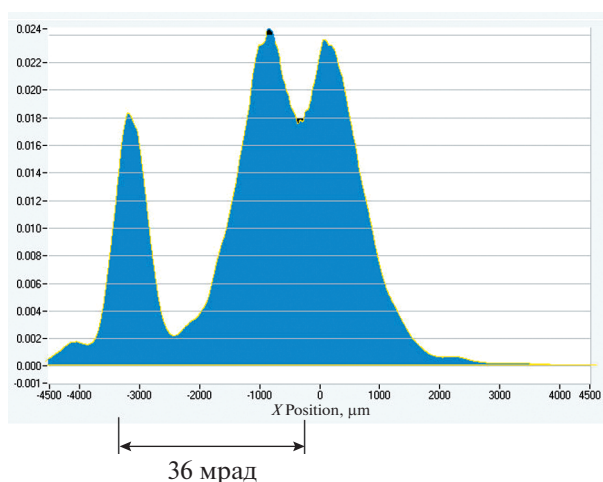


Рис. 11. Угловое распределение оптического излучения при положении АОМ, соответствующем работе АО дефлектора. Установлен десятикратный телескоп.

ствует широкоугольной АО дифракции. Видно, что исходный луч практически полностью отклонился в два дифракционных порядка (+1 и -1) с эффективностью, близкой к 100%, (суммарная величина сигнала близка к начальной, без звука, и равна 0.034). Тем самым, широкоугольность составила более 50 мрад.

Рис. 8в представляет результат компьютерного сложения зависимостей рис. 8а и рис. 8б. На рис. 8в точками В показаны пересечения кривых – равенства интенсивностей света. Из этого следует, что при выбранной расходимости падающего

света (50 мрад) величина развязки – отношение мощности в дифракционных лучах в режимах включено-выключено – не менее 30%. Измеренные данные показывают, что ограничение на максимальное значение расходимости падающего света связано только с необходимой величиной развязки.

Рис. 9а и 9б получены при установке 3-х кратного телескопа, благодаря чему расходимость света на АОМ уменьшена в 3.3 раза.

Для демонстрации того факта, что кроме двух +1 и -1 первых дифракционных порядков иные не возникают, на рис. 10 представлен 3D профиль дифракционного поля.

Для сравнения параметров широкоугольной дифракции с дифракцией в режиме АО дефлектора был установлен десятикратный телескоп и изменено угловое положение АОМ в положении, соответствующем дефлектору (уменьшен угол между нормалью к поверхности кристалла и лазерным лучом) [11–14]. На рис. 11 представлен результат. Видно, что дифракцию испытывает только одна поляризационная компонента – существует лишь один дифракционный максимум и его угловая ширина значительно уже ширины падающего света.

3. ОДНОЛУЧЕВОЙ ШИРОКОУГОЛЬНЫЙ МОДУЛЯТОР

Возможны две оптические схемы использования широкоугольного АОМ. В первой рабочим лучом является нулевой порядок дифракции, проходящий через диафрагму, а отклоненные лучи направлены в соответствующую систему поглотителя. Такая схема находит применение, когда решающим фактором является минимизация вносимых потерь. Это, например, внутриволновой модулятор добротности лазерного резонатора, модулятор высокоэнергетического излучения при обработке металлов (резка, сварка и т.п.). При этом недостаточно высокий контраст – отношение интенсивности света в режимах включено-выключено – допустим в силу того, что эффект воздействия имеет пороговое значение.

Вторая схема представлена на рис. 12, когда рабочим является единственный луч, в котором объединены +1 и -1 дифракционные порядки [15]. На выходе АОМ устанавливается поляризационная призма с параметрами, обеспечивающими объединение дифракционных лучей ортогональных поляризаций в один.

На рис. 13 приведена фотография разработанного и изготовленного АОМ с призмой. Передний план – призма, задний – АО кристалл. Электронная плата согласования и внешний корпус сняты. Поляризационная призма выполнена из

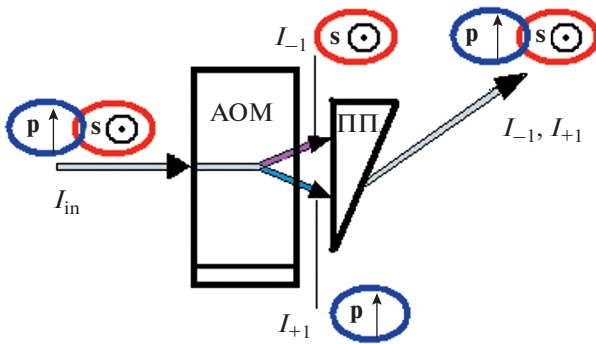


Рис. 12. Схема АОМ с одним на выходе объединенным лучом. ПП – поляризационная призма. Обозначения соответствуют рис. 1.

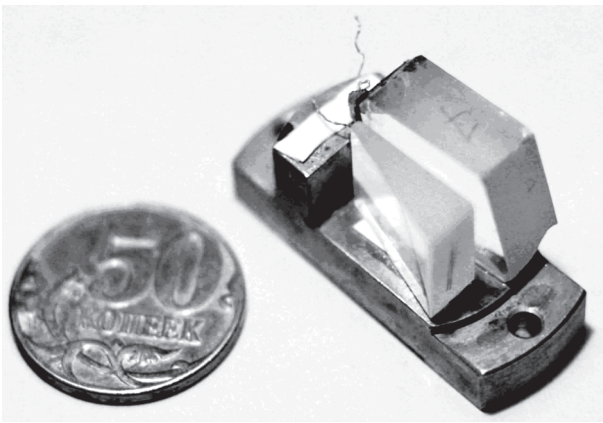


Рис. 13. Внешний вид изготовленного АОМ.

кристалла TeO_2 . Измеренная эффективность дифракции при приведенных выше параметрах света составила не менее 98%.

ВЫВОДЫ

Используя результаты работ [4–10], рассмотрены условия существования широкоугольной дифракции неполяризованного лазерного излучения на медленной акустической моде в кристалле парателлуриата. Показано существование двух максимумов угловой апертуры дифракции неполяризованного света как функции угла скоса акустической волны относительно оси [110]. Установлено, что ограничения на угловую апертуру связаны с величиной угла рассеяния – взаимным пересечением нулевого и дифракционных порядков.

Первый максимум образует область сверхширокоугольной дифракции и реализуется при углах скоса звуковой грани кристалла на угол 17° – 18° относительно нормали к поверхности при частотах ультразвука 135–68 МГц. При этом угловая

апертура падающего света составляет $\sim 8^\circ$ на воздухе, ограничивается только углом рассеяния, не зависит от длины волны света и размеров пьезопреобразователя.

Второй максимум широкоугольности имеет место при распространении исходного луча света ближе к оптической оси кристалла и реализуется при углах скоса звуковой грани 4° – 5° , угловая апертура падающего света составляет 2° – 5° на воздухе. По сравнению с первым, второй максимум реализуется на частотах ультразвука 20–30 МГц, имеет меньшую угловую апертуру, характеризуется более высоким быстродействием при большей величине акустооптического качества M_2 кристалла. Угловая апертура ограничена как углом рассеяния, так и длиной пьезопреобразователя.

Создан широкоугольный АОМ неполяризованного лазерного излучения на длине волны $\lambda = 1.06$ мкм с одним неполяризованным выходным дифракционным лучом.

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме 0030-2019-0014.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Магдич Л.Н., Молчанов В.Я.* Акустооптические устройства и их применение. М.: Советское радио, 1978. 111 с.
2. *Балакишиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е.* Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 278 с.
3. *Voloshinov V.B., Molchanov V.Ya.* Acousto-optic modulation of radiation with arbitrary polarization direction // *Optics and Laser Technology*. 1995. V. 27. № 5. P. 307–313.
4. *Волошинов В.Б., Молчанов В.Я., Бабкина Т.М.* Акустооптический фильтр неполяризованного электромагнитного излучения // *Журн. тех. физ.* 2000. Т. 70. № 9. С. 93–98.
5. *Магдич Л.Н., Юшков К.Б., Волошинов В.Б.* Широкоапертурная дифракция неполяризованного излучения в системе из двух акустооптических фильтров // *Квантовая электроника*. 2009. № 4. С. 347–352.
6. *Антонов С.Н.* Акустооптические устройства управления неполяризованным светом и модуляторы поляризации на основе кристалла парателлуриата // *Журн. тех. физ.* 2004. Т. 74. № 10. С. 84–89.
7. *Kastelik J.-C., Yushkov K.B., Dupont S., Voloshinov V.B.* Cascaded acousto-optical system for the modulation of unpolarized light // *Optics Express*. 2009. V. 17. № 15. P. 12767–12776.
8. *Yushkov K.B., Dupont S., Kastelik J.-C., Voloshinov V.B.* Polarization-independent imaging with an acousto-optic tandem system // *Optics Letters*. 2010. V. 35. № 9. P. 1416–1418.
9. *Yukhnevich T.V., Voloshinov V.B., Pritulenko I.G.* Influence of refractive indices dispersion on parameters of

- imaging AOTFs operating with non-polarized light // Acta Physica Polonica A. 2015. V. 127. № 1. P. 78–80.
10. *Волошинов В.Б., Москера Х.С.* Широкоапертурное акустооптическое взаимодействие в двулучепреломляющих кристаллах // Оптика и спектроскопия. 2006. Т. 101. № 4. С. 675–682.
 11. *Антонов С.Н.* Акустооптический дефлектор на кристалле парателлуриата с использованием широкополосного клеевого акустического контакта // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 4. С. 364–370.
 12. *Антонов С.Н.* Акустооптический дефлектор с отводом тепла от пьезопреобразователя при акустической изоляции теплоотвода // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 5. С. 588–595.
 13. *Антонов С.Н.* Акустооптический дефлектор – новый метод повышения эффективности и широкополосности // ЖТФ. 2016. Т. 86. № 10. С. 155–158.
 14. *Антонов С.Н.* Акустооптические дефлекторы на кристалле парателлуриата. Методы увеличения эффективности и расширения угла сканирования // ПТЭ. 2019. № 3. С. 89–95.
 15. *Антонов С.Н.* Акустооптический модулятор неполяризованного лазерного излучения на кристалле парателлуриата // Журн. тех. физ. 2016. Т. 86. № 1. С. 132–135.

УДК 534.286.2-14;577.475

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКА В СУСПЕНЗИИ ЧАСТИЦ С ВРАЩАТЕЛЬНОЙ СТЕПЕНЬЮ СВОБОДЫ

© 2020 г. И. Н. Диденкулов^{a, b, *}, А. А. Сагачева^{a, b}

^aИнститут прикладной физики РАН, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, ГСП-120, 603950 Россия

^bНижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, 603950 Россия

*e-mail: diniar@mail.ru

Поступила в редакцию 26.04.2019 г.

После доработки 04.07.2019 г.

Принята к публикации 09.07.2019 г.

Суспензии часто встречаются в природе и в технологических процессах. Частицы суспензии могут отличаться по плотности и сжимаемости от материнской среды и влияют на скорость и затухание звука. Считается, что суспензии частиц нейтральной плавучести, т.е. средняя плотность и сжимаемость которых не отличается от параметров окружающей жидкости, не оказывают влияния на распространение звука. Однако, в случае, если центр масс частицы смещен, т.е. не совпадает с точкой приложения силы Архимеда, такая частица в акустическом поле совершает вращательные колебания. Вращательные колебания сопровождаются вязким трением и приводят к потере энергии акустической волны. Смещение центра масс частицы может быть вызвано неравномерным распределением плотности тела или точечным довеском массы на его поверхности, который в общем случае может быть как положительным, так и отрицательным (полость). В работе анализируется распространение звука в суспензиях частиц стержнеподобной и дискообразной форм, характерных для многих сред. Получены формулы, описывающие потери энергии акустической волны в суспензии взвешенных частиц, и произведены оценки величины дополнительного затухания звуковой волны, которые показывают, что данный механизм может приводить к заметному затуханию.

Ключевые слова: акустическая волна, суспензия, стержнеподобные и дискообразные частицы, вращательные колебания, вязкие потери, затухание звука

DOI: 10.31857/S0320791919060029

ВВЕДЕНИЕ

Задача о колебаниях маленькой (по сравнению с длиной волны) частицы в жидкости под действием акустического поля известна еще со времен Рэлея [1]. Она возникает, в частности, при рассмотрении распространения акустических волн в суспензиях. Частицы суспензии оказывают влияние на распространение звука, изменяя величину скорости и приводя к затуханию акустической волны [2, 3]. Суспензии часто встречаются в природе и в технологических процессах, поэтому их диагностика с помощью акустических волн является актуальной задачей. Кроме того, подобные среды с микроструктурой, как жидкие, так и твердые, представляют значительный интерес с точки зрения создания метаматериалов, обеспечивающих оптимальное поглощение звука [4]. Обычно в задачах распространения волн в суспензиях учитываются лишь монополярные и дипольные колебания [5, 6]. Рассеяние на частице зависит от ее формы и размеров, а также от сжимаемости и плотности вещества частицы. Ес-

ли частица имеет сжимаемость, отличную от сжимаемости среды, то возникает рассеяние монополярного типа. Если частица имеет другую плотность, чем окружающая среда, то частица совершает поступательные колебания относительно частиц среды, что приводит к дипольному рассеянию. Встречаются частицы с нейтральной плавучестью, у которых средняя плотность и сжимаемость не отличаются от окружающей жидкости. Такие частицы не оказывают влияния на распространение звука. Однако, в случае, если центр масс частицы смещен, т.е. не совпадает с точкой приложения силы Архимеда, в акустическом поле на частицу действует переменный во времени с частотой звуковой волны вращающий момент сил, в результате чего частица совершает вращательные колебания. Угловые колебания частицы сопровождаются вязким трением и приводят к потере энергии акустической волны. Смещение центра масс частицы может быть вызвано неравномерным распределением плотности внутри частицы. В ряде природных, технических и биологических суспензий неравномерность плотности,

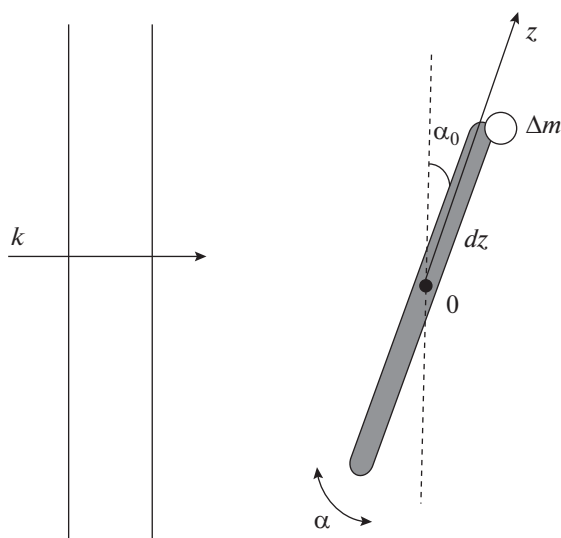


Рис. 1. Схема задачи для стержневой частицы.

в частности, может быть обусловлена наличием дополнительной структуры, которую можно моделировать точечным довеском массы на поверхности частицы. Довесок массы в общем случае может быть как положительным, так и отрицательным (полость). Ранее угловые колебания рассматривались для частиц сферической формы [7]. Целью данной работы является анализ влияния вращательных колебаний частиц на затухание звука в суспензиях, содержащих стержнеподобные и дископодобные частицы, которые встречаются в различных средах.

МОДЕЛЬ СТЕРЖНЕПОДОБНОЙ ЧАСТИЦЫ

Рассмотрим колебания стержнеподобной частицы со смещенным центром масс. Схема задачи показана на рис. 1. Частица, представляющая собой круглый стержень длины l и радиусом R , имеет на одном ее краю точечный довесок массы. При этом полагаем, что средняя плотность частицы равна плотности ρ окружающей жидкости, а величина довеска массы Δm много меньше полной массы частицы m : $|\Delta m| \ll m$, $m = \pi R^2 l \rho$. Довесок массы в общем случае может быть как положительным, так и отрицательным (полость). Считаем, что размеры частицы удовлетворяют соотношению $R \ll l \ll \lambda$, где λ – длина звуковой волны. Ось цилиндра образует угол α_0 с фронтом плоской звуковой волны – плоскостью, перпендикулярной волновому вектору.

В акустическом поле частицы жидкости совершают продольные колебания. Если средняя плотность рассматриваемой частицы равна плотности жидкости, она будет совершать такие же колебания. Удобнее анализировать воздействие акустического поля в неинерциальной системе отсчета, связанной с частицей. В этой системе отсчета на частицу действует переменная во времени инер-

циальная сила, которая из-за наличия неравномерного распределения плотности стержня (наличия довеска массы) приводит к возникновению вращающего момента силы M_{in} . Помимо момента M_{in} , вызывающего вращательные движения, на частицу действует также момент сил вязкого трения в жидкости M_{fr} .

Уравнение вращательных колебаний частицы запишется в виде:

$$J\ddot{\alpha} = M_{in} + M_{fr}, \tag{1}$$

где $\ddot{\alpha}$ – угловое ускорение, J – момент инерции частицы [8]:

$$J = ml^2/12.$$

Момент M_{in} можно выразить через продольное ускорение частиц среды в звуковой волне a , угол α_0 , величину довеска массы Δm и плечо силы, равное половине длины стержня $l/2$:

$$M_{in} = -(\Delta m)a(l/2)\cos\alpha_0. \tag{2}$$

Поскольку ускорение a и скорость u продольных движений частиц среды связаны с давлением p в бегущей акустической волне уравнением:

$$a = \partial u / \partial t = -(1/\rho)\nabla p,$$

то для гармонической плоской волны $p = p_a \times \exp(i\omega t - ikx)$ имеем:

$$M_{in} = -ikp(l/\rho)\Delta m(l/2)\cos\alpha_0, \tag{3}$$

где $k = \omega/c$ – волновое число, $\omega = 2\pi f$, f – частота, c – скорость звука, ρ – плотность жидкости.

Момент силы вязкого трения M_{fr} можно найти в предположении, что обтекание каждого малого участка цилиндра длиной dz происходит аналогично обтеканию бесконечного цилиндра потоком жидкости со скоростью $v(z) = z\dot{\alpha}$, где $\dot{\alpha} = d\alpha/dt$ – угловая скорость вращательных колебаний. При этом характер обтекания стержня вблизи оси вращения и вдали от нее может быть существенно разным, так как он зависит от отношения δ/R , где $\delta(\omega) = \sqrt{2\vartheta/\omega}$ – толщина осциллирующего пограничного слоя, $\vartheta = \eta/\rho$ – кинематическая вязкость, η – динамическая вязкость.

Поскольку скорость обтекания при вращательных колебательных движениях стержня линейно зависит от расстояния от оси вращения, основной вклад в силу сопротивления из-за вязкого трения будут давать части стержня, удаленные от оси [9]. Основываясь на этом, мы будем пренебрегать различиями в характере обтекания стержня при разных z и используем выражение для силы F_{fr} , действующей на единицу длины цилиндра при $\delta \ll R$ [3, 9]:

$$F_{fr} = -2\pi Rv(z)\sqrt{2\rho\eta\omega}$$

Теперь можно найти момент силы вязкого трения:

$$M_{\text{fr}} = -2 \int_0^{l/2} z F_{\text{fr}}(z) dz = -(\pi/6) \sqrt{2\omega\eta\rho} R l^3 \dot{\alpha}. \quad (4)$$

Тогда уравнение колебаний стержня (1) можно переписать в виде:

$$\ddot{\alpha} + 2\omega(\delta/R)\dot{\alpha} = -6i(\omega/c)(\Delta m/m)(\cos\alpha_0/\rho l) p_a e^{i\omega t}. \quad (5)$$

Второй член слева уравнения (5) записан с учетом того, что масса частицы $m = \pi R^2 l \rho$. Решая уравнение (5), найдем угловые колебания α и угловую скорость $\dot{\alpha}$ стержня:

$$\dot{\alpha} = -\frac{6 \cos\alpha_0 (\Delta m/m) (p_a/\rho c l)}{[1 - 2i(\delta/R)]} e^{i\omega t}. \quad (6)$$

Среднюю за период колебаний мощность потерь энергии W (мощность силы трения со знаком минус) можно найти по формуле:

$$W = -1/2 M_{\text{fr}}(\dot{\alpha})^*, \quad (7)$$

где звездочка обозначает комплексное сопряжение. Подставляя (4) и (6) в (7) и используя условие $(\delta/R) \ll 1$, получим

$$W = 3\pi\omega\delta R l \left(\frac{\Delta m}{m}\right)^2 \frac{p_a^2}{\rho c^2} \cos^2 \alpha_0. \quad (8)$$

Поглощающую способность неоднородностей характеризуют сечением поглощения σ , равным отношению мощности потерь энергии W к интенсивности падающей волны I :

$$\sigma = W/I,$$

где $I = |p_a|^2/(2\rho c)$ – интенсивность поля плоской волны,

$$\sigma = \frac{6\pi\omega\delta R l}{c} \left(\frac{\Delta m}{m}\right)^2 \cos^2 \alpha_0. \quad (9)$$

Значение σ существенно зависит от частоты и угла падения звуковой волны, а также от размеров и характеристик частицы.

МОДЕЛЬ ДИСКООБРАЗНОЙ ЧАСТИЦЫ

Можно построить аналогичную модель для дискообразной частицы со смещенным центром масс. Схема задачи показана на рис. 2. Частица представляет собой круглый диск толщины h и радиусом R_d , который имеет на одном краю точечный довесок массы. При этом полагаем, что средняя плотность частицы равна плотности окружающей жидкости, а величина довеска массы Δm много меньше полной массы частицы m :

$|\Delta m| \ll m$, $m = \pi R_d^2 h \rho$. Довесок массы в общем случае может быть как положительным, так и отрицательным (полость). Как и прежде, считаем, что

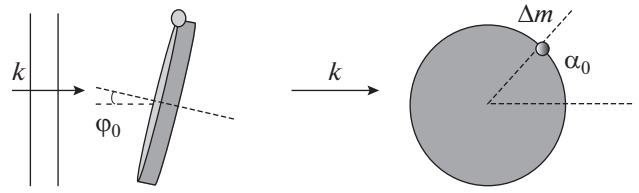


Рис. 2. Схема задачи для дискообразной частицы.

размеры частицы удовлетворяют соотношению $h \ll R_d \ll \lambda$, где λ – длина звуковой волны. Ось диска образует угол φ_0 с волновым вектором акустической волны, а положение довеска массы на диске по отношению к волновому вектору характеризуется углом α_0 , как показано на рис. 2.

Мы будем рассматривать угловые колебания этой частицы в плоскости диска, предполагая, что в перпендикулярной плоскости ее колебания незначительны. Уравнение вращательных колебаний частицы имеет вид (1), в котором M_{in} – момент сил инерции, действующий в акустическом поле на диск с массой m и моментом инерции J из-за присутствия довеска массы Δm на его поверхности, M_{fr} – момент сил вязкого трения при вращательных колебаниях диска, $\ddot{\alpha}$ – угловое ускорение.

Момент инерции J диска имеет вид [8]:

$$J = m R_d^2 / 2.$$

Момент M_{in} можно выразить через продольное ускорение частиц среды в звуковой волне a , угол α_0 , величину довеска массы Δm и плечо силы, равное радиусу частицы R_d :

$$M_{\text{in}} = -\Delta m a R_d \sin\alpha_0. \quad (10)$$

Момент M_{in} в поле гармонической плоской волны $p = p_a \exp(i\omega t - ikx)$ имеет вид:

$$M_{\text{in}} = -ik p a (1/\rho) \Delta m R_d \sin\alpha_0 \sin\varphi_0, \quad (11)$$

где $k = \omega/c$ – волновое число, $\omega = 2\pi f$, f – частота, c – скорость звука, ρ – плотность жидкости.

Полный момент сил трения, действующий на диск, равен [3]:

$$M_{\text{fr}} = -\pi \dot{\alpha} \sqrt{\rho\omega\eta} R_d^4 \cos\alpha_0. \quad (12)$$

Решая уравнение (1) для гармонических колебаний с частотой ω в приближении $(\delta/R_d) \ll 1$, получим выражение для мощности вязких потерь при вращательных колебаниях дискообразной частицы в звуковом поле:

$$W = \frac{\pi\omega\delta R_d^2}{2} \left(\frac{\Delta m}{m}\right)^2 \frac{p_a^2}{\rho c^2} \sin^2 \alpha_0 \sin^2 \varphi_0. \quad (13)$$

Действуя аналогично случаю стержнеподобной частицы, запишем выражение для сечения поглощения дискообразной частицы:

$$\sigma = \frac{\pi\omega\delta R_d^2}{c} \left(\frac{\Delta m}{m}\right)^2 \sin^2\alpha_0 \sin^2\varphi_0. \quad (14)$$

ЗАТУХАНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В СУСПЕНЗИИ

Рассмотрим дополнительное затухание звука в среде, содержащей множество частиц. Если концентрация частиц в среде n , то полная мощность потерь связана с интенсивностью поля плоской волны I и коэффициентом затухания звука ϵ соотношением:

$$Wn = \epsilon I,$$

где $I = |p_a|^2 / (2\rho c)$ – интенсивность поля плоской волны, откуда следует известное выражение

$$\epsilon = n\sigma. \quad (15)$$

Подставляя в (15) соответствующие выражения (9) и (14) и проводя усреднение по углам, полагая, что ориентации частиц в суспензии равномерно распределены по всем направлениям, получим формулы для коэффициента затухания звука ϵ_r в суспензии стержнеподобных частиц:

$$\epsilon_r = \frac{3\pi\omega\delta Rl}{c} \left(\frac{\Delta m}{m}\right)^2 n. \quad (16)$$

Аналогичная формула для суспензии дискообразных частиц имеет вид:

$$\epsilon_d = \frac{\pi\omega\delta R_d^2}{4c} \left(\frac{\Delta m}{m}\right)^2 n, \quad (17)$$

где $\delta(\omega) = \sqrt{2\vartheta/\omega}$ – толщина осциллирующего пограничного слоя.

Затухание интенсивности звука подчиняется закону:

$$I = I_0 \exp(-\epsilon x).$$

Используя формулы (16) и (17), сделаем оценку возможной величины эффекта. Прежде всего, отметим, что коэффициент затухания одинаково зависит от частоты для обеих частиц как $\omega^{1/2}$. Кроме того, нетрудно видеть, что отношение коэффициентов затухания $\epsilon_r/\epsilon_d = 12Rl/R_d^2$ и при $l \approx R_d$, $R/l \approx 0.1$, $\epsilon_r/\epsilon_d \approx 1$.

Для суспензии на основе воды ($\vartheta = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $c = 1480 \text{ м/с}$) и при следующих параметрах $l = 0.1 \text{ мм}$, $R = 0.01 \text{ мм}$, $\Delta m/m = 0.2$, $n = 10^{12} \text{ 1/м}^3$, коэффициент затухания звука, обусловленного данным механизмом, составляет 4 дБ/м на частоте $f = 1 \text{ МГц}$ и 7 дБ/м на частоте $f = 3 \text{ МГц}$. Эти оценки показывают, что данный механизм затухания может быть существенным даже для водных суспензий, и особенно для более вязких жидкостей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрен эффект затухания звука в суспензии взвешенных частиц со смещенным центром масс, которые способны совершать вращательные колебания в поле акустической волны. Предложена модель вращательно-колебательных движений стержне- и дискообразных частиц, на основе которой вычислены потери энергии за счет вязкого трения. Произведены оценки величины дополнительного затухания звуковой волны в суспензии со стержне- и дискообразными частицами, которое может быть существенным, особенно на высоких частотах.

Рассмотренный механизм угловых колебаний частиц, имеющих вращательную степень свободы, приводящий к вязким потерям энергии акустической волны, может оказаться полезным при интерпретации экспериментальных данных о распространении звука в различных суспензиях и при разработке методов их диагностики, а также при создании метаматериалов с заданными поглощающими свойствами. Кроме того, вблизи частиц, совершающих вращательные колебания, возникает соответствующее движение жидкости в пограничном слое, которое может оказывать воздействие на другие частицы или стенки сосуда, способствуя, например, очистке поверхностей.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 2019-02-00317) и в рамках госзадания 0035-2019-0009 ИПФ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Релей*. Теория звука. Т. 1, 2. М.: Гостехиздат, 1955.
2. *Исакович М.А.* Теоретические основы акустики. М.: Наука, 1973.
3. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. М.: Наука, 1988.
4. *Бобровницкий Ю.И., Томилина Т.М.* Поглощение звука и метаматериалы (Обзор) // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 5. С. 517–525.
5. *Лебедев-Степанов П.В., Рыбак С.А.* Поглощение звука раствором наночастиц // Акуст. журн. 2009. Т. 55. № 3. С. 326–330.
6. *Лебедев-Степанов П.В., Руденко О.В.* О затухании звука в жидкости, содержащей взвешенные частицы микро- и нанометровых размеров // Акуст. журн. 2009. Т. 55. № 6. С. 706–711.
7. *Диденкулов И.Н., Езерский А.Б., Селивановский Д.А.* Распространение звука в среде, содержащей частицы со смещенным центром масс // Акуст. журн. 2003. Т. 49. № 3. С. 425–426.
8. *Тарг С.М.* Краткий курс теоретической механики. М.: “Высшая школа”, 1995.
9. *Слезкин Н.А.* Динамика вязкой несжимаемой жидкости. М.: Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1955.

УДК 534.222

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕН ПРИХОДА И ЭФФЕКТИВНЫХ СКОРОСТЕЙ ПРИ ДАЛЬНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ ИМПУЛЬСНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ ВДОЛЬ КРОМКИ ШЕЛЬФА В МЕЛКОМ МОРЕ

© 2020 г. П. С. Петров^{а, *}, А. А. Голов^{а, **}, В. В. Безответных^а, А. В. Буренин^а, С. Б. Козицкий^а,
М. А. Сорокин^а, Ю. Н. Моргунов^а

^аФедеральное государственное бюджетное учреждение науки Тихоокеанский океанологический институт
им. В.И. Ильичева ДВО РАН, ул. Балтийская 43, Владивосток, 690041 Россия

*e-mail: petrov@poi.dvo.ru

**e-mail: golov_alexander@inbox.ru

Поступила в редакцию 23.08.2019 г.

После доработки 03.09.2019 г.

Принята к публикации 05.09.2019 г.

Проведен натурный эксперимент на шельфе Японского моря в осенне-летний период, целью которого было определение времен прихода и эффективных скоростей распространения импульсных акустических сигналов вдоль акустической трассы, ориентированной приблизительно вдоль кромки шельфа. В ходе дальнейшего теоретического анализа и моделирования распространения звука в данном эксперименте описана модовая структура акустического поля на трассе и сделаны общие выводы о закономерностях формирования такого поля при распространении звука на расстояния в десятки и сотни километров. На основании этих выводов разработана методика предсказания эффективных скоростей распространения импульсных сигналов на дальние расстояния в мелком море. Данная методика основана на усреднении групповых скоростей первой модальной компоненты сигнала по всей трассе. Показано, что на рассматриваемой трассе длиной около 136 км горизонтальная рефракция является одним из существенных факторов, определяющих характер дисперсии импульсных сигналов, а также дополнительную задержку по сравнению с распространением вдоль геодезических линий поверхности Земли. Сделаны выводы о необходимости учета горизонтальной рефракции в решении задач определения времен прихода на протяженных трассах, а также задач акустической дальнометрии.

Ключевые слова: акустика мелкого моря, импульсный сигнал, времена прихода, межмодовая дисперсия, групповые скорости, горизонтальная рефракция, акустическая дальнометрия

DOI: 10.31857/S0320791920010086

ВВЕДЕНИЕ

Распространение звука в мелком море на дальние дистанции (более 100 км) неизбежно сопровождается проявлениям многих физических эффектов и явлений [1–4], которые необходимо учитывать при моделировании акустических полей, оценке их уровней интенсивности и временной структуры сигналов в точках приема. К числу этих эффектов в первую очередь относятся горизонтальная и вертикальная рефракция звуковых волн [5, 6], обусловленная влиянием гидрологических условий в районе проведения исследования [7, 8], а также рельефом дна на акустической трассе и в ее окрестности [9–11]. Другой важный эффект связан с трансформацией сигнала под влиянием волноводной (межмодовой и внутримодовой) дисперсии [5, 6] и перераспределения энер-

гии сигнала между отдельными его модальными компонентами (взаимодействия мод). Комбинация всех перечисленных эффектов в совокупности с неопределенностью в значениях многих параметров волновода (в первую очередь, параметров слоев дна) делает практически невозможным точный расчет временных рядов импульсных сигналов в точках приема.

Во многих практических задачах, однако, возникает необходимость оценки импульсных характеристик таких сигналов или некоторых их интегральных характеристик [1–4, 12–14] (время прихода, соответствующее максимальной интенсивности, длительность принимаемого сигнала и т.п.). Оказывается, что некоторые из этих характеристик весьма устойчивы и почти не зависят

от мелкомасштабных вариаций параметров волнового вклада вдоль акустической трассы.

В настоящей работе рассматривается натуральный эксперимент, в ходе которого исследовалось распространение звука на трассе протяженностью около 136 км, ориентированной вдоль кромки континентального шельфа Японского моря. В ходе эксперимента были получены импульсные характеристики данного протяженного геоакустического волновода. В ходе последующей теоретической работы нам удалось получить весьма точные оценки основных параметров этой импульсной характеристики, для чего, однако, потребовалось привлечь несколько различных математических моделей. Результаты работы могут быть использованы на практике, в частности, при разработке систем акустической дальнометрии [12, 14].

Отметим, что настоящее исследование является продолжением работ [1–4, 12, 14], в которых приводятся оценки эффективных скоростей распространения импульсных широкополосных сигналов и их применение к решению задач акустической дальнометрии. В указанных работах исследования выполнялись на акустических трассах, ориентированных вдоль наклона дна и перпендикулярно кромке шельфа (в т.ч. при распространении звука с шельфа в глубокий океан). Теоретическая часть работы основана, в свою очередь, на разработанных нами ранее методах расчета трехмерных звуковых полей в мелком море [10, 15, 16].

Данная работа организована следующим образом. Первые два раздела статьи посвящены описанию эксперимента, проведенного на шельфе Японского моря, и методике оценки импульсных характеристик экспериментальной трассы. Третий раздел посвящен анализу модовой структуры акустического поля на трассе. На основании полученных представлений о модовой структуре в четвертом разделе делаются теоретические оценки эффективных скоростей и времен прихода импульсных сигналов, основанные на двумерной теории распространения звука. В пятом разделе данные оценки уточняются в рамках представлений о горизонтальной рефракции звука в мелком море путем расчета горизонтальных лучей.

1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальные исследования проводились в осенний период, характеризующийся наличием выраженного сезонного термоклина в водном слое на глубинах от 50 до 100 метров. Акустическая трасса была ориентирована приблизительно вдоль кромки шельфа Японского моря, причем глубина в точке излучения (около 35 м) была несколько меньше, чем в среднем по трассе (около 80 м). Мобильный широкополосный пьезо-

зокерамический излучатель при помощи крановой установки свешивался с борта судна, стоявшего на якоре поблизости от мыса Лихачева, и опускался на глубину 30 метров (при этом он оказывался в 5 метрах от морского дна). Раз в три минуты излучался широкополосный фазоманипулированный сигнал с несущей частотой 400 Гц на основе М-последовательности длиной 1023 символа. Более 90% энергии излучаемого сигнала приходилось на полосу частот от 300 до 500 Гц.

В конечной точке трассы, в двадцати километрах от мыса Шульца, с яхты “Светлана” производилась постановка свободно дрейфующего радиогидроакустического буя (РГБ), обеспечивавшего прием излученных сигналов. С целью фиксации положения относительно источника в момент приема сигнальной посылки РГБ был оснащен GPS-приемником. Данные GPS и акустическая информация в реальном времени передавалась по радиоканалу в пункт обработки и записи, расположенный на борту яхты “Светлана”. Временной интервал между моментами излучения и приема сигналов фиксировался с помощью системы единого времени [2, 3].

На рис. 1 представлена общая схема проведения эксперимента и отмечены местоположения точек излучения и приема сигналов. На рис. 2 показан рельеф дна на экспериментальной трассе (по данным батиметрической съемки с помощью эхолота), а также распределение скорости звука в водном слое, полученное по данным точечных измерений, выполненных с помощью STD-зонда в пяти точках трассы, разделяющих ее на четыре сегмента почти одинаковой длины (вертикальные пунктирные линии на рис. 2).

2. ИМПУЛЬСНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛНОВОДА

Гидрофон РГБ был погружен на глубину 80 метров и принимал сигналы, распространяющиеся вблизи дна. В ходе обработки вычислялась взаимнокорреляционная функция (ВКФ) сигналов, зарегистрированных приемником, и излученной модулированной М-последовательности. Получаемая в результате функция времени представляет собой экспериментальную оценку импульсной характеристики волновода (ИХВ) (при дальнейшем анализе и построении графиков используется модуль этой функции).

Из рис. 3 видно, что в течение всего эксперимента в наблюдаемых ИХВ имеется стабильный максимальный первый приход (см. рис. 4а), и лишь в редких случаях акустическая энергия принимаемого сигнала распределяется по группе из трех приходов, максимумы которых разделены временными интервалами в 10–20 миллисекунд

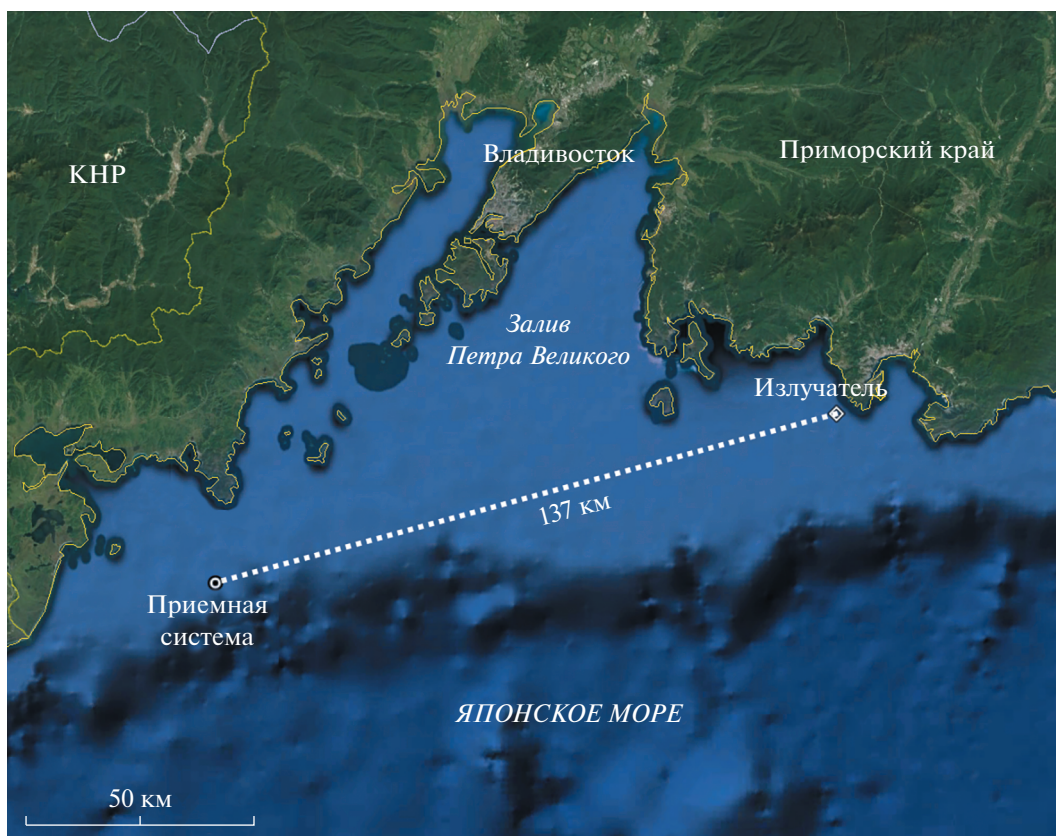


Рис. 1. Общая схема эксперимента

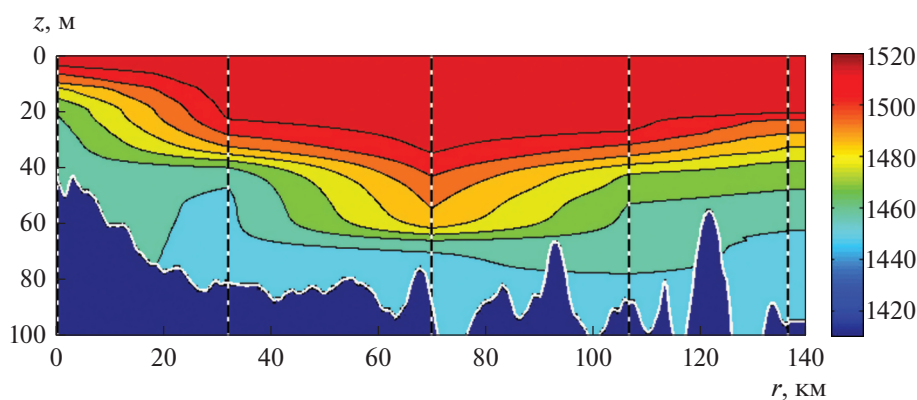


Рис. 2. Рельеф дна вдоль акустической трассы (сплошная линия), а также контурный график распределения скорости звука в водном слое, полученный путем интерполяции данных натуральных измерений, выполненных CTD-зондом в точках трассы, отмеченных вертикальными пунктирными линиями.

(рис. 4б). По этой причине в качестве экспериментальной оценки времени распространения i -ой сигнальной посылки принималась величина τ_i^{exp} , вычисляемая как разность времени излучения и времени регистрации максимального пика рассчитанной ИХВ. Используя данные GPS о положении приемника и излучателя и рассчитанные

времена распространения сигналов, можно определить эффективную скорость звука как

$$V_{\text{eff}}(i) = R_{\text{GPS}}^i / \tau_i^{\text{exp}},$$

где R_{GPS}^i — расстояния по данным GPS между источником и приемником в момент регистрации i -ой посылки. Результаты данных расчетов пред-

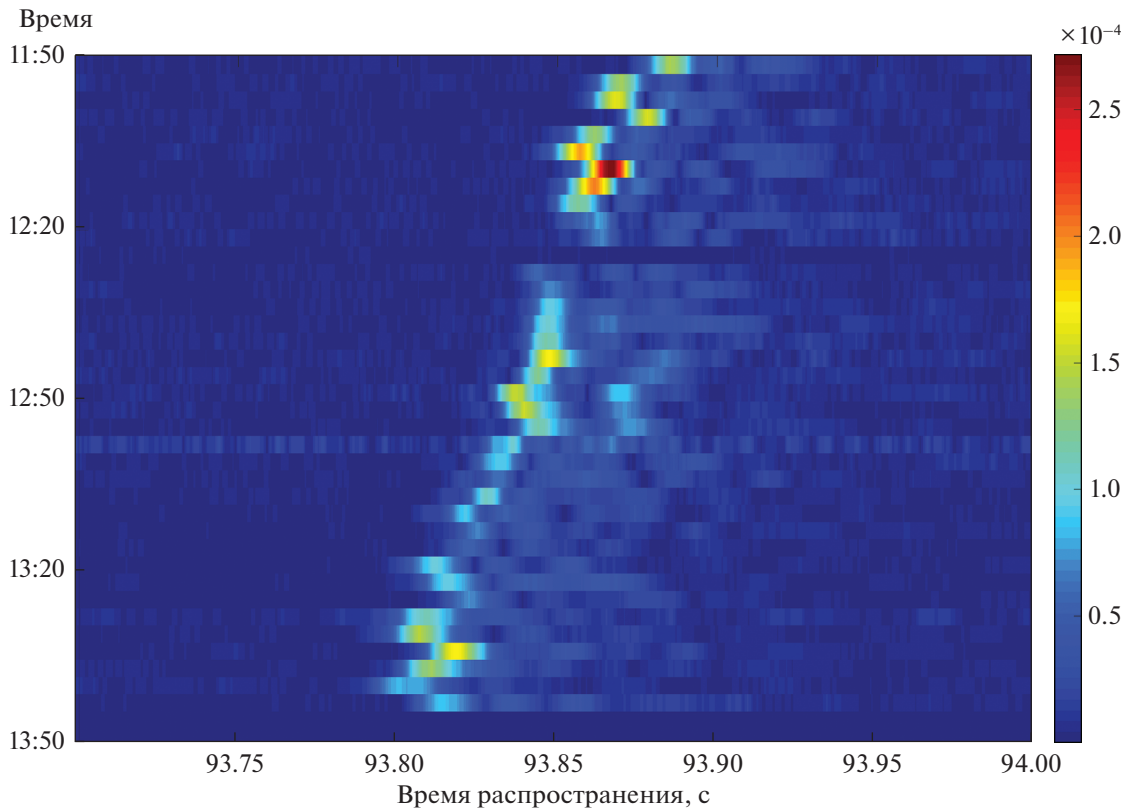


Рис. 3. Импульсные характеристики принятых сигналов.

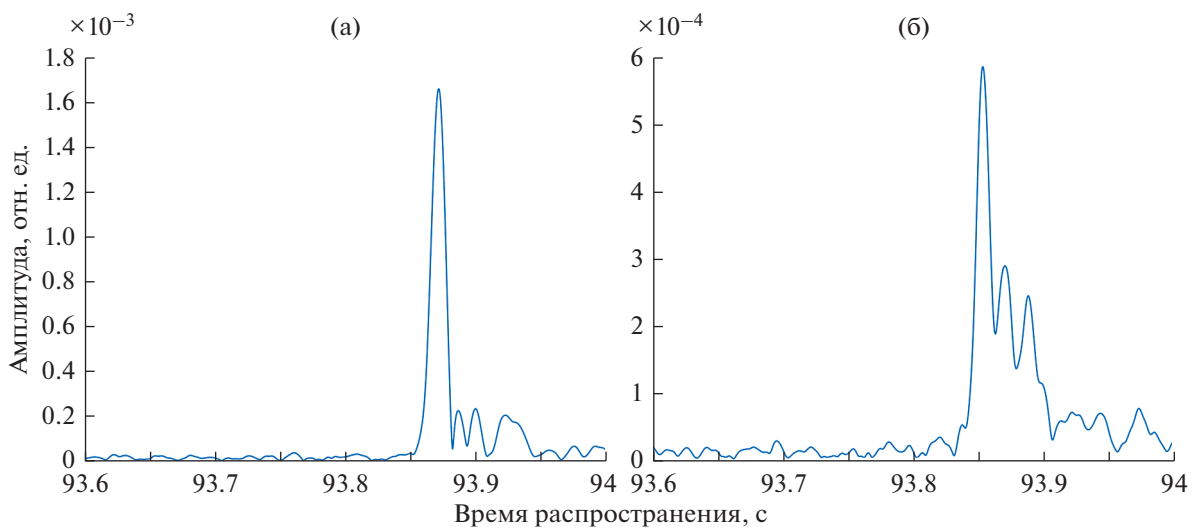


Рис. 4. Примеры импульсных откликов: (а) – для случаев с одним максимальным приходом; (б) – для случаев разделения акустической энергии на три прихода, соотносимых по уровню.

ставлены на рис. 5, из которого видно, что значение $V_{\text{эф}}$ в течение двух часов эксперимента варьируется в очень узком диапазоне значений 1455.16–1455.66 м/с (среднее значение составляет 1455.41 м/с).

Таким образом, несмотря на дрейф РГБ и флуктуации параметров волновода, неизбежно проявляющиеся за такой промежуток времени, оцениваемая в эксперименте эффективная скорость распространения сигналов вдоль рассмат-

риваемой трассы является исключительно устойчивой величиной. Отметим, что правильная теоретическая оценка этой величины является, в частности, ключевым этапом решения задач акустической дальнометрии. Способ получения этой оценки будет подробно рассмотрен в следующих разделах.

Отметим, что прогноз эффективной скорости в первом приближении мы попытались получить, исходя из накопленных в ТОИ ДВО РАН многолетних данных гидрологических измерений, собранных в информационно-справочной системе (ИСС), разработанной в нашем институте. В ИСС входят данные океанографических наблюдений, проведенных в разные годы организациями России, Японии, КНДР, Республики Корея и США. Это данные станций батометрических наблюдений (с разреженной дискретностью по вертикали, которая равна или близка к стандартным горизонтам), а также STD-наблюдения, у которых более высокое разрешение по вертикали. В результирующем океанографическом массиве присутствует информация с 23 247 станций, выполненных с 1925 по 2017 гг. на акватории Японского моря.

Необходимо отметить, что одной из задач эксперимента являлась оценка возможности прогнозирования V_{eff} на произвольных акустических трассах, проходящих вдоль кромки шельфа, на основе данных, полученных из ИСС.

Из массива данных ИСС выбирались минимальные значения скорости звука для станций, сделанных в точках, удаленных от трассы не более чем на 5 км; после этого значения линейно интерполировались вдоль трассы. В итоге было получено значение $V_{\text{eff}} = 1460.2$ м/с, существенно отличающееся от рассчитанного на основе экспериментальных данных. Это свидетельствовало о сложном характере распространения акустических колебаний (многократных переотражениях от дна и поверхности, горизонтальной рефракции и т.д.), для детального анализа которого была проведена оценка модовой структуры поля в образовавшемся волноводе.

3. МОДОВАЯ СТРУКТУРА ПОЛЯ В ВОЛНОВОДЕ

Распространение импульсного звукового сигнала в мелком море обычно сопровождается волноводной дисперсией [6]. При этом он разделяется на отдельные модальные импульсы (компоненты), которые распространяются с групповыми скоростями, соответствующими характерным для данного сигнала частотам звука [5, 6]. Если глубина моря существенно превышает характерные для сигнала длины акустических волн, то межмодовая дисперсия значительно более выражена, чем

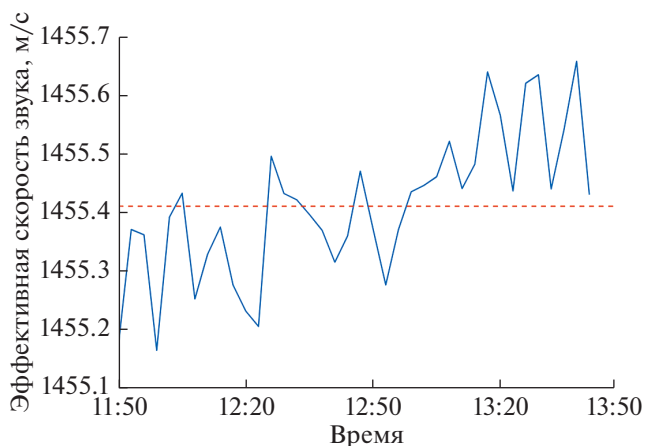


Рис. 5. Рассчитанные значения эффективной скорости для каждого измерения (сплошная линия) и среднее значение эффективной скорости на двухчасовом фрагменте (пунктирная линия).

внутримодовая (именно эта ситуация имеет место в нашем случае, см. ниже).

Для каждой моды и каждой частоты в спектре сигнала характерен некоторый (модальный) коэффициент затухания [6], который зависит от параметров волновода в данной точке трассы. Известно, что этот коэффициент быстро растет с номером моды [6]. По этой причине при распространении сигналов в мелком море на дальние расстояния следует ожидать, что в удаленных от излучателя точках трассы над уровнем шума будут выделяться лишь импульсные компоненты, соответствующие модам малых номеров.

Для иллюстрации этого утверждения мы провели расчет тональной компоненты звукового поля для центральной частоты импульсного сигнала $f_0 = 400$ Гц с помощью широкоугольного параболического уравнения модели RAM [17, 5]. В расчетах были использованы полученные в эксперименте данные о батиметрии вдоль акустической трассы и профили скорости звука, причем в промежуточных точках мы производили линейную интерполяцию по данным двух ближайших к точке гидрологических станций (см. рис. 2). Вдоль всей трассы дно предполагалось однородной средой (бесконечной глубины) с акустическими параметрами $c_b = 1700$ м/с (скорость звука), $\rho_b = 1.7$ г/см³ (плотность), $\beta_b = 0.25$ дБ/длину волны. Отметим, что хотя имеющиеся в нашем распоряжении данные о структуре дна в районе проведения эксперимента не отличаются высокой детализацией, варьирование указанных параметров практически не сказывается на качественных и количественных результатах, полученных в этом и следующих разделах работы (ввиду того, что мы имеем дело, главным образом, с модами малых номеров и

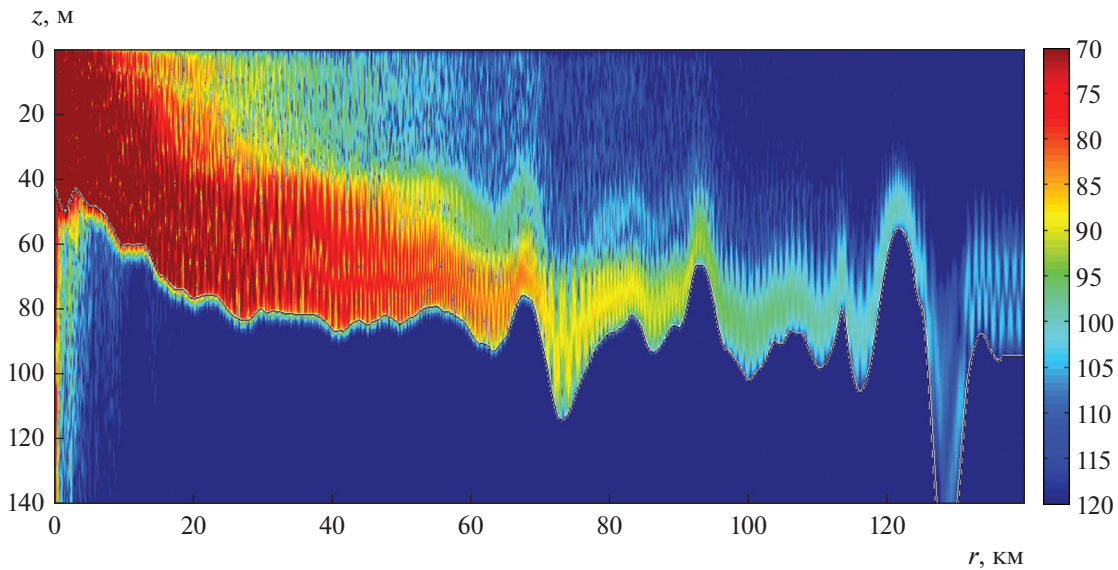


Рис. 6. Звуковое поле (в дБ относительно 1 м), рассчитанное для экспериментальной трассы с помощью метода широкоугольного параболического уравнения для частоты $f_0 = 400$ Гц. Для дистанций более 40 км поле имеет характерную 1–2 модовую структуру.

частотами, для которых влияние параметров дна при данных глубинах весьма незначительно).

Результаты расчета поля $\hat{P} = \hat{P}(f, r, z)$ (где r – удаление от источника, z – глубина, f – частота звука) представлены на рис. 6 в виде контурного графика, на котором хорошо прослеживается одно- или двухмодовая интерференционная картина звукового поля на дистанциях $r > 60$ км.

Для количественной оценки вклада различных модальных компонент в формирование звукового поля данной тональной компоненты на различных удалениях от источника было выполнено разложение вычисленного звукового поля $\hat{P} = \hat{P}(f, r, z)$ по акустическим модам [5, 6], рассчитанным для различных поперечных сечений рассматриваемой трассы с помощью разработанной в ТОИ ДВО РАН программы `ac_modes`. Известно [5, 6], что звуковое поле $\hat{P}(f, r, z)$ в любом поперечном сечении волновода (т.е. при некотором заданном r) допускает разложение

$$\hat{P}(f, r, z) = \sum A_j(r) \phi_j(r, z) \quad (1)$$

по собственным функциям $\phi_j(r, z)$ акустической спектральной задачи вида

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \phi - k^2 \phi \right) = 0, \\ \phi(0) = 0, \quad \phi(H) = 0, \\ \phi|_{z=h+0} = \phi|_{z=h-0}, \\ \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) \Big|_{z=h+0} = \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) \Big|_{z=h-0}, \end{cases} \quad (2)$$

где $k_j^2 = k_j^2(r)$ – соответствующее собственное значение. Здесь $\omega = 2\pi f$ – циклическая частота звука, $c = c(r, z)$ – скорость звука, $\rho = \rho(r, z)$ – плотность. В задаче (2) второе и третье уравнения – граничные условия на поверхности океана $z = 0$ и на нижней границе расчетной области $z = H$ соответственно (мы считаем, что H достаточно велико, так что можно пренебречь волнами, отраженными от этой границы). Четвертое и пятое уравнения в (2) выражают условия непрерывности давления и колебательной скорости на границе раздела вода-дно $z = h(r)$ (в волноводе сравнения для данного поперечного сечения реального волновода), при этом $z = h \pm 0$ – точки, находящиеся в дне и воде соответственно в непосредственной близости от границы раздела. Величины $k_j = k_j(r, \omega)$ называются горизонтальными волновыми числами мод. Зависящие от дистанции коэффициенты $A_j(r)$ в разложении (1) называются модовыми амплитудами. Эти коэффициенты могут быть рассчитаны по формуле

$$A_j(r) = \int_0^H \frac{\hat{P}(f, r, z) \phi_j(r, z)}{\rho(z)} dz \quad (3)$$

в силу того факта [5], что модовые функции $\phi_j(r, z)$ образуют полную ортонормированную систему относительно скалярного произведения

$$\langle f, g \rangle = \int_0^H \frac{f(z)g(z)}{\rho(z)} dz,$$

ассоциированного со спектральной задачей (2).

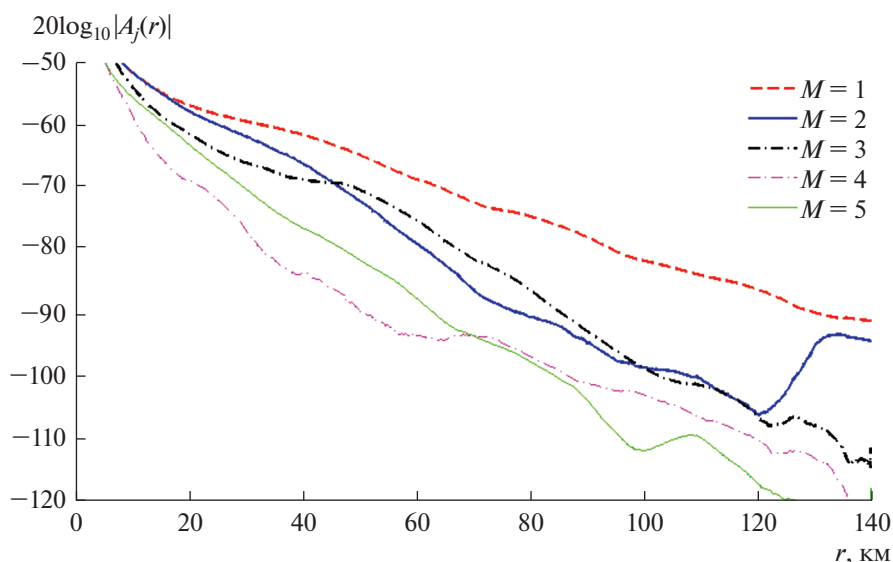


Рис. 7. Модальные амплитуды для разложения звукового поля, представленного на рис. 6, для первых пяти мод (частота $f_0 = 400$ Гц). Видно, что уже на середине трассы интенсивность первой модовой компоненты сигнала превышает интенсивность всех остальных на 10 дБ и более.

Результаты расчета модовых амплитуд по формуле (3) для первых пяти мод (для звукового поля, представленного на рис. 6) показаны на рис. 7 (на графиках амплитуды представлены в логарифмических единицах, подобных децибелам). Рис. 7 показывает, что на расстояниях более 40 км от источника в интерференционной структуре поля доминирует первая мода. Превышение над уровнем второй моды достигает 10 дБ на удалении 60 км и 20 дБ на удалении 120 км. Вклад третьей и более высоких мод исчезающе мал. Интересно отметить, что на отрезке трассы от 120 до 130 км от источника некоторая часть энергии первой моды перекачивается во вторую. По-видимому, это связано с сильным взаимодействием этих мод [5, 6], обусловленным резким убыванием глубины в этой части трассы. При дальнейшем распространении, в связи с наличием потерь, уровень второй модальной компоненты вновь станет пренебрежимо мал по сравнению с уровнем первой.

4. РАСЧЕТ ГРУППОВЫХ СКОРОСТЕЙ МОД И ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ВРЕМЕН ПРИХОДА

Напомним, что для j -ой модальной компоненты звукового поля $A_j(r)\phi_j(r, z)$ (в разложении (1)) распространение акустической энергии в горизонтальном направлении в данной точке трассы r происходит с групповой скоростью данной моды в данном поперечном сечении, которая может быть вычислена по формуле [5, 6]

$$v_j^g(f) = \frac{d\omega}{dk_j}. \quad (4)$$

Если известны модовые функции $\phi_j(r, z)$ и волновые числа $k_j = k_j(r)$, то групповую скорость $v_j^g(r)$ в данном сечении волновода можно рассчитать, используя соотношение [5]

$$\frac{1}{v_j^g(r)} = \frac{\omega}{k_j} \int_0^H \frac{(\phi_j(z))^2}{\rho(z)c^2(z)} dz. \quad (5)$$

Дистанция от источника до приемника вдоль геодезической R_{GPS} и время распространения j -ой модальной компоненты сигнала вдоль трассы t_j (в рамках двумерной теории распространения звука) связаны следующим интегральным соотношением

$$t_j = \int_0^{R_{GPS}} \frac{dr}{v_j^g(r)}. \quad (6)$$

Формула (6) является точной, если пренебречь горизонтальной рефракцией звука в океане. Тем не менее, она неудобна для практических вычислений, в т.ч., например, для решения задач акустической дальнометрии, т.к. величина R_{GPS} , которую в этом случае требуется оценить, находится в верхнем пределе интеграла. Поэтому мы вводим величину

$$v_{\text{eff}}(j, f) = \frac{R_{GPS}}{t_j}, \quad (7)$$

которую будем называть эффективной скоростью распространения j -ой модальной компоненты вдоль данной трассы. Если трасса состоит из n сегментов, каждый из которых составляет часть ε_i от ее длины (так что $\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \dots + \varepsilon_n = 1$), причем

Таблица 1. Эффективные скорости распространения сигналов $v_{\text{eff}}(j, f)$ (в м/с), вычисленные по формулам (8), (9) для $f = 300, 400, 500$ Гц и $j = 1, 2, 3$, а также наблюдаемые в эксперименте. При расчете используется разбиение трассы на 4 сегмента точками гидрологических измерений

$f, \text{Гц}$	j		
	1	2	3
300	1455.9	1453.0	1453.7
400	1456.1	1454.1	1451.8
500	1456.1	1454.8	1452.6
Эксперимент		1455.4	

на i -ом сегменте эффективная скорость равна v_{eff}^i , то эффективная скорость на всей трассе может быть найдена по формуле:

$$v_{\text{eff}} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{\varepsilon_i}{v_{\text{eff}}^i}}. \quad (8)$$

Предположим теперь, что в начальной $r = r_i^{(1)}$ и конечной $r = r_i^{(2)}$ точках некоторого сегмента трассы известны профили скорости звука в воде и найдены групповые скорости j -ой моды $v_j^g(r_i^{(1)})$ и $v_j^g(r_i^{(2)})$ соответственно. Предполагая, что изменение групповой скорости данной моды внутри сегмента можно считать линейным, вычислим интеграл (6) в пределах от r_i^1 до r_i^2 . Тогда получим следующее значение эффективной скорости (для j -ой моды) на данном интервале:

$$v_{\text{eff}}^i(j, f) = \frac{v_j^g(r_i^{(2)}) - v_j^g(r_i^{(1)})}{\ln \left(\frac{v_j^g(r_i^{(2)})}{v_j^g(r_i^{(1)})} \right)}. \quad (9)$$

Подчеркнем еще раз, что эффективная скорость зависит от модальной компоненты сигнала (номера моды j), а также от частоты звука f . Последняя зависимость, однако, может быть весьма слабой, если толщина водного слоя намного больше длины волны.

Комбинируя формулы (8) и (9), легко вычислить эффективную скорость звука для протяженной трассы, на которой имеется несколько гидрологических станций (включая начальную и конечную точки), разбивающих ее на сегменты. Из общих соображений, подтвержденных результатами расчетов, представленными на рис. 6 и 7, при дальнейшем распространении в мелком море следует ожидать, что в точке приема будет фиксироваться только модальный импульс, соответствующий $j = 1$ (во всяком случае, его интенсивность будет существенно выше, чем у прочих модальных компонент сигнала). В табл. 1 представлены

результаты расчета эффективных скоростей для частот $f = 300, 400, 500$ Гц и номеров мод $j = 1, 2, 3$ по формулам (8) и (9), а также эффективные скорости, рассчитанные по данным натурного эксперимента. Из табл. 1 видно, что групповые скорости каждой моды в отдельности слабо зависят от частоты (в гораздо большей степени они зависят от номера моды). Видно также, что именно групповые скорости первой моды в наибольшей степени соответствуют эффективной скорости распространения сигнала в эксперименте.

Среднее время прихода сигнала в эксперименте, определяемое по максимуму импульсной характеристики, получаемой в ходе корреляционной обработки, составило $\tau^{\text{exp}} = 93.8841$ с. Теоретическая оценка этой величины для отдельных модальных компонент может быть получена по формуле $\tau^{\text{th}}(j, f) = \frac{R_{\text{GPS}}}{v_{\text{eff}}(j, f)}$. Ошибку при этом можно

оценить, вычисляя $\Delta\tau(j, f) = \tau^{\text{th}}(j, f) - \tau^{\text{exp}}$. Величины этой задержки для различных мод на частотах $f = 300, 400, 500$ Гц представлены в табл. 2 (значения даны в миллисекундах). Отрицательные значения задержки в первом столбце таблицы указывают на тот факт, что теоретическая оценка времени распространения первой моды меньше времени распространения, наблюдаемого в эксперименте. Из табл. 2 видно, что идентифицируемые по импульсным характеристикам приходы действительно хорошо согласуются с временами распространения, рассчитанными по групповым скоростям первой моды волновода мелкого моря (которые мы считаем линейно изменяющимися между точками гидрологических измерений).

Для многих практических задач описанный выше метод оценки эффективных скоростей является в достаточной степени точным. Для некоторых акваторий, имеющих особое значение в таких задачах, целесообразно составлять сезонные карты значений групповых скоростей первой моды (по-видимому, эта величина имеет относительно низкую пространственно-временную изменчивость “в среднем”, см. оценку ниже). Ниже, однако, будет предложен ряд уточнений к опи-

Таблица 2. Ошибки теоретических оценок времен распространения сигнала $\Delta\tau(j, f) = \tau^{\text{th}}(j, f) - \tau^{\text{exp}}$ (в миллисекундах) (по сравнению с данными эксперимента). В расчетах использовались теоретические оценки групповых скоростей из табл. 1

f , Гц	j		
	1	2	3
300	-29.4	158.1	108.5
400	-41.3	88.3	233.3
500	-46.7	37.4	185.4

Таблица 3. Эффективные скорости распространения сигналов $v_{\text{eff}}(j, f)$ (в м/с), вычисленные по формулам (8), (9) для $f = 300, 400, 500$ Гц и $j = 1, 2, 3$, а также наблюдаемые в эксперименте. При расчете используется равномерное разбиение трассы на сегменты длиной 500 м. В отличие от эффективных скоростей, приведенных в табл. 1, данные в этой таблице учитывают вариации глубины между точками гидрологических измерений

f , Гц	j		
	1	2	3
300	1456.1	1456.2	1456.7
400	1456.2	1455.6	1456.6
500	1456.2	1455.5	1456.2
Эксперимент		1455.4	

санной методике, которые позволят уменьшить невязки теоретических и экспериментальных оценок эффективных скоростей и времен распространения.

Хотя выполненная ранее оценка эффективной скорости по формулам (8) и (9) полностью учитывает всю имеющуюся информацию о гидрологических условиях на акустической трассе, в ней не учитываются неоднородности батиметрии между каждой парой гидрологических станций. Эти неоднородности можно учесть, если разбить трассу на существенно большее количество сегментов, имеющих равную длину (например, 0.5 км). В этом случае будут использованы уточненные зависимости $v_j^g(r)$, и формула (8) станет фактически эквивалентна интегральному соотношению (6).

На рис. 8 представлены зависимости $v_j^g(r)$ для первых трех мод, рассчитанные с шагом 500 м вдоль всей трассы (для частоты $f_0 = 400$ Гц). Из рисунка видно, что колебания групповых скоростей повторяют вариации батиметрии (это явление заслуживает дополнительного исследования, которое будет выполнено нами в дальнейших работах). При этом, однако, значение групповой скорости первой моды почти постоянно (и равно приблизительно 1455 м/с) в широком диапазоне значений r , и лишь две подводные горы на расстояниях около 90 и 120 км от источника вызывают узкие пики этой величины.

Устойчивость групповой скорости первой моды к малым вариациям батиметрии является важным для дальнейшего фактом. Выполним теперь расчет эффективных скоростей распространения модальных компонент импульсов, используя описанное выше разбиение трассы на мелкие сегменты. Результаты такого расчета представлены в табл. 3, а соответствующие теоретические оценки времен прихода модальных компонент показаны в табл. 4. Видно, что значения в первом столбце табл. 3 почти не отличаются от соответствующих значений в табл. 1. Таким образом, еще раз подтверждается слабая зависимость эффективных скоростей первой модальной компоненты от разбиения трассы на сегменты, ведь в первом случае их было 4, а во втором около 280. В то же время эффективные скорости распространения второй и третьей модальных компонент сигнала сильно зависят от выбора разбиения (причины этого ясны из рис. 8).

Отметим также, что отрицательные значения всех уточненных задержек в табл. 4 показывают, что, очевидно, имеется некоторый до сих пор неучтенный нами эффект, приводящий к тому, что теоретические скорости распространения модальных компонент импульсного сигнала оказываются несколько больше, чем наблюдаемые в эксперименте. Тем не менее, для многих практических задач оценки времен (или дальностей), получаемые по эффективной скорости первой модальной компоненты, очевидно, являются достаточно точными (так, ошибка в определении

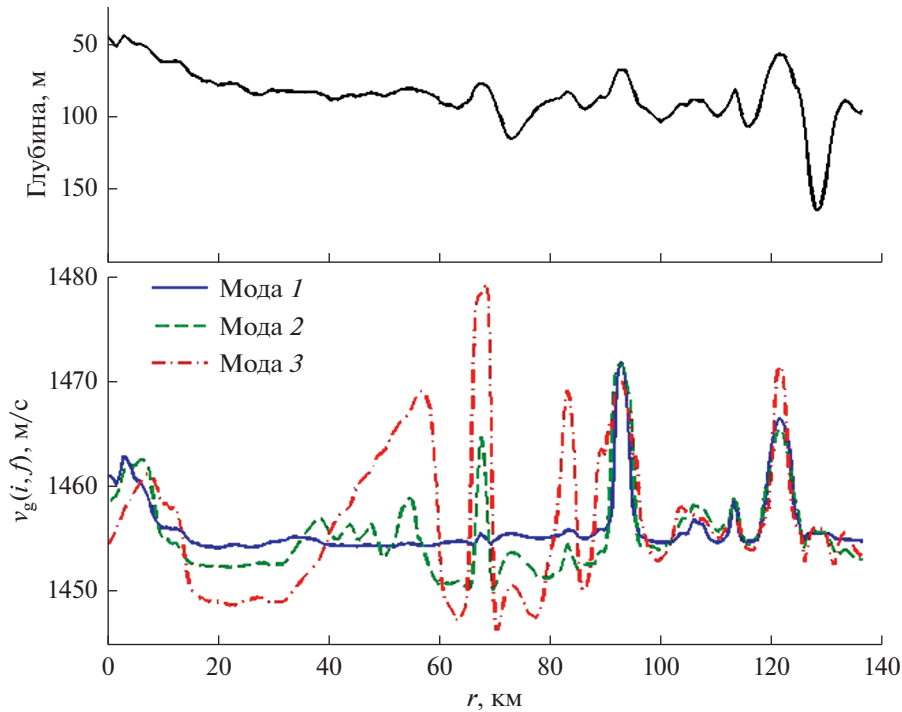


Рис. 8. Значения групповых скоростей $v_g^j(r)$ на различных участках трассы для мод с номерами $j = 1, 2, 3$ на частоте $f_0 = 400$ Гц и рельеф дна вдоль акустической трассы. Видно, что изменения групповых скоростей в значительной мере коррелируют с вариациями глубины, однако для первой моды ($j = 1$) эти вариации наименее выражены.

дистанции в данном случае составила бы не более 75 м при длине трассы в 136 км).

5. УЧЕТ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ РЕФРАКЦИИ ЗВУКА: ДЛИНЫ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ЛУЧЕЙ

Как было отмечено в предыдущем разделе, отрицательность всех значений относительных задержек в табл. 4 указывает на то, что в эксперименте обнаруживается некоторое явление, ввиду которого модальные компоненты импульсного сигнала движутся со сниженной скоростью (относительно наших теоретических оценок) либо проходят расстояния, превышающие длину геодезической линии, соединяющей источник и

приемник. Учитывая тот факт, что экспериментальная трасса ориентирована вдоль кромки шельфа и почти ортогонально градиенту глубины, в данном случае естественно ожидать проявление горизонтальной рефракции звука [5–11], т.е. искривления лучевых траекторий в горизонтальной плоскости под влиянием неоднородностей батиметрии.

Известно, в частности, что в случае распространения звука поперек наклона дна в идеальном клине проекции лучей на горизонтальную плоскость имеют форму гипербол [10], которые имеют большую длину, чем прямая (точнее, геодезическая) линия, соединяющая источник и приемник. Таким образом, можно ожидать, что в

Таблица 4. Ошибки теоретических оценок времен распространения сигнала $\Delta\tau(j, f) = \tau^{th}(j, f) - \tau^{exp}$ (в миллисекундах) (по сравнению с данными эксперимента). В расчетах использовались теоретические оценки групповых скоростей из табл. 3. Таким образом, здесь представлены уточненные значения по сравнению с приведенными в табл. 2 (однако, как и в табл. 2, здесь не учтена горизонтальная рефракция звука)

$f, \text{ Гц}$	j		
	1	2	3
300	-45.5	-51.0	-80.0
400	-47.1	-10.6	-78.9
500	-49.6	-3.7	-52.2

нашем случае модальные компоненты сигнала проходят большие дистанции, чем расстояние от источника до приемника R_{GPS} , рассчитываемое как длина геодезической (по данным GPS).

Хотя в нашем случае волновод является существенно более сложным (в связи с неоднородным полем скорости звука и вариациями батиметрии вдоль трассы), соответствующие модам горизонтальные лучи, как будет показано ниже, все еще схожи с гиперболами. Теория горизонтальных лучей, соответствующих вертикальным модам, берет свое начало из работы [18] (см. также [5, 6]). В этом разделе мы кратко излагаем основные ее положения для удобства читателя.

При распространении звука в трехмерном волноводе мелкого моря звуковое поле каждой тональной компоненты сигнала может быть представлено в виде разложения (1), где модовые амплитуды A_j зависят уже от двух горизонтальных координат x, y , $A_j = A_j(x, y)$, и удовлетворяют (в адиабатическом приближении) двумерному уравнению Гельмгольца вида

$$\frac{\partial^2 A_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_j}{\partial y^2} + k_j^2 A_j = 0. \quad (10)$$

Равенство (10) называют иногда уравнением горизонтальной рефракции [5]. Поскольку волновое число $k_j = k_j(x, y)$ является медленно меняющейся функцией x, y , решение (10) удобно искать методом параболического уравнения или с помощью лучевой теории, т.е. в виде $A_j \approx \bar{A}_j \exp(i\theta(x, y)/\epsilon)$, где ϵ есть малый параметр, а функция $\theta(x, y)$ называется эйконалом и может быть найдена из уравнения Гамильтона–Якоби вида

$$\left(\frac{\partial\theta}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial\theta}{\partial y}\right)^2 = k_j^2.$$

Вводя обозначения $P = \frac{\partial\theta}{\partial x}$, $Q = \frac{\partial\theta}{\partial y}$, можно записать связанную с этим уравнением систему Гамильтона

$$x_s = \frac{P}{k_j}, \quad y_s = \frac{Q}{k_j}, \quad P_s = \frac{\partial k_j}{\partial x}, \quad Q_s = \frac{\partial k_j}{\partial y}, \quad (11)$$

из которой и определяются траектории горизонтальных лучей, соответствующих вертикальной моде с номером j (нижний индекс s означает производную по параметру луча). Так как выполняется соотношение $(x_s)^2 + (y_s)^2 = 1$, то s – это натуральный параметр луча.

Если известны функции $k_j = k_j(x, y)$ (которые могут быть вычислены путем решения спектральной задачи), то горизонтальные лучи можно найти, численно решая систему (11), например,

методом Рунге–Кутты. При этом в качестве начального условия используется $x(0) = 0$, $y(0) = 0$, $P(0) = k_j \cos \alpha$, $Q(0) = k_j \sin \alpha$, где α – начальный угол скольжения луча относительно оси x . Поскольку нас интересует не расчет акустического поля, а установление траектории распространения звука от источника к приемнику в горизонтальной плоскости, то необходимо решить задачу стрельбы, т.е. выбора значения α таким образом, чтобы вышедший из источника луч попал в точку приема (такой луч называется собственным).

Результат решения этой задачи представлен на рис. 9, где сплошными линиями показаны горизонтальные лучи для первой вертикальной моды ($j = 1$), пунктирными линиями – лучи для $j = 2$ и штрих-пунктирной линией – лучи для $j = 3$, при этом собственные лучи изображены жирными линиями (расчеты проведены для частоты $f_0 = 400$ Гц). После нахождения этих лучей были также рассчитаны их длины, которые превышают расстояние от источника до приемника по геодезической на $\Delta R_1 = 106$ м, $\Delta R_2 = 365$ м и $\Delta R_3 = 444$ м для первой, второй и третьей мод соответственно (эти значения соответствуют частоте 400 Гц, значения для частот 300 и 500 Гц приведены в табл. 5). Важно отметить, что моды меньших номеров всегда в меньшей степени подвержены влиянию горизонтальной рефракции, что и подтверждают наши расчеты. Даже для трассы протяженностью 136 км поправка за счет горизонтальной рефракции составляет всего около 100 м для первой моды, по модальной компоненте которой и идентифицируется приход импульсного сигнала в эксперименте. Другой особенностью горизонтальных лучей является то, что (в соответствии с (11)) их траектории зависят от частоты звука [6]. По этой причине горизонтальная рефракция является дополнительным физическим механизмом, ответственным за дисперсию импульсных сигналов в мелком море. Действительно, хотя групповые скорости одной и той же моды на частотах в полосе от 300 до 500 Гц почти не отличаются, дополнительные расстояния $\Delta R_j = \Delta R_j(f)$, проходимые лучами (по сравнению с геодезической), сильно зависят от частоты (см. табл. 5).

Учитывая теперь удлинения лучевых траекторий и рассчитывая теоретические времена прихода по формуле

$$\tau^{\text{th}}(j, f) = \frac{R_{GPS} + \Delta R_j(f)}{v_{\text{eff}}(j, f)}. \quad (12)$$

(т.е. используя длины собственных горизонтальных лучей вместо длины геодезической, соединяющей источник и приемник), мы получим значения задержек $\Delta\tau(j, f)$, представленные в табл. 6. Видно, что дисперсия, вызванная горизонтальной рефракцией, в нашем случае приводит к то-

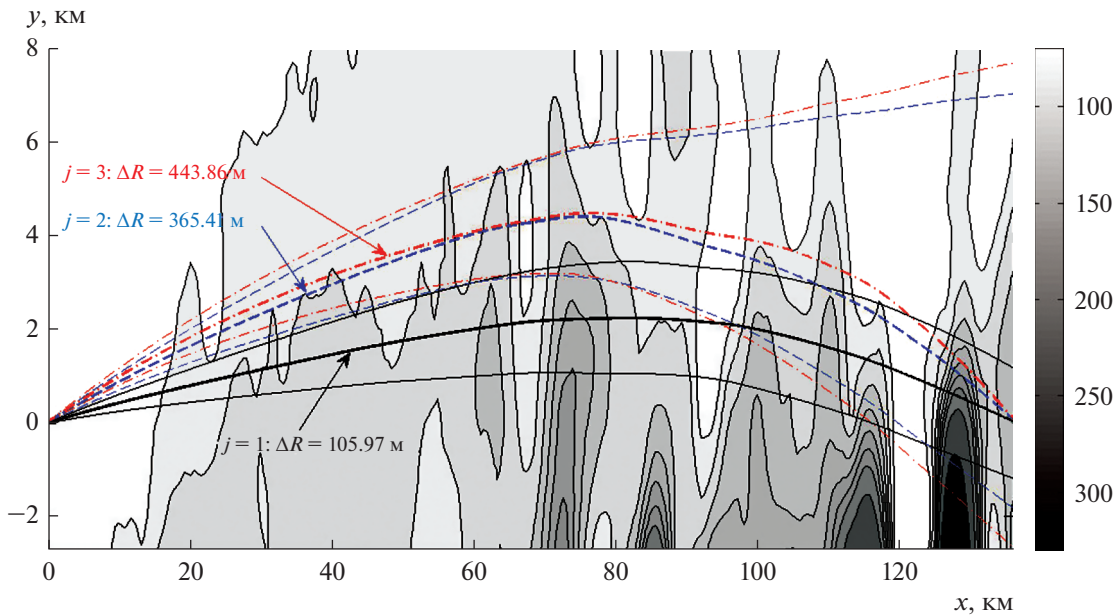


Рис. 9. Лучи первых трех мод на частоте 400 Гц. Видно, что длина луча первой моды превышает длину трассы на 105.97 метров. При этом сам луч выходит из источника под углом $\alpha = 2.56^\circ$. Аналогичные данные приведены на рисунке для 2-й и 3-й мод.

му, что первая модальная компонента сигнала в полосе частот от 300 до 500 Гц должна удлиниться приблизительно до 67 мс (что хорошо согласуется с экспериментальными данными), причем расхождение времени прихода главного максимума (частота 400 Гц, 1 мода) с наблюдаемым в эксперименте составляет всего около 26 мс.

Как следует из представленных здесь результатов расчетов, модальные компоненты для $j = 2, 3$ должны отставать от главного максимума (соответствующего $j = 1$) приблизительно на 200 мс. В принимаемых в эксперименте сигналах этих компонент не наблюдается, и дисперсия на рассматриваемой трассе, главным образом, обусловлена горизонтальной рефракцией звука.

Хотя точность предсказания времен прихода с учетом горизонтальной рефракции оказывается уже очень высокой, тот факт, что все значения в первом столбце табл. 6 имеют один знак, указывает на присутствие в эксперименте других неучтен-

ных нами факторов. Среди них можно отметить, например, погрешность определения положений источника и приемника, находившихся на значительной глубине, по данным спутникового позиционирования (связанные, в частности, с тем, что тросы подвеса этих устройств могли отклоняться от вертикали под влиянием течений). Кроме того, при расчетах мы определяли $v_{\text{eff}}(j, f)$ на основе данных гидрологических измерений и батиметрии на трассе, в то время как лучи несколько уклонялись от нее под влиянием горизонтальной рефракции.

Отметим, что расчет функций $k_j = k_j(x, y)$, играющих роль индекса рефракции для горизонтальных лучей, предполагает наличие информации о рельефе дна во всей расчетной области (детальной карты глубины). Данная карта была получена нами путем извлечения батиметрических данных из базы SRTM (Shuttle Radar Topog-

Таблица 5. Удлинение дистанции $\Delta R_j = \Delta R_j(f)$ (в м), которую проходят сигналы по пути от источника в приемник, вызванное искривлением горизонтальных лучей, соответствующих модам с номерами $j = 1, 2, 3$ на частотах $f = 300, 400, 500$ Гц

f , Гц	j		
	1	2	3
300	173	389	520
400	106	365	444
500	82	347	392

Таблица 6. Ошибки теоретических оценок времен распространения сигнала $\Delta\tau(j, f) = \tau^{\text{th}}(j, f) - \tau^{\text{exp}}$ (в миллисекундах) (по сравнению с данными эксперимента). При расчетах использована формула (12), учитывающая удлинения дистанции из табл. 5, вызванные горизонтальной рефракцией, и, таким образом, уточняющая результаты, приведенные в табл. 4

f , Гц	j		
	1	2	3
300	73.3	216.1	276.9
400	25.7	240.1	225.9
500	6.7	234.7	217.0

graphy Mission) Национального авиакосмического агентства США (NASA). При расчетах также были использованы полученные в эксперименте профили скорости звука (поле скорости звука считалось независимым от поперечной к трассе горизонтальной координаты y , что очевидным образом продиктовано пространственными масштабами задачи).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В настоящей работе изложена методика определения эффективных скоростей распространения импульсных акустических сигналов в волноводах мелкого моря. Эти эффективные скорости могут быть использованы для прогнозирования времен распространения импульсных сигналов (при известной дистанции от источника до приемника), либо при определении дальности от источника до приемника акустическими средствами (при наличии временной синхронизации передающего и приемного устройств).

Показано, что в первом приближении эффективная скорость может быть оценена через усредненные по трассе групповые скорости первой моды на центральной частоте излучаемого сигнала. Вкладом высших мод на протяженных трассах (десятки и сотни километров) можно пренебречь, и главный максимум ИХВ будет ассоциирован с первой модальной компонентой сигнала. Принципиальная важность этих фактов состоит в том, что при разработке систем акустического позиционирования и дальнометрии на практике вместо целого профиля скорости звука в точке с данными географическими координатами достаточно знать всего одну скалярную величину. Кроме того, как показывает рис. 8, эта величина является наиболее устойчивой (к вариациям различных параметров) характеристикой различных поперечных сечений волновода. Тот факт, что горизонтальное волновое число первой моды и его производные (в частности, групповая скорость рассчитывается через его производную по частоте) наименее изменчивы под влиянием флуктуаций батиметрии, имеет строгое математическое обоснование. Та-

ким образом, опираясь на групповую скорость первой моды, можно получить надежные и устойчивые теоретические оценки эффективных скоростей распространения импульсных сигналов.

Важным эффектом, который нужно иметь в виду при расчете времен распространения и дистанций с использованием рассчитанных по указанной методике эффективных скоростей, является горизонтальная рефракция звука. С одной стороны, горизонтальные лучи мод низших номеров (в особенности первой) наименее подвержены горизонтальной рефракции, и увеличение расстояния, проходимого сигналом, в нашем случае составило всего лишь 100 м для трассы протяженностью 136 км, ориентированной наилучшим образом для проявления этого эффекта (вдоль кромки шельфа). Для систем дальнометрии, например, такие трассы являются скорее исключительными, чем типичными (так как в типичном случае источник должен находиться у берега, а приемник – в глубоководном районе), и на практике влияние горизонтальной рефракции чаще всего будет еще меньшим. С другой стороны, в условиях практически полного отсутствия межмодовой дисперсии (ввиду отсутствия модальных компонент высших мод) и слабо выраженной зависимости групповой скорости первой моды от частоты горизонтальная рефракция становится основной причиной увеличения протяженности носителя ИХВ во временной области, т.е. фактически основным механизмом внутримодовой дисперсии. Этот интересный физический результат нашей работы следует принимать во внимание при оценке расплывания импульсных сигналов с расстоянием.

БЛАГОДАРНОСТИ

Данное исследование выполнено при финансовой поддержке Программы РАН “Новые вызовы климатической системы Земли”, проект № 18-1-004. Работа также поддержана грантами РФФИ № 18-05-00057_а и № 18-35-20081_мол_а_вед.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *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.
2. *Акуличев В.А., Безответных В.В., Буренин А.В., Войтенко Е.А., Моргунов Ю.Н.* Эксперимент по оценке влияния вертикального профиля скорости звука в точке излучения на шельфе на формирование импульсной характеристики в глубоком море // *Акуст. журн.* 2010. Т. 56. № 1. С. 51–52.
3. *Моргунов Ю.Н., Безответных В.В., Буренин А.В., Войтенко Е.А.* Исследование влияния гидрологических условий на распространение псевдослучайных сигналов из шельфа в глубокое море // *Акуст. журн.* 2016. Т. 62. № 3. С. 341–347.
4. *Spindel R.C., Na J., Dahl P.H., Oh S., Eggen C., Kim Y.G., Akulichev V.A., Morgunov Y.N.* Acoustic tomography for monitoring the Sea of Japan: A pilot experiment // *IEEE J. Oceanic Engineering.* 2003. V. 28. № 2. P. 297–302.
5. *Jensen F.B., Porter M.B., Kuperman W.A., Schmidt H.* Computational ocean acoustics. New-York, Springer, 2011.
6. *Katsnelson B.G., Petnikov V.G., Lynch J.F.* Fundamentals of Shallow Water Acoustics. New-York, Springer, 2012.
7. *Badiey M., Katsnelson B.G., Lin Y.-T., Lynch J.F.* Acoustic multipath arrivals in the horizontal plane due to approaching nonlinear internal waves // *J. Acoust. Soc. Am.* 2010. V.129. № 4. P. EL141–EL147.
8. *Badiey M., Katsnelson B.G., Lynch J.F., Pereselkov S., Siegmann W.L.* Measurement and modeling of three-dimensional sound intensity variations due to shallow-water internal waves // *J. Acoust. Soc. Am.* 2005. V. 117. № 2. P. 613–625.
9. *Кацнельсон Б.Г., Малыхин А.Ю.* Пространственно-временная интерференция звукового поля в горизонтальной плоскости в области берегового склона // *Акуст. журн.* 2012. Т. 58. № 3. С. 330–337.
10. *Петров П.С., Сергеев С.А., Толченников А.А.* Об использовании асимптотических формул на основе модифицированного канонического оператора Маслова при моделировании распространения импульсных акустических сигналов в трехмерных волноводах мелкого моря // *Акуст. журн.* 2019. Т. 65. № 6. С. 799–807.
11. *Tang J., Петров П.С., Piao S., Коцицкий С.Б.* К вопросу о методе изображений в задаче о распространении звука в клине в акустике океана: некоторые исправления и дополнения // *Акуст. журн.* 2018. Т. 64. № 2. С. 228–240.
12. *Акуличев В.А., Безответных В.В., Моргунов Ю.Н., Половинка Ю.А.* Применение псевдослучайных сигналов для подводной дальнометрии на шельфе // *Доклады Акад. наук.* 2010. Т. 432. № 4. С. 541–543.
13. *Рутенко А.Н., Боровой Д.И., Гриценко В.А., Петров П.С., Ущиповский В.Г.* Акустический мониторинг и результаты исследований распространения сейсморазведочных импульсов в прибрежную зону // *Акуст. журн.* 2012. Т. 57. № 3. С. 356–369.
14. *Моргунов Ю.Н., Безответных В.В., Буренин А.В., Войтенко Е.А., Голов А.А.* Экспериментальное тестирование технологии высокоточной подводной акустической дальнометрии // *Акуст. журн.* 2018. Т.64. № 2. С. 191–196.
15. *Trofimov M.Y., Zakharenko A.D., Kozitskiy S.B.* Mode Gaussian beam tracing // *Computer Physics Communications.* 2016. V. 207. P. 179–185.
16. *Petrov P.S., Prants S.V., Petrova T.N.* Analytical Lie-algebraic solution of a 3d sound propagation problem in the ocean // *Physics Letters A.* 2017. V. 381. 1921–1925.
17. *Collins M.D., Westwood E.K.* A higher-order energy-conserving parabolic equation for range dependent ocean depth, sound speed, and density // *J. Acoust. Soc. Am.* 1991. V. 89. № 3. P. 1068–1075.
18. *Burridge R., Weinberg H.* Horizontal rays and vertical modes // В сборнике “Wave propagation and underwater acoustics”. Springer, 1977. С. 86–152.

УДК 534.23

АНАЛИЗ ВЗАИМНОЙ СВЯЗИ МОДОВОЙ СТРУКТУРЫ ПУЛЬСАЦИЙ БЛИЖНЕГО ПОЛЯ СТРУИ И ШУМА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СТРУИ И КРЫЛА

© 2020 г. О. П. Бычков^{a, b, *}, Г. А. Фараносов^a

^aФГУП ЦАГИ, Научно-исследовательский Московский комплекс ЦАГИ,
ул. Радио 17, Москва, 105005 Россия

^bМосковский физико-технический институт,
пер. Институтский 9, Долгопрудный, 141700 Россия

*e-mail: oleg.bychkov@tsagi.ru

Поступила в редакцию 12.07.2019 г.

После доработки 12.07.2019 г.

Принята к публикации 05.09.2019 г.

На основе разработанной ранее аналитической модели шума взаимодействия струи и крыла выполнен анализ результатов измерений азимутальных мод пульсаций давления в ближнем поле свободной турбулентной струи и азимутальных мод шума, возникающего при взаимодействии струи с близко расположенной плоской пластиной, имитирующей крыло самолета. Продемонстрирована взаимосвязь характеристик ближнего гидродинамического и дальнего акустического поля пульсаций давления для системы “струя–пластина”. Предложен упрощенный метод сбора необходимой для модели информации.

Ключевые слова: шум взаимодействия струи и крыла, дифракция, азимутальные моды

DOI: 10.31857/S0320791920010025

ВВЕДЕНИЕ

Во многих экспериментальных работах показано, что для самолетов с двигателями большой степени двухконтурности, расположенными под крылом, существенным может оказаться шум взаимодействия реактивной струи и крыла [1–5]. С целью учета этого эффекта при расчетных оценках шума самолета на местности, а также для разработки методов его снижения разрабатываются физические модели данного источника шума. Так, в работах [6–11] были предложены сходные модели, в которых в качестве механизма, отвечающего за усиление шума струи вблизи крыла, рассматривается рассеяние на задней кромке крыла линейных гидродинамических пульсаций ближнего поля струи, чьи характеристики можно рассчитать или измерить в отсутствие крыла. Такой упрощенный подход не учитывает влияние крыла на поле течения струи и применим в том случае, если задняя кромка крыла находится в потенциальном течении, т.е. не замыкается слоем смещения струи – подобная ситуация может реализовываться при сравнительно малых углах отклонения закрылков, характерных для взлетного режима [5]. Сравнение результатов моделирования шума взаимодействия с результатами измерений в дальнем поле показало в целом удовлетвори-

тельное согласование, как по направленности шума, так и по его спектральным характеристикам [9–11]. При этом измерения шума взаимодействия проводились в плоскости, перпендикулярной крылу (над крылом и/или под крылом), где он наиболее заметен. Более подробные измерения характеристик шума взаимодействия струи и плоской пластины, имитирующей крыло, под различными азимутальными углами [12] позволили получить информацию о его азимутальной структуре и обнаружить ряд примечательных физических эффектов, связанных с изменением модового состава шума струи при расположении вблизи нее пластины. В работе [12] этим эффектом было дано лишь качественное объяснение. Настоящая работа посвящена количественному анализу взаимной связи модовой структуры пульсаций ближнего поля струи и шума взаимодействия струи и крыла на основе разработанной ранее аналитической модели [10].

АЗИМУТАЛЬНЫЙ СОСТАВ ШУМА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СТРУИ И ПЛАСТИНЫ В ДАЛЬНОМ ПОЛЕ

В работе [12] с помощью метода азимутальной декомпозиции (МАД), ранее успешно применен-

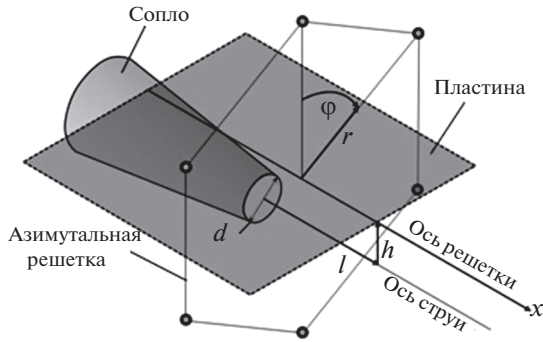


Рис. 1. Эскиз экспериментального исследования азимутального состава шума струи и пластины в дальнем поле при помощи подвижной азимутальной решетки микрофонов.

ного к шуму одиночной струи [13–15], было получено азимутальное разложение шума взаимодействия струи и плоской пластины. Рассматривалась холодная струя, истекающая из одноконтурного круглого сопла диаметром $d = 0.04$ м. Пластина размером $1.2 \times 0.35 \times 0.003$ м располагалась параллельно оси струи так, что $h = d, l = 3.2d$ (рис. 1). При этом для исследования дальнего акустического поля использовалась подвижная азимутальная решетка, состоящая из 6 микрофонов и позволяющая получать разложение сигнала p до 4-й моды, что достаточно для области низких и средних частот [15]:

$$p(x, r, \varphi, t) \approx A_0(x, r, t) + \sum_{m=1}^2 (A_m(x, r, t) \cos m\varphi + B_m(x, r, t) \sin m\varphi) + A_3(x, r, t) \cos 3\varphi, \quad (1)$$

где (x, r, φ) – цилиндрическая система координат, связанная с пластиной (рис. 1), $A_m(x, r, t)$ и $B_m(x, r, t)$ – соответственно косинус- и синус-моды порядка m .

В дальнейшем осуществляется переход в частотную область и проводится анализ спектров азимутальных мод, характеризующих распределение интенсивности пульсаций по частотам для каждой моды: $a_m^2(x, r, St)$ и $b_m^2(x, r, St)$, где St – число Струхала, посчитанное по диаметру сопла и скорости истечения струи. Более детальное описание МАД и особенности его реализации применительно к конфигурации “струя–пластина” могут быть найдены в работе [12]. В рамках данной работы для краткости мы рассмотрим единственный режим, соответствующий числу Маха истечения струи $M_j = 0.6$.

Типичные результаты измерений [12] для выбранной скорости струи представлены на рис. 2–3. На рис. 2 показаны спектры азимутальных мод изолированной струи и струи вблизи пластины, измеренные в боковом направлении (положение решетки $x/d = 0$), где шум взаимодействия проявляется достаточно сильно. Можно видеть, что при установке пластины изменения претерпевают не все моды, а только a_1^2, b_2^2, a_3^2 – их спектральные уровни увеличиваются в области низких и средних частот. Подобная картина наблюдается для всех положений решетки с той лишь разницей, что при смещении решетки вниз по потоку эффект взаимодействия струи и пластины существенно ослабевает. Этот эффект хорошо заметен при построении цилиндрических направленных азимутальных мод (рис. 3а).

Кроме того, исследование когерентности между модами в боковом направлении продемонстрировало еще одну особенность, связанную с установкой пластины вблизи струи. В то время как для изолированной струи все исследуемые моды оказывались некоррелированными [14], для установленной струи наблюдалась существенная когерентность между модами a_1 и a_3 (рис. 3б).

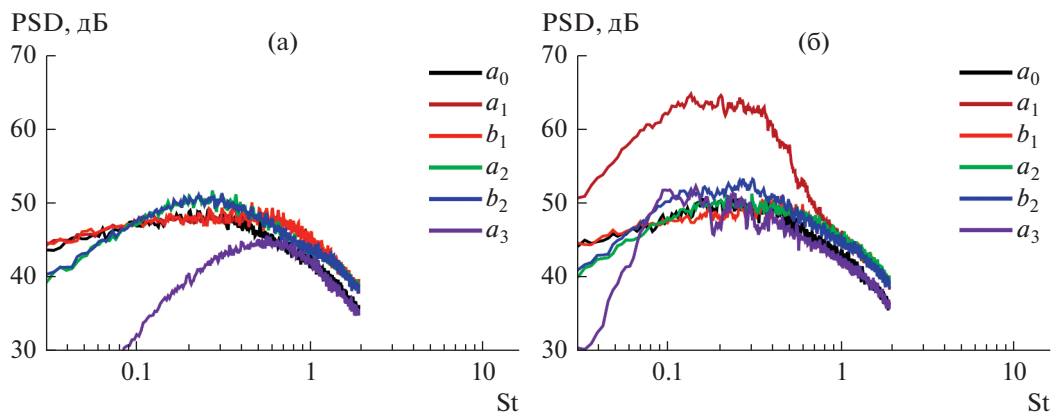


Рис. 2. Модовый состав измеренного шума. (а) – Изолированная струя; (б) – струя вблизи пластины. Решетка в положении $x/d = 0$.

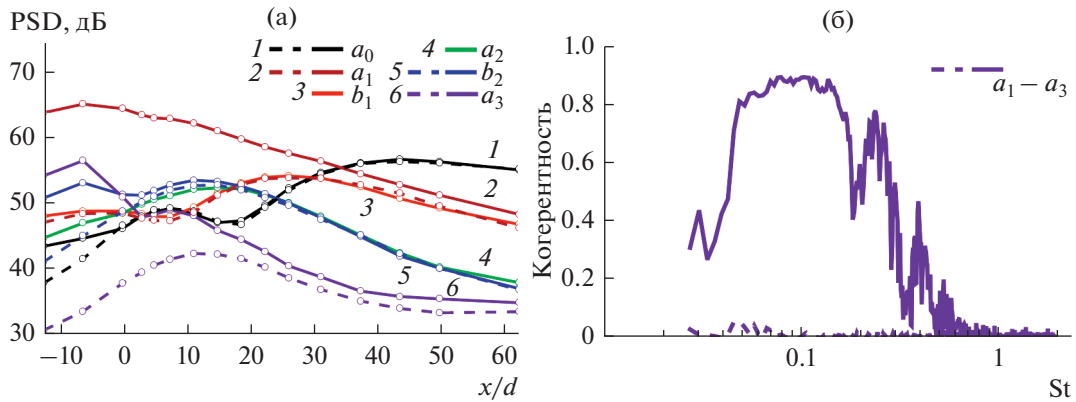


Рис. 3. Основные особенности в изменении шума струи при расположении вблизи нее пластины. (а) – Направленности азимутальных мод, $St = 0.2$; (б) – когерентность между первой и третьей косинус-модами, $x/d = 0$. Пунктирные линии – изолированная струя, сплошные линии – струя вблизи пластины.

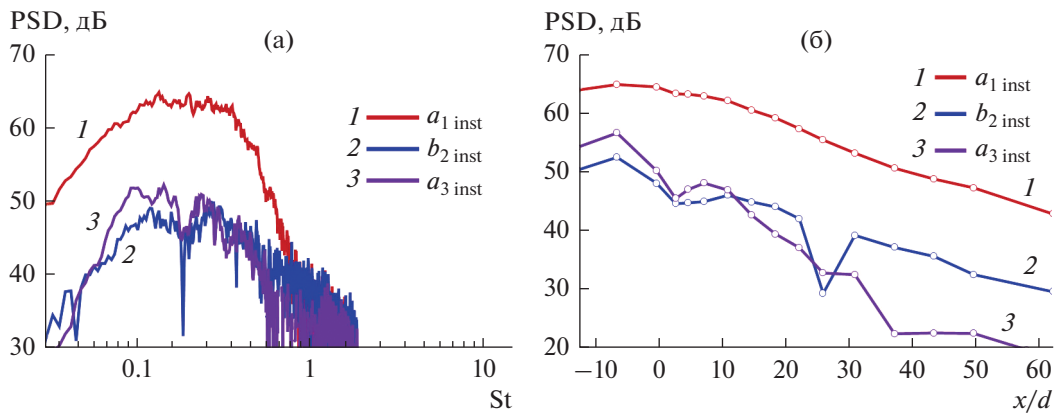


Рис. 4. Характеристики азимутальных мод шума взаимодействия в дальнем поле: (а) – спектры мод в боковом направлении, $x/d = 0$; (б) – направленность азимутальных мод для $St = 0.2$.

В дальнейшем для анализа характеристик шума, связанного именно с взаимодействием струи и пластины, был использован стандартный метод энергетического вычитания из модального состава полного шума конфигурации “струя–пластина” соответствующих мод, измеренных в случае изолированной струи

$$\begin{aligned} a_{1\text{ inst}}^2 &= a_{1\text{ tot}}^2 - a_{1\text{ jet}}^2, & a_{3\text{ inst}}^2 &= a_{3\text{ tot}}^2 - a_{3\text{ jet}}^2, \\ b_{2\text{ inst}}^2 &= b_{2\text{ tot}}^2 - b_{2\text{ jet}}^2, \end{aligned} \quad (2)$$

где индексы “tot” относятся к шуму полной конфигурации, “jet” – к шуму изолированной струи, “inst” – к шуму взаимодействия. На рис. 4 представлены типичные характеристики азимутальных мод шума взаимодействия струи и пластины, полученные с помощью выражений (2).

Отметим, что излучение шума в дальнем поле оказалось чрезвычайно чувствительным к точности установки пластины относительно сопла. Проведение измерений азимутальной решеткой в

[12] для той же конфигурации, которая исследовалась в [10] с помощью полярной решетки, выявило существенный разброс в экспериментальных данных (рис. 5).

Из-за особенностей фиксирующего устройства относительное положение струи и пластины, по-видимому, не было одинаковым для обоих случаев. При этом наибольшее влияние на возможную ошибку оказывает геометрический параметр h/d (точность установки пластины составляла около $h/d = 1 \pm 0.02$), что связано с экспоненциальным затуханием ближнего поля струи в радиальном направлении, определяемым соответствующими функциями Бесселя [10]. Этим же объясняется увеличение ошибки с ростом частоты. Таким образом, при исследовании подобных эффектов особое внимание следует уделять точности размещения рассеивающих поверхностей около струи.

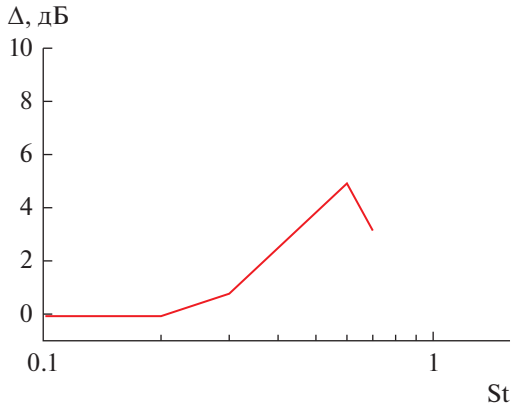


Рис. 5. Различие спектральных уровней шума взаимодействия для двух серий измерений [10, 12].

АЗИМУТАЛЬНЫЙ СОСТАВ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ В БЛИЖНЕМ ПОЛЕ ИЗОЛИРОВАННОЙ СТРУИ

Для объяснения трансформации азимутальных мод дальнего поля шума струи при наличии пластины рассмотрим структуру пульсаций давления в ближнем поле струи в отсутствие пластины. Именно свойства пульсаций ближнего поля изолированной струи, которые играют роль падающих на кромку пластины возмущений, должны определять структуру шума в дальнем поле [10].

Ближнее поле струи, истекающей в свободное пространство из того же сопла, для которого выше представлены результаты измерений в дальнем поле, подробно исследовалось в [10, 16], где приведены соответствующие результаты и описание системы измерений. В частности, было показано, что в ближнем поле струи, как и в дальнем поле, в области низких и средних частот доминируют первые три азимутальные моды, что позволило

использовать шестимикрофонные решетки для азимутального разложения в каждом сечении струи:

$$\hat{p}(x', r', \varphi', t) \approx \hat{A}_0(x', r', t) + \sum_{m=1}^2 (\hat{A}_m(x', r', t) \cos m\varphi' + \hat{B}_m(x', r', t) \sin m\varphi') + \hat{A}_3(x', r', t) \cos 3\varphi',$$

где (x', r', φ') – цилиндрическая система координат, связанная с осью струи с центром на срезе сопла (рис. 7), $\hat{A}_m(x', r', t)$, $\hat{B}_m(x', r', t)$ – временные реализации азимутальных косинус- и синус-мод порядка m соответственно. Как и в случае дальнего поля, в дальнейшем проводится анализ спектров соответствующих мод: $\hat{a}_m^2(x', r', St)$, $\hat{b}_m^2(x', r', St)$. Характеристики мод измерялись одновременно в пяти сечениях струи, как показано на рис. 6а. На данном рисунке также схематично показано расположение пластины, хотя подчеркнем еще раз, что измерения ближнего поля проводились без пластины. Задняя кромка пластины попадала в промежуток между третьим и четвертым кольцами решетки, имеющими координаты $x_3' = 2.5d$ и $x_4' = 3.5d$, поэтому в дальнейшем рассматриваются результаты измерений только на этих двух кольцах.

Типичные результаты измерений для струи $M_j = 0.6$ приведены на рис. 6б, где показаны спектры азимутальных мод ближнего поля струи, полученные на третьей и четвертой азимутальных решетках. Можно видеть, что спектры имеют схожую форму с достаточно выраженным максимумом в низкочастотной области. При этом в силу статистической симметрии струи $\hat{a}_m^2 = \hat{b}_m^2$, поэтому для удобства на рисунке показаны только косинус-моды \hat{a}_m^2 . В ра-

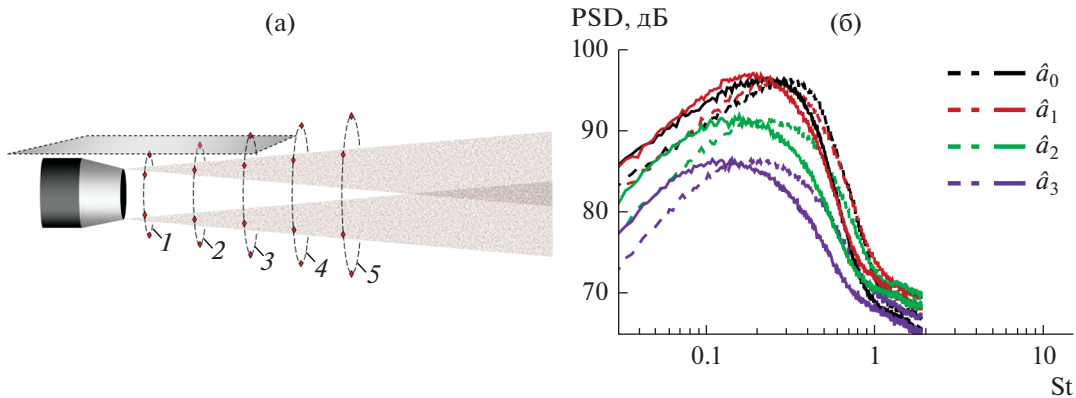


Рис. 6. Исследование азимутальной структуры ближнего поля струи. (а) – Схематичное изображение расположения пяти азимутальных решеток микрофонов, а также относительное расположение пластины для исследования шума взаимодействия; (б) – спектры азимутальных мод ближнего поля струи, полученные третьей (пунктирные линии) и четвертой (сплошные линии) азимутальными решетками.

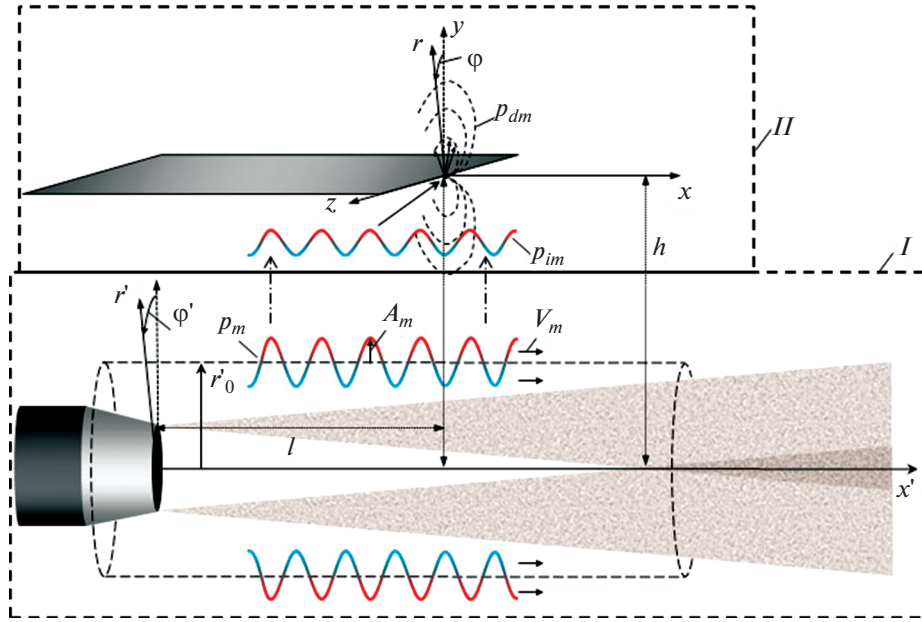


Рис. 7. Аналитическая оценка шума взаимодействия струи и пластины: I – подзадача о моделировании структуры пульсаций ближнего поля; II – подзадача о рассеянии пульсаций ближнего поля на задней кромке пластины.

ботах [16–19] показано, что область максимума спектров ближнего поля соответствует крупномасштабным структурам (волнам неустойчивости), распространяющимся в продольном направлении с дозвуковой скоростью, свойства которых согласуются с предсказаниями теории устойчивости. Из рис. 6б видно также, что в области спектрального максимума доминирующий вклад в пульсации вносят лишь две первые моды, амплитуды которых практически одинаковы и превышают амплитуды мод более высокого порядка на 5 дБ и более.

СВЯЗЬ ПУЛЬСАЦИЙ БЛИЖНЕГО ПОЛЯ СТРУИ И ДАЛЬНОГО ЗВУКОВОГО ПОЛЯ СИСТЕМЫ “СТРУЯ–ПЛАСТИНА”

В работе [10] была разработана модель шума взаимодействия струи и крыла, позволяющая с приемлемой точностью рассчитать направленность и спектральные характеристики шума по известным параметрам пульсаций ближнего поля струи. В основе данной модели лежит гипотеза о пренебрежимо малом влиянии пластины на характеристики ближнего поля струи, в связи с чем задача о моделировании шума взаимодействия струи и крыла может быть разбита на две независимые задачи: (I) моделирование пульсаций ближнего поля изолированной струи и (II) дальнейшее их рассеяние на задней кромке крыла. Схематично такая двухэтапная схема решения задачи представлена на рис. 7.

В работе [10] было получено достаточно общее решение, в котором пульсации ближнего поля

моделировались волновыми пакетами с заданными амплитудой, огибающей и фазовой скоростью возмущений. Там же было показано, что для параметров пульсаций, характерных для ближнего поля струи, огибающую волнового пакета можно считать медленно меняющейся функцией. Такое приближение позволяет для моделирования пульсаций в области расположения кромки пластины использовать упрощенную форму в виде волн, однородных по продольной координате и затухающих по радиальной координате (аналогичный вид возмущений использовался также авторами работ [9, 11]):

$$\begin{aligned} \hat{a}_m(x', r', \varphi', \omega) &= \\ &= \alpha_m \frac{K_m \left(kr' \sqrt{1 - M_m^2/M_m} \right)}{K_m \left(kr_0 \sqrt{1 - M_m^2/M_m} \right)} \cos(m\varphi') e^{i \frac{k}{M_m} x'}, \\ \hat{b}_m(x', r', \varphi', \omega) &= \\ &= \beta_m \frac{K_m \left(kr' \sqrt{1 - M_m^2/M_m} \right)}{K_m \left(kr_0 \sqrt{1 - M_m^2/M_m} \right)} \sin(m\varphi') e^{i \frac{k}{M_m} x'}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $k = \omega/c$, ω – круговая частота, c – скорость звука, M_m – число Маха конвекции возмущений для моды порядка m , K_m – модифицированная функция Бесселя второго рода порядка m , r_0 – радиус контрольной поверхности, на которой задаются параметры пульсаций, α_m и β_m – амплитуды пульсаций на контрольной поверхности. Отметим, что величины α_m , β_m и M_m являются функциями

ями продольной координаты и частоты и могут быть определены, например, из эксперимента. Кроме того, в силу осевой симметрии струи $\alpha_m^2 = \beta_m^2$.

Решение задачи рассеяния возмущений вида (4) на задней кромке пластины, которая в аналитической модели заменяется полуплоскостью, получено в [10] в приближении дальнего поля. Переписывая его в цилиндрической системе координат (x, r, φ) , связанной с пластиной, получим соответственно выражения для шума в дальнем поле от косинус- и синус-мод ближнего поля:

$$P_{a_m}(x, r, \varphi, \omega) \approx \frac{e^{-kh\sqrt{\frac{1+\sin^2\varphi}{M_m^2+1+x_r^2}-1}}}{kr\left(\sqrt{1+x_r^2}-M_mx_r\right)} \times \frac{\hat{\alpha}_m F_m(x, r, \varphi) M_m^{3/2} \cos \varphi}{\sqrt{\left(x_r + \sqrt{\cos^2 \varphi + x_r^2}\right) \sqrt{\left(\sqrt{1+x_r^2}-M_m\sqrt{\cos^2 \varphi + x_r^2}\right)}},$$

$$P_{b_m}(x, r, \varphi, \omega) \approx \frac{e^{-kh\sqrt{\frac{1+\sin^2\varphi}{M_m^2+1+x_r^2}-1}}}{kr\left(\sqrt{1+x_r^2}-M_mx_r\right)} \times \frac{\hat{\beta}_m G_m(x, r, \varphi) M_m^{3/2} \cos \varphi}{\sqrt{\left(x_r + \sqrt{\cos^2 \varphi + x_r^2}\right) \sqrt{\left(\sqrt{1+x_r^2}-M_m\sqrt{\cos^2 \varphi + x_r^2}\right)}},$$

где

$$x_r = x/r, \quad F_0(x, r, \varphi) = 1, \quad F_1(x, r, \varphi) = \sqrt{1+T^2},$$

$$F_2(x, r, \varphi) = 1+2T^2, \quad G_1(x, r, \varphi) = T,$$

$$G_2(x, r, \varphi) = 2T\sqrt{1+T^2}, \quad T(x, r, \varphi) = M_m \sin \varphi / \sqrt{(1+x_r^2)(1-M_m^2)},$$

$$\hat{\alpha}_m = \alpha_m / \left(2K_m \left(kr_0 \sqrt{1-M_m^2}/M_m\right)\right),$$

$$\hat{\beta}_m = \beta_m / \left(2K_m \left(kr_0 \sqrt{1-M_m^2}/M_m\right)\right).$$

Выражения для F_m и G_m представлены лишь до второй моды, так как вклад старших мод в дальнее поле пренебрежимо мал [10].

Выражение в форме (5) удобно тем, что оно позволяет непосредственно проанализировать азимутальную структуру дальнего поля и связать ее с азимутальной структурой пульсаций ближнего поля. Действительно, из выражений (5) видно, что косинус-моды ближнего поля вносят вклад лишь в нечетные косинус-моды дальнего поля (функции F_m зависят лишь от T^2), в то время как синус-моды ближнего поля вносят вклад только в четные синус-моды дальнего поля (функции G_m

зависят и от T). Таким образом, выражение (5) можно упростить до следующего вида:

$$P_{a_m}(x, r, \varphi, \omega) \approx \alpha_m(\omega) \times (a_{m1}(x, r, \omega) \cos \varphi + a_{m3}(x, r, \omega) \cos 3\varphi + \dots),$$

$$P_{b_m}(x, r, \varphi, \omega) \approx \beta_m(\omega) \times (b_{m2}(x, r, \omega) \sin 2\varphi + b_{m4}(x, r, \omega) \sin 4\varphi + \dots),$$

где a_{mn}, b_{mn} – передаточные функции между соответственно модами \hat{a}_m и \hat{b}_m ближнего поля изолированной струи и модами a_n ($n = 1, 3, 5, \dots$) и b_n ($n = 2, 4, 6, \dots$) дальнего поля шума взаимодействия.

Физический смысл формул (6)–(7) можно пояснить следующим образом. Действительно, для каждой косинус-моды поле возмущений давления, создаваемое этой модой в окрестности кромки пластины, имеет один доминирующий максимум (в пределах которого возмущения имеют одну фазу), связанный с соответствующим лепестком функции $\cos m\varphi'$ (рис. 8, верхний ряд). Такое поле пульсаций, воздействующее на кромку, приведет к возникновению рассеянного звукового поля, которое будет антисимметрично относительно плоскости пластины и в главном приближении будет иметь дипольный характер, следовательно, его разложение по азимутальному углу примет

вид (6), где первый член ряда $a_{m1} \cos \varphi$ соответствует точечному диполю, а остальные, убывающие по амплитуде члены $a_{mn} \cos n\varphi$ ($n = 3, 5, \dots, a_{mn}^2 \ll a_{m1}^2$), характеризуют отличие рассеянного поля от поля точечного диполя. Это отличие связано с конечным размером области возмущений на кромке, а также с размерами пластины, которые существенно больше длины звуковой волны. Синус-моды отличаются тем, что поле возмущений, создаваемое ими на кромке пластины, характеризуется двумя максимумами, возмущения в которых находятся в противофазе друг к другу, т.к. они связаны с соседними лепестками функции $\sin m\varphi'$ (рис. 8, нижний ряд). Таким образом, рассеянное акустическое поле будет состоять из двух полей дипольного характера с центрами, расположенными на малом по сравнению с длиной волны расстоянии друг от друга. Причем эти поля будут находиться в противофазе друг к другу, а значит, суммарное рассеянное поле будет иметь квадрупольный характер, и его разложение по углу φ будет иметь вид (7), в котором первый член $b_{m2} \sin 2\varphi$ соответствует точечному квадруполью, а последующие члены $b_{mn} \sin n\varphi$ ($n = 4, 6, \dots, b_{mn}^2 \ll b_{m2}^2$) характеризуют влияние размеров пластины и некомпактности поля возмущений на кромке.

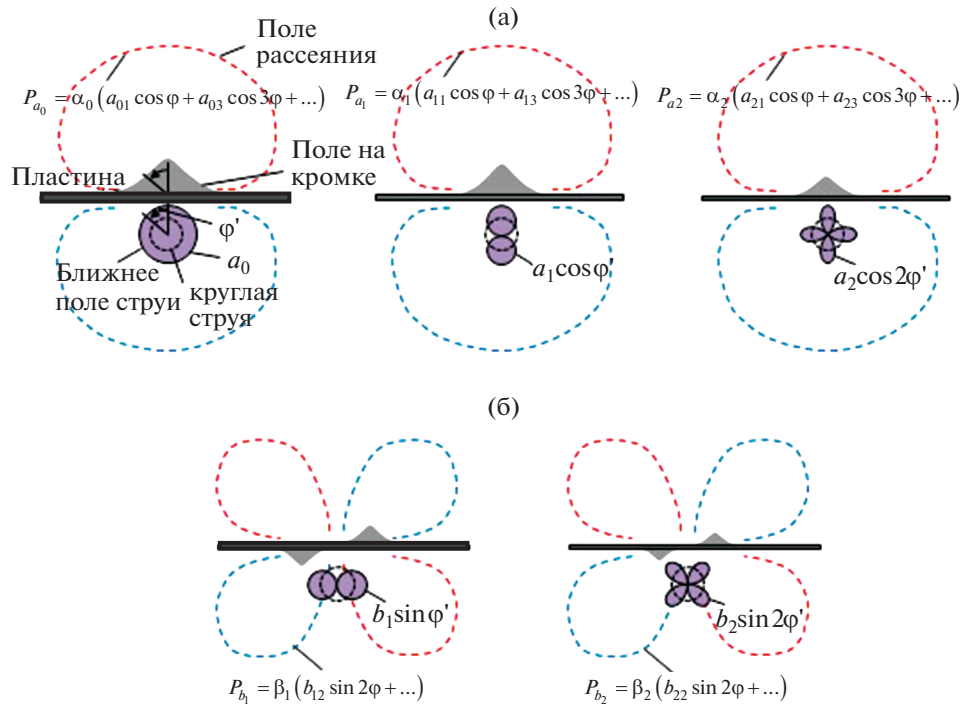


Рис. 8. Качественное представление рассеяния основных азимутальных мод ближнего поля струи в различные наборы азимутальных мод дальнего поля.

Отметим также, что хотя моды одного порядка равны друг другу $\alpha_m^2 = \beta_m^2$ вследствие азимутальной симметрии струи, их вклады в дальнее поле оказываются существенно различными: $P_{a_m}^2 \gg P_{b_m}^2$. Это объясняется, во-первых, тем, что максимальный уровень пульсаций на пластине, создаваемый лепестком функции $\cos m\varphi'$, всегда значительно больше максимума, создаваемого функцией $\sin m\varphi'$, вследствие экспоненциального затухания возмущений по радиальной координате (см. (4)). Во-вторых, для рассеянного акустического поля от синус-мод имеет место взаимное сокращение из-за наличия двух зон возмущений, находящихся в противофазе друг к другу (квадрупольный эффект, рис. 8).

Из данных эксперимента, приведенных в предыдущем разделе, видно, что в пульсациях ближнего поля доминируют осесимметричная и первая моды (их интенсивности \hat{a}_0^2 и $\hat{a}_1^2 = \hat{b}_1^2$ сравнимы друг с другом), следовательно, они же будут вносить основной вклад в шум в дальнем поле. При этом выражения (6)–(7) позволяют понять, как формируется азимутальная структура шума. С учетом сделанных выше замечаний об интенсивности рассеянных акустических возмущений от различных мод ближнего поля можно записать для дальнего поля, сформированного рассеянием

гидродинамических пульсаций на кромке пластины, следующее выражение

$$P(x, r, \varphi, \omega) \approx a_{1\text{inst}} \cos \varphi + b_{2\text{inst}} \sin 2\varphi + a_{3\text{inst}} \cos 3\varphi + \dots, \quad (8)$$

где, с учетом некоррелированности мод ближнего поля,

$$\begin{aligned} a_{1\text{inst}}^2 &\approx \alpha_0 \alpha_0^* |a_{01}|^2 + \alpha_1 \alpha_1^* |a_{11}|^2 + \dots, \\ b_{2\text{inst}}^2 &\approx \beta_1 \beta_1^* |b_{12}|^2 + \dots, \\ a_{3\text{inst}}^2 &\approx \alpha_0 \alpha_0^* |a_{03}|^2 + \alpha_1 \alpha_1^* |a_{13}|^2 + \dots \end{aligned} \quad (9)$$

Таким образом, азимутальные моды шума взаимодействия могут быть определены как из измерений шума системы “струя–пластина” непосредственно в дальнем поле (см. формулу (2)), так и вычислены на основе данных о ближнем поле изолированной струи по формулам (6)–(7).

В разложении (8) мы удержали главный, дипольный, член и два следующих слагаемых, каждое из которых много меньше главного. Все качественные рассуждения, приведенные выше для обоснования выражения (8), подтверждаются непосредственным вычислением функций a_{mn} и b_{mn} .

Формула (8) позволяет объяснить все наблюдаемые в эксперименте особенности азимутальной структуры акустического поля, связанного с взаимодействием струи и пластины. А именно,

она демонстрирует, что доминирующим членом в дальнем поле является слагаемое дипольного типа $\sqrt{\alpha_0^2 a_{01}^2 + \alpha_1^2 a_{11}^2} \cos \varphi$. Кроме того, она показывает, что могут возникнуть квадрупольная мода $\beta_1 b_{12} \sin 2\varphi$, связанная с рассеянием на кромке первой синус-моды ближнего поля, а также мода $\sqrt{\alpha_0^2 a_{03}^2 + \alpha_1^2 a_{13}^2} \cos 3\varphi$, являющаяся поправкой к дипольному члену. При этом обе этих моды много меньше дипольной. Все эти эффекты хорошо видны на рис. 3а. И наконец, между дипольной модой $\cos \varphi$ и модой $\cos 3\varphi$ должна существовать ненулевая корреляция вследствие того, что обе они созданы единым источником – пульсациями осесимметричной и первой косинус-моды ближнего поля. Действительно, в выражении (8) функции α_m и β_m , зависящие от частоты, характеризуют спектральные свойства случайных пульсаций ближнего поля. Кроме того, разрыв аналитического решения на поверхности пластины и сдвиг фаз на величину π между решением над и под пластиной приводит к тому, что разница фаз между модами a_1 и a_3 должна быть близка к π , что экспериментально было обнаружено в работе [12]. Вычисляя из (8) спектральную плотность мощности шума в дальнем поле, получим

$$S(x, r, \varphi, \omega) = \overline{PP^*} \approx \left(\overline{\alpha_0 \alpha_0^* |a_{01}|^2} + \overline{\alpha_1 \alpha_1^* |a_{11}|^2} \right) \times \\ \times \cos^2 \varphi + 2 \left(\overline{\alpha_0 \alpha_0^* \operatorname{Re}[a_{01} a_{03}]} + \overline{\alpha_1 \alpha_1^* \operatorname{Re}[a_{11} a_{13}]} \right) \times \\ \times \cos \varphi \cos 3\varphi + \overline{\beta_1 \beta_1^* |b_{12}|^2} \sin^2 2\varphi + \\ + \left(\overline{\alpha_0 \alpha_0^* |a_{03}|^2} + \overline{\alpha_1 \alpha_1^* |a_{13}|^2} \right) \cos^2 3\varphi + \dots \quad (10)$$

Здесь черта сверху обозначает осреднение по ансамблю реализаций при вычислении спектра случайного сигнала. Слагаемые в (10) выписаны в порядке убывания их вклада в суммарный спектр. Отметим, что второй член демонстрирует степень коррелированности первой и третьей мод и именно он является главной поправкой к дипольному первому члену.

Для количественной оценки азимутального состава шума взаимодействия струи и пластины в соответствии с (8) необходимо для каждой частотной полосы иметь информацию об амплитуде и конвективной скорости каждой из доминирующих в ближнем поле струи азимутальных мод в окрестности расположения кромки пластины. Такую информацию можно получить из данных экспериментального исследования ближнего поля изолированной турбулентной струи, приведенных в предыдущем разделе. Для определения амплитуд α_m , β_m и конвективных чисел Маха M_m возмущений в области кромки пластины можно

использовать результаты, полученные третьей и четвертой азимутальными решетками. Здесь стоит отметить, что если в (4) положить $r_0 = h$, то α_m^2, β_m^2 будет не чем иным, как спектром моды m ближнего поля струи, измеренным в области кромки пластины. Скорость конвекции возмущений слабо зависит от продольной и радиальной координат [10, 16], поэтому ее значение в области кромки пластины определяется по взаимной корреляции сигналов на решетках 3 и 4. В то же время, амплитуды азимутальных мод существенно зависят от координат [10, 16], поэтому для определения спектров пульсаций в области кромки пластины необходимо провести коррекцию данных измерений по продольной и радиальной координатам, т.к. точки измерений не совпадали с местом расположения кромки пластины. Коррекция по радиальной координате выполнялась для измерений на третьей и четвертой азимутальной решетках по формулам (4), после чего выполнялась линейная интерполяция данных между решетками 3 и 4, позволяющая получить оценку амплитуд азимутальных мод в окрестности точки с координатами $x = l, r_0 = h$, где располагалась кромка пластины. Соответствующие результаты для спектров и фазовых скоростей первых двух доминирующих азимутальных мод приведены на рис. 9.

В процессе пересчета результатов измерений в точку расположения кромки пластины была учтена высокая чувствительность амплитуд к положению точки измерений, связанная с экспоненциально быстрым изменением ближнего поля струи в данном радиальном направлении (4). Как было отмечено выше, эта сильная зависимость явилась причиной существенного разброса экспериментальных данных в дальнем поле, поскольку погрешность позиционирования пластины по радиальной координате составляла величину около $\Delta \sim \pm 0.02d$. Кроме того, такая чувствительность может служить причиной рассогласования количественных оценок рассеянного акустического поля на основе измерений пульсаций ближнего поля изолированной струи. Действительно, при измерении пульсаций микрофонами в ближнем поле можно выделить два источника неопределенности: (1) координаты микрофонов известны с некоторой погрешностью (в упомянутых измерениях – около $\Delta_1 \sim \pm 0.02d$); (2) микрофон снабжен защитной сеткой, отстоящей на расстояние $\Delta_3 \sim 0.05d$ от диафрагмы, поэтому истинная координата, в которой измеряется уровень пульсаций, будет иметь соответствующую неопределенность даже при формально точном позиционировании микрофона.

Таким образом, при определении амплитуд пульсаций в точке расположения кромки для

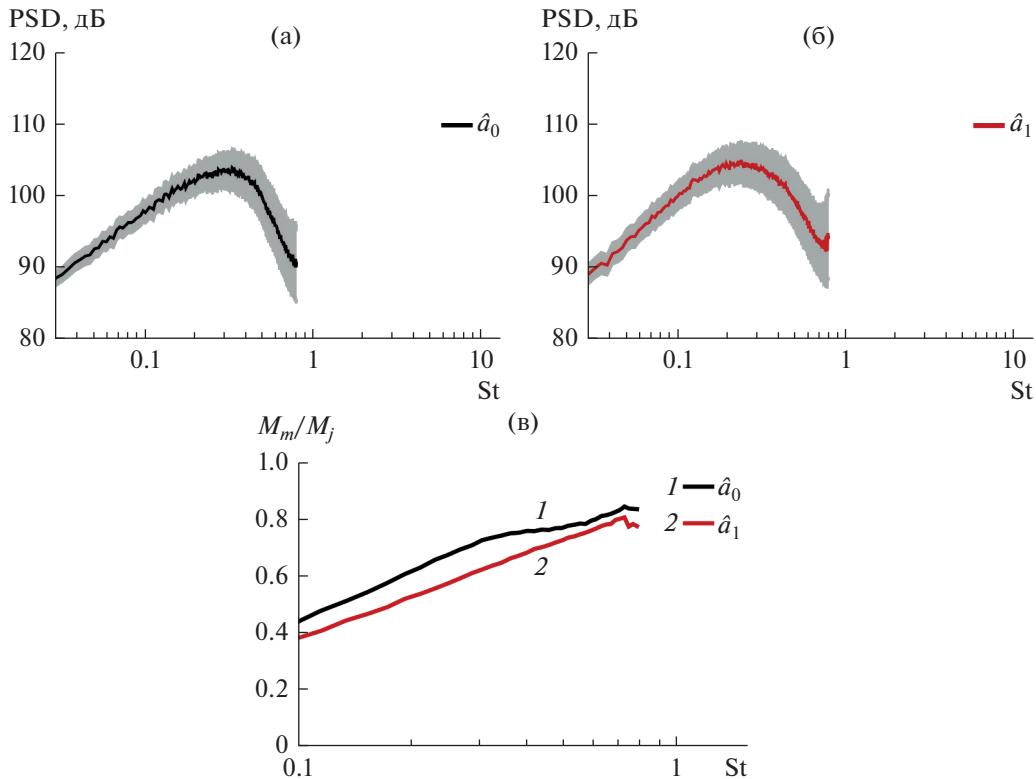


Рис. 9. Характеристики пульсаций ближнего поля струи в окрестности расположения кромки пластины для доминирующих мод. (а) – Спектр пульсаций в области расположения кромки пластины для моды $m = 0$; (б) – для моды $m = 1$; (в) – конвективная скорость возмущений M_m в области расположения кромки пластины, отнесенная к скорости струи. Серая область – доверительный интервал.

полной погрешности $\Delta_{\text{total}} \sim \pm 0.1d$ доверительный интервал составляет около ± 1.5 дБ в области низких частот ($St \sim 0.03$) с увеличением до значений ± 5 дБ в области средних частот ($St \sim 0.7$), что продемонстрировано на рис. 9а, 9б.

На основании формулы (9) с использованием данных, показанных на рис. 9, можно вычислить спектры и направленности в полосах частот для азимутальных мод $a_{1 \text{ inst}}$, $b_{2 \text{ inst}}$, $a_{3 \text{ inst}}$ шума взаимодействия струи и пластины. На рис. 10 для рассчитанных спектров и направленностей показан вклад различных мод ближнего поля. Как видно, основной вклад в дальнее поле дают моды ближнего поля \hat{a}_0^2 , \hat{a}_1^2 и \hat{b}_1^2 , в то время как вкладом мод \hat{a}_2^2 и \hat{b}_2^2 практически везде можно пренебречь, что соответствует проведенному выше анализу выражений (5)–(7) и структуре ближнего поля рис. 6б.

Сравнение измеренных и рассчитанных спектров и направленностей мод шума взаимодействия представлено на рис. 11. Как видно, количественно предсказываются главные члены разложений (6)–(7) – моды a_1 и b_2 . Расхождения, наблюдаемые для моды b_2 при малых углах наблюдения ($x/d > 40$), могут быть связаны с низкой

точностью восстановления данной моды из эксперимента в связи с малостью ее амплитуды (на 20 дБ ниже основного сигнала). Характеристики моды a_3 , являющейся поправкой к главному члену разложения (6), приемлемо предсказываются только для области ее максимума ($x/d < 0$), а расхождение с экспериментом при $x/d > 0$ может быть связано с тем, что в модели не учитывается конечность хорды пластины. Кроме того, как указывалось выше, на расхождение результатов модели и эксперимента могут повлиять как фактор неопределенности геометрических параметров конфигурации (рис. 5), так и точность определения пульсаций давления вблизи кромки пластины (рис. 9а, 9б).

Приведенные на рис. 11 результаты расчетов шума взаимодействия на основе измеренных характеристик пульсаций ближнего поля демонстрируют, что аналитическая модель помимо вполне удовлетворительного предсказания характеристик суммарного шума взаимодействия, который в значительной степени определяется дипольным членом $\cos \varphi$, позволяет также объяснить и описать структуру азимутального состава шума взаимодействия, а также ее взаимосвязь с азимутальной структурой пульсаций ближнего

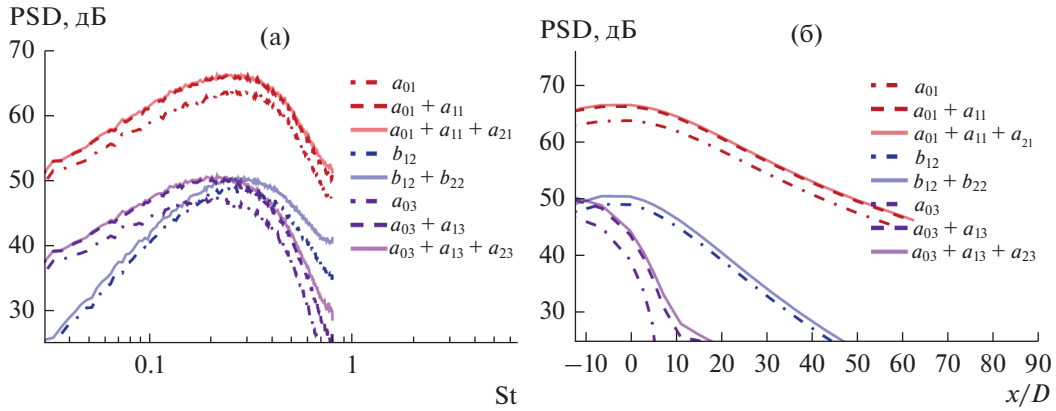


Рис. 10. Вклад рассеяния различных мод ближнего поля в моды дальнего поля: (а) – спектры для $x/d = -15.5$, (б) – направленности для $St = 0.2$

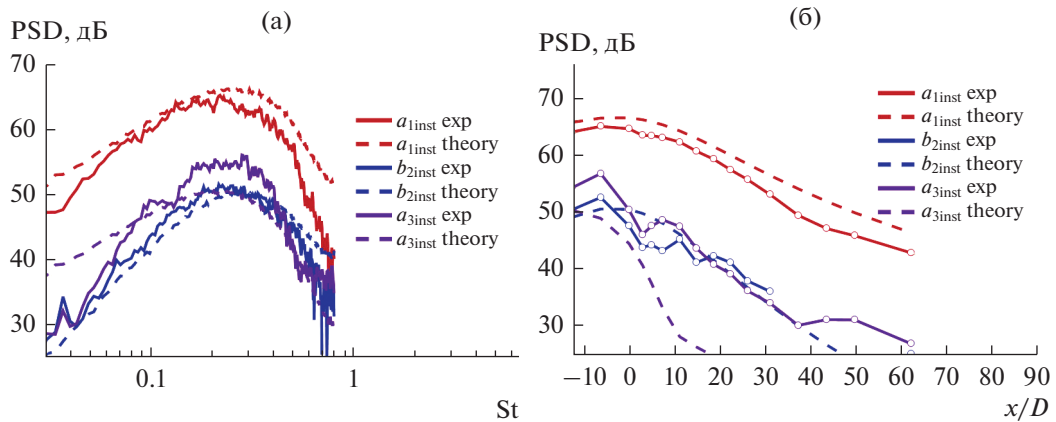


Рис. 11. Сравнение результатов моделирования (9) и эксперимента: (а) – спектры азимутальных мод для $x/d = -15.5$, (б) – направленности для $St = 0.2$. Сплошные линии – эксперимент, пунктир – модель.

поля струи. Отметим, что моделирование проводилось и для струй с другими скоростями истечения (от $M_j = 0.4$ до $M_j = 0.88$). Соответствующие результаты не приводятся здесь, поскольку они носят такой же характер, как и для струи с $M_j = 0.6$.

Анализ полученной в модели связи между пульсациями ближнего поля и шумом в дальнем поле (8)–(9) и исследование ближнего поля струи (рис. 6б) показывает, что шум взаимодействия в основном определяется рассеянием мод ближнего поля \hat{a}_0^2 и \hat{a}_1^2 , при этом вклад каждой моды примерно одинаков (об этом говорит разница около 3 дБ в диапазоне St от 0.1 до 0.6 между результатами для рассеяния \hat{a}_0^2 и $\hat{a}_0^2 + \hat{a}_1^2$, рис. 10). В свою очередь, это связано с тем, что передаточные функции между ближним и дальним полем a_{01} и a_{11} , а также a_{03} и a_{13} оказываются попарно близкими, и выражения (8)–(9) можно приближенно переписать в следующем виде

$$P(x, r, \varphi, \omega) \approx (\alpha_0 + \alpha_1)(a_{01} \cos \varphi + a_{03} \cos 3\varphi), \quad (11)$$

а спектр шума взаимодействия в дальнем поле будет определяться как

$$S(x, r, \varphi, \omega) \approx S_0 (|a_{01}|^2 \cos^2 \varphi + 2 \operatorname{Re}[a_{01}a_{03}] \cos \varphi \cos 3\varphi), \quad (12)$$

где $S_0(\omega) \approx \alpha_0 \alpha_0^* + \alpha_1 \alpha_1^*$ – спектр пульсаций в области кромки пластины. Смысл упрощения (11)–(12) заключается в том, что характеристики шума взаимодействия можно определить, зная суммарные пульсации в ближнем поле струи, т.е. без разложения ближнего поля на азимутальные моды. На рис. 12 представлено сравнение результатов моделирования для выражений (8)–(9) и упрощенного выражения (11), для которого конвективная скорость возмущений рассчитывалась при помощи пары микрофонов, расположенных в упомянутых сечениях при $\varphi = 0$.

Хорошее совпадение результатов моделирования по формулам (8)–(9) и по упрощенной формуле (11) для рассматриваемой конфигурации

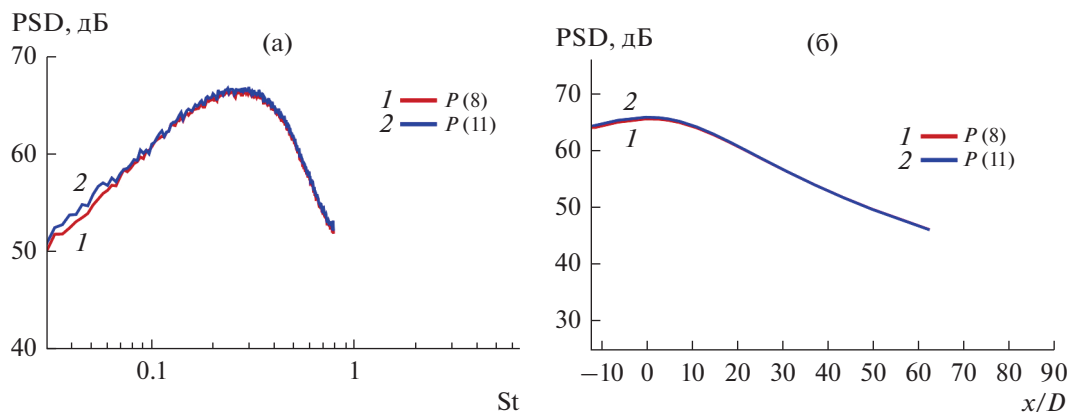


Рис. 12. Сравнение результатов моделирования полного шума взаимодействия по формулам (8) и (11). (а) – Сравнение спектров для $x/d = 0$, $\varphi = 0$; (б) – сравнение направленностей для $St = 0.2$.

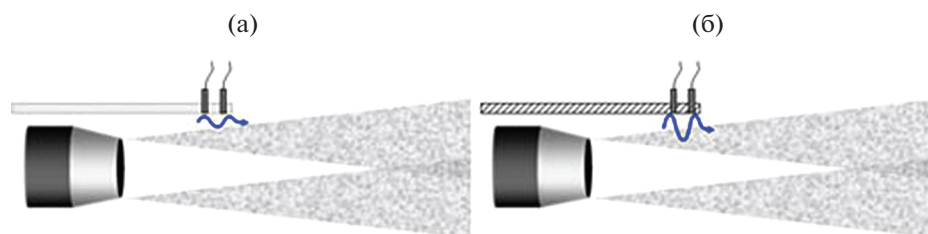


Рис. 13. Варианты измерения пульсаций ближнего поля для расчетной оценки шума взаимодействия струи и крыла. (а) – Измерения в свободном поле без пластины; (б) – измерения при наличии пластины.

позволяет предложить следующие варианты измерений ближнего поля для предсказания шума взаимодействия струи и крыла: измерения парой микрофонов в отсутствие крыла в области предполагаемого расположения задней кромки (рис. 13а), либо измерения парой датчиков, установленных непосредственно на поверхности крыла вблизи кромки (рис. 13б, при этом для учета эффекта отражения потребуется коррекция сигнала в 6 дБ). Использование пары микрофонов объясняется необходимостью измерения фазовых скоростей пульсаций. Данные варианты существенно проще измерений кольцевыми решетками, кроме того, второй вариант с установкой датчиков на поверхности позволяет избавиться от обсуждавшихся погрешностей, связанных с неточной установкой микрофонов или крыла. Отметим также, что в отличие от измерений микрофонами в свободном поле, измерение пульсаций специальными датчиками, размещенными на поверхности крыла, можно проводить при наличии спутного потока, что является практически важным случаем, например, при оценке шума самолета на местности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено исследование взаимосвязи азимутальных мод шума взаимодействия струи и

пластины и структуры пульсаций ближнего поля струи. Для этого использовались экспериментальные данные о пульсациях ближнего поля и шума взаимодействия в дальнем поле, полученные с помощью кольцевых решеток микрофонов. С помощью аналитической модели, позволяющей получить передаточные функции между гидродинамическими пульсациями ближнего поля и шумом в дальнем поле, возникающим вследствие рассеяния этих пульсаций на задней кромке пластины, показано, что основной вклад в шум в дальнем поле вносит рассеяние на кромке осесимметричной моды и первой косинус-моды ближнего поля. Этот вклад распределяется, в основном, между первой и третьей косинус-модами дальнего поля, что приводит к их коррелированности между собой со сдвигом фаз, близким к π [12]. Также дано объяснение появлению в рассеянном поле дополнительной квадрупольной моды. Таким образом, получено достаточно полное представление о сложном процессе преобразования гидродинамических возмущений ближнего поля струи в звуковые при их рассеянии на задней кромке крыла.

На основании анализа передаточных функций между пульсациями ближнего поля и шумом в дальнем поле предложен упрощенный метод из-

мерения пульсаций в области кромки крыла для последующего расчета шума взаимодействия, применимый в том числе при наличии спутного потока, обтекающего крыло. Данный метод может быть также полезен в тех случаях, когда прямое определение шума в дальнем поле затруднено, например, если измерения ближнего поля проводятся в незаглушенном помещении. Тестирование предложенного метода будет проведено в будущих исследованиях.

Часть работы, связанная с обработкой и анализом данных по азимутальной структуре ближнего и дальнего поля, выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (уникальный идентификатор соглашения RFMEFI62818X0011). Часть работы, связанная с развитием упрощенной аналитической модели с целью ее использования при наличии спутного потока, выполнена при поддержке РФФИ в рамках проекта № 18-31-00430.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mead C.J., Strange P.J.R. Under-wing installation effects on jet noise at sideline // AIAA Paper. 1998. AIAA-1998-2207.
2. Mengle V.G. The effect of nozzle to wing gully height on jet flow attachment to the wing and jet flap interaction noise // AIAA Paper. 2011. AIAA-2011-2705.
3. Kopiev V.F., Faranosov G.A., Zaytsev M.Yu., Vlasov E.V., Karavosov R.K., Belyaev I.V., Ostrikov N.N. Intensification and suppression of jet noise sources in the vicinity of lifting surfaces // AIAA Paper. 2013. AIAA-2013-2284.
4. Lawrence J. Aeroacoustic interactions of installed subsonic round jets // PhD thesis, Univ. of Southampton, 2014.
5. Belyaev I.V., Zaytsev M.Yu., Kopiev V.F., Ostrikov N.N., Faranosov G.A. Studying the effect of flap angle on the noise of interaction of a high-bypass jet with a swept wing in a co-flow // Acoust. Phys. 2017. V. 63. № 6. P. 14–25.
6. Cavalieri A.V.G., Jordan P., Wolf W.R., Gervais Y. Scattering of wavepackets by a flat plate in the vicinity of a turbulent jet // J. Sound Vib. 2014. V. 333. P. 6516–6531.
7. Bychkov O.P., Faranosov G.A. On the possible mechanism of the jet noise intensification near a wing // Acoust. Phys. 2014. V. 60. № 6. P. 633–646.
8. Vera J., Self R.H., Kinganz M.J. The prediction of the radiated pressure spectrum produced by jet-wing interaction // AIAA Paper. 2015. AIAA-2015-2216.
9. Lyu B., Dowling A.P., Naqavi I. Prediction of installed jet noise // J. Fluid Mech. 2017. V. 811. P. 234–268.
10. Bychkov O.P., Faranosov G.A. An experimental study and theoretical simulation of jet-wing interaction noise // Acoust. Phys. 2018. V. 64. № 4. P. 437–452.
11. Lyu B., Dowling A.P. Modelling installed jet noise due to the scattering of jet instability waves by swept wings // J. Fluid. Mech. 2019. V. 870. P. 760–783.
12. Faranosov G.A., Belyaev I.V., Kopiev V.F., Bychkov O.P. Azimuthal structure of low-frequency noise of installed jet // AIAA Journal. 2019. V. 57. № 5. P. 1885–1898.
13. Kopiev V., Zaitsev M., Chernyshev S., Kotova A. The role of large-scale vortex in a turbulent jet noise // In 5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit. AIAA Paper. 1999. AIAA-1999-1839.
14. Kopiev V., Zaitsev M., Velichko S., Kotova A., Belyaev I. Cross-correlations of far field azimuthal modes in subsonic jet noise // 14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conf. AIAA Paper. 2008. AIAA-2008-2887.
15. Faranosov G., Belyaev I., Kopiev V., Zaytsev M., Aleksentsev A., Bersenev Y., Chursin V., Viskova T. Adaptation of the azimuthal decomposition technique to jet noise measurements in full-scale tests // AIAA Journal. 2017. V. 55. № 2. P. 572–584.
16. Belyaev I.V., Bychkov O.P., Zaitsev M.Y., Kopiev V.A., Kopiev V.F., Ostrikov N.N., Faranosov G.A., Chernyshev S.A. Development of the strategy of active control of instability waves in unexcited turbulent jet // Fluid Dynamics. 2018. V. 53. № 3. P. 347–360.
17. Arndt R.E.A., Long D.F., Glauser M.N. The proper orthogonal decomposition of pressure fluctuations surrounding a turbulent jet // J. Fluid Mech. 1997. V. 340. P. 1–33.
18. Suzuki T., Colonius T. Instability waves in a subsonic round jet detected using a near-field phased microphone array // J. Fluid Mech. 2006. V. 565. P. 197–226.
19. Jordan P., Colonius T. Wave packets and turbulent jet noise // Annual Review of Fluid Mechanics. 2013. V. 45. P. 173–195.

УДК 534.874.1

ОБ ИЗМЕРЕНИИ АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МОДЕЛИ НЕСУЩЕГО ВЕРТОЛЕТНОГО ВИНТА В АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТРУБЕ

© 2020 г. В. В. Пахов^а, К. В. Файзуллин^а, С. Л. Денисов^{б, *}

^аКазанский национальный исследовательский технический университет имени А.Н. Туполева (КАИ), Казань, Россия

^бФГУП ЦАГИ, Научно-исследовательский Московский Комплекс ЦАГИ, Москва, Россия

*e-mail: stl.denisov@gmail.com

Поступила в редакцию 27.07.2018 г.

После доработки 12.08.2019 г.

Принята к публикации 05.09.2019 г.

Приведены результаты сравнительных экспериментальных и расчетных исследований акустических характеристик модели несущего винта вертолета, выполненных в модернизированной рабочей части аэродинамической трубы АДТ Т-1К. С целью идентификации и минимизации влияния паразитных отражений на исследуемые акустические характеристики при помощи метода последовательностей максимальной длины (метод М-последовательностей) в АДТ Т-1К был проведен анализ расположения микрофонов, показавший, что наибольший паразитный вклад в измеряемый сигнал обусловлен отражениями от створки АДТ Т-1К, расположенной за микрофонами. Сравнение экспериментально измеренных уровней шума при поднятой и опущенной створке подтвердило факт влияния створки на измеряемые акустические характеристики шума модельного винта. Сравнение экспериментальных данных с результатами численного моделирования позволило сделать вывод о принципиальной пригодности модернизированной аэродинамической трубы АДТ Т-1К для решения задач валидации численных методов расчета аэроакустических характеристик модельных несущих винтов.

Ключевые слова: аэроакустика, шум вертолета, шум несущего вертолетного винта, метод М-последовательностей

DOI: 10.31857/S0320791920010074

ВВЕДЕНИЕ

Проблема снижения шума летательных аппаратов на местности является одной из актуальных задач, как с точки зрения авиационной акустики, так и с точки зрения авиаэкологии. Хорошо известно, что вертолеты являются источниками характерного шума, снижение которого представляет собой существенно не простую задачу. Это влечет за собой ряд мероприятий по разработке новых перспективных технологий для снижения шума вертолетов. Данную проблему можно решать как с помощью численных расчетов, так и с помощью проведения экспериментальных исследований акустических характеристик вертолетных винтов, являющихся доминирующим источником шума вертолета.

К сожалению, задача численного расчета шума вертолета на местности наталкивается на значительные вычислительные трудности, обусловленные как многофакторностью рассматриваемой проблемы, так и недостаточным количеством от-

крытых для общего доступа данных экспериментальных исследований, на основе которых можно проводить валидацию численных методов расчета. В свою очередь, проведение экспериментальных акустических исследований шума вертолетных винтов также сопряжено со значительными проблемами, связанными с характерным частотным спектром шума вертолетов, а также наличием различных режимов работы винта (режим осевого обтекания и режим косоугольного обтекания), которые достаточно трудно воспроизвести на экспериментальных стендах или при выполнении прецизионных измерений в натуральных условиях (например, в настоящий момент для валидации наиболее широко используются данные работы [1], однако в силу специфики эксперимента в данной работе содержатся данные только о шуме на режиме горизонтального полета в дальнем поле). Здесь следует отметить, что рассмотренные выше проблемы становятся еще более актуальными для вертолетов соосной схемы.

В последнее время активно развивается подход, при котором используется совместное численное и экспериментальное исследование аэроакустических характеристик моделей несущих вертолетных винтов. Такой подход совмещает в себе преимущества экспериментальных и численных исследований, но требует качественных экспериментальных данных для валидации численных методов.

Одним из аэроакустических стендов, допускающих проведение экспериментальных исследований шума моделей несущих вертолетных винтов, является заглушенная акустическая камера. Однако имеющиеся на данный момент заглушенные акустические камеры пригодны для измерения шума маломасштабных моделей вертолетных винтов на режиме висения, что не позволяет в полной мере отразить все физические процессы, ответственные за излучение звука вертолетными винтами.

Частично проблему исследования шума вертолетных винтов можно решить за счет проведения акустических измерений крупномасштабных моделей вертолетных винтов на открытом стенде [2]. Однако, как и в случае заглушенной камеры, условия открытого стенда позволяют воспроизвести только режим висения, в то время как режим косога обтекания для таких установок остается недоступным.

Использование в качестве аэроакустических стендов для измерения шума вертолетных винтов аэродинамических труб (АДТ) малых скоростей позволяет решить как проблему малого масштаба для исследуемых винтов, так и проблему исследования режима косога обтекания. Однако в данном случае особенно остро встают вопросы, связанные как с возможностью проведения прецизионных акустических измерений в закрытых помещениях, так и с высоким уровнем собственного шума аэродинамической трубы. Данную проблему можно решить при создании специальных аэроакустических труб, оптимизированных для проведения аэроакустических исследований, однако это требует значительных временных и материальных затрат. В качестве примера АДТ, приспособленной для проведения аэроакустических исследований крупномасштабных моделей вертолетных винтов, можно привести аэродинамическую трубу с заглушенной рабочей частью АДТ DNW-LLF (Голландия) [3, 4]. К сожалению, на данный момент в России нет подобной установки, в которой можно было бы проводить акустические измерения шума крупномасштабных моделей винтов в условиях заглушенной камеры.

Исходя из этих факторов, была выполнена модернизация рабочей части аэродинамической трубы АДТ Т-1К с целью решения задачи исследования аэроакустических характеристик мас-

штабных моделей несущих вертолетных винтов в ближнем звуковом поле. Успешное решение данной задачи позволило бы проводить валидацию различных численных методов по результатам измерений шума в ближнем звуковом поле. В свою очередь, этот фактор является необходимым условием для последующего вычисления шума винта в дальнем звуковом поле с последующим пересчетом на натурные условия.

В первом разделе настоящей работы будет выполнено описание экспериментальной установки АДТ Т-1К. Во втором разделе будут рассмотрены результаты проведения экспериментальных исследований АДТ Т-1К, выполненные с помощью метода М-последовательностей с целью оценки вкладов паразитных отражений в измеряемый звуковой сигнал. В третьем разделе будут представлены экспериментальные данные, полученные с учетом опыта исследований, описанных в первых двух разделах, а также сравнение полученных экспериментальных данных с результатами численных расчетов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Описание экспериментальной установки для исследования акустических характеристик вертолетных винтов в акустической камере аэродинамической трубы Т-1К

Исследования шума моделей вертолетных винтов проводились в аэродинамической трубе Т-1К, которая представляет собой аэродинамическую трубу замкнутого типа с открытой рабочей частью (рис. 1). Диаметр сопла Т-1К равен $D = 2.25$ м, скорость потока – до 50 м/с. Для проведения акустических измерений в рабочей части трубы организовано закрытое помещение типа акустической камеры размером $4360 \times 5000 \times 4640$ мм, стены, пол и потолок которого обладают звукопоглощающими свойствами. При этом стены камеры, расположенные справа и слева по потоку, выполнены в виде створок, поднимаемых с использованием электропривода (рис. 1). Основной рабочей конфигурацией акустической камеры АДТ Т-1К является конфигурация с обеими закрытыми створками.

Подъемные створки и потолок, формирующие шумопоглощающую камеру в рабочей части АДТ Т-1К, имеют комбинированную двухслойную конструкцию. Первый слой состоит из резонаторов Гельмгольца, оптимизированных для глушения шума на частотах порядка 100 Гц (данные частоты выбраны исходя из предварительных экспериментов как пиковые собственного шума АДТ Т-1К). Второй слой состоит из пирамидальных меламиновых панелей, которые оптимизированы для частот от 1 до 4 кГц. Торцевые части акустической камеры Т-1К, примыкающие к

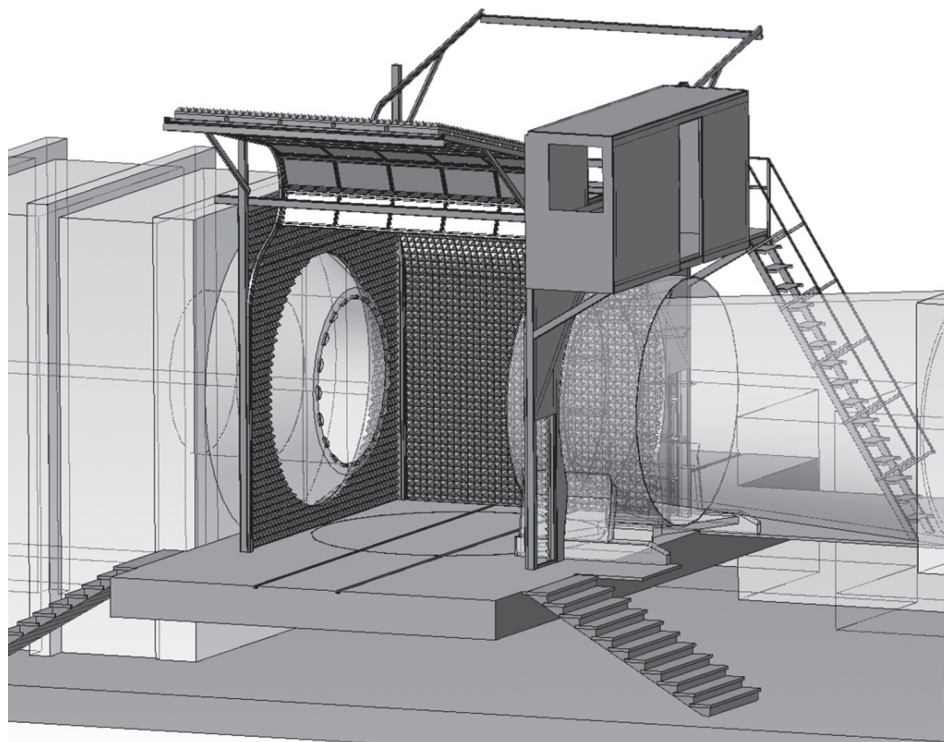


Рис. 1. Аэродинамическая труба Т-1К и акустическая камера Т-1К (поднята правая по потоку створка).

диффузору и конфузору аэродинамической трубы, не имеют резонаторов и прикрыты только меламинами панелями.

На полу АДТ А-1К имеется два рельса для установки в рабочей части аэродинамических весов или вертолетного прибора. Пол в акустической камере покрыт линолеумом и на время проведения акустических измерений закрывается меламинами панелями, устанавливаемыми непосредственно на пол.

Для измерения звукового давления в Т-1К используется система собственной разработки КНИТУ-КАИ на основе микрофонов DBX RTA-M и техники National Instruments [5]. Данная система используется для измерения акустических характеристик моделей несущих винтов вертолетов. Максимальное количество одновременно подключаемых каналов измерений – 64. Система также позволяет проводить первичную обработку сигнала.

Результаты измерений при помощи указанной выше системы будут рассмотрены в третьем разделе данной статьи, а непосредственно параметры компонентов системы представлены в таблице.

ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ КАМЕРЫ АДТ Т-1К С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА М-ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ

Методическое исследование акустической камеры АДТ Т-1К при помощи метода М-последовательностей с целью определения влияния отражений на измеряемые акустические характеристики

В данной работе, основываясь на методе М-последовательностей [6], проводится развитие и обобщение предложенного в [2, 8] метода анализа звукового поля, выполненного для открытого стенда, на случай заглушенной камеры АДТ Т-1К. В основе корреляционного метода М-последовательности

Таблица 1. Параметры компонентов измерительной системы

Микрофон DBX RTA-M		АЦП NI-PXI-4496	
Тип чувствительного элемента	Электретный	Количество каналов	16
Измеряемые частоты	20 Гц–20 кГц	Частота опроса	204.8 кС/с
Чувствительность	-63 ± 3 дБ	Динамический диапазон	114 дБ
Питание	Фантомное, 9–52 В	Диапазон измерения	± 1 и ± 10 В

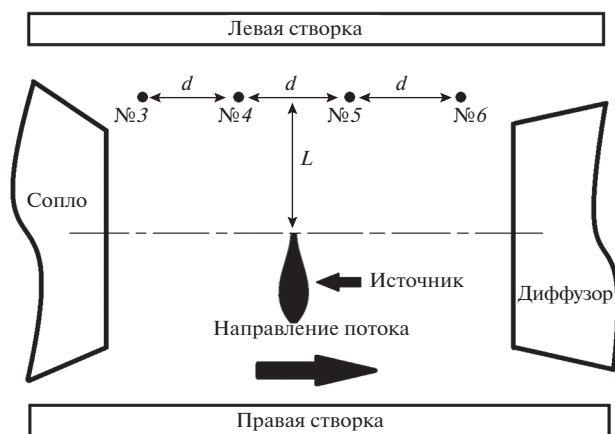


Рис. 2. Схема экспериментальной установки (вид сверху) для проведения эксперимента с помощью метода М-последовательностей в акустической камере АДТ Т-1К (цифрами обозначены номера каналов микрофонов).

стей (метода последовательностей максимальной длины или MLS-эксперимента) лежит синтезированный квазишумовой сигнал, автокорреляционная функция которого близка к дельта-функции [2, 6, 7]. Основной целью исследования методом М-последовательности является получение импульсного отклика системы. Для этого используется всенаправленный источник звука, два микрофона для измерения объемной скорости, приемные микрофоны и пост-обработка сигнала. Импульсный отклик позволяет с высокой точностью определить и идентифицировать вклады в измеряемый сигнал от различных рассеивающих и отражающих конструктивных элементов исследуемой системы [2, 6–8].

При проведении работ в акустической камере, сформированной в рабочей части АДТ Т-1К, была исследована область штатного расположения микрофонов. Для этого использовались шесть преполяризованных 1/4-дюймовых микрофонов с интегрированным предусилителем фирмы “Брюль и Кьер” (В&К) типа 4935 (номинальная чувствительность 5 мВ/Па, частотный диапазон 20 Гц–5 кГц), всенаправленный источник Omnisource типа 4295 (В&К) с адаптером для измерения объемной скорости. Четыре микрофона устанавливались на штатных штативах, а два микрофона располагались в адаптере для измерения объемной скорости. Для сбора и регистрации данных использовалась система PULSE (В&К). Калибровка измерительных микрофонов осуществлялась предварительно с помощью фирменного (В&К) акустического калибратора.

Всенаправленный источник Omnisource с адаптером для измерения объемной скорости располагался в центре акустической камеры АДТ

Т-1К на штативе на оси потока (рис.2). Учитывая симметрию Т-1К, четыре измерительных микрофона располагались на штативах вдоль левой стенки по направлению потока в плоскости вращения винта на одинаковом расстоянии d друг от друга. Расстояние от плоскости расположения микрофонов L до источника составляло $1.7D$, где D – диаметр сопла Т-1К (рис. 2).

Поскольку конструкция акустической камеры Т-1К допускает возможность проведения измерений как с поднятыми, так и с опущенными створками, то для оценки и выделения вклада в общий отклик сигналов, отраженных различными конструктивными элементами акустической камеры АДТ Т-1К целесообразно рассмотреть следующие конфигурации:

- 1) Левая по потоку створка опущена, правая по потоку створка поднята;
- 2) Левая по потоку створка поднята, правая по потоку створка опущена;
- 3) Обе створки опущены.

Далее словосочетание “по потоку” будет опущено, и створки будут именоваться как “левая” и “правая”.

Рассмотрим экспериментально измеренный импульсный отклик для микрофонов, расположенных на штатных местах для измерения шума в АДТ Т-1К при различных положениях створок, причем случай с обеими закрытыми створками соответствует акустически полностью заглушенной рабочей части АДТ Т-1К. На рис. 3 представлен нормированный импульсный отклик для микрофона № 6 для конфигурации № 1. Поскольку микрофон № 6 располагался вблизи торцевой стенки рабочей части и диффузора АДТ Т-1К, то можно ожидать, что именно этот микрофон будет наиболее подвержен влиянию паразитных отражений.

Анализ представленной на рис. 3 зависимости демонстрирует, что импульсный отклик характеризуется наличием нескольких ярко выраженных импульсов, соответствующих отражениям от различных элементов конструкции рабочей части АДТ Т-1К, причем амплитуды отраженных импульсов почти в 10 раз ниже амплитуды импульса прямого сигнала (рис. 3). Анализ геометрии установки, выполненный с помощью непосредственного измерения расстояний, позволяет сделать вывод, что импульсы на расстоянии 4.1–4.4 м соответствуют отражению от напольного меламинового покрытия. Однако для идентификации остальных импульсов, обведенных в круг на рис. 3, необходимо провести сравнение с конфигурацией, при которой правая створка опущена, а левая поднята. Результаты этого эксперимента представлены на рис. 4.

На рис. 4 приведены экспериментально зарегистрированные микрофоном № 4 импульсные

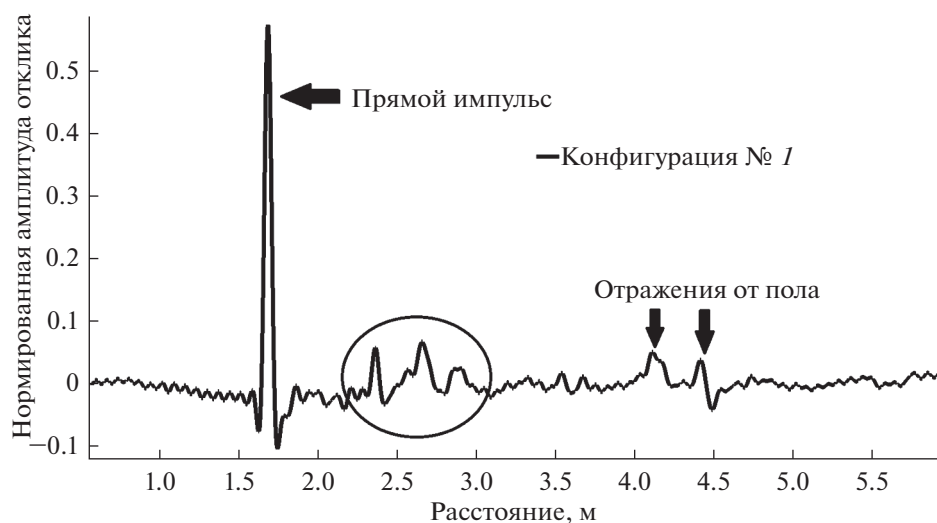


Рис. 3. Экспериментальный импульсный отклик для конфигурации № 1 (микрофон № 6).

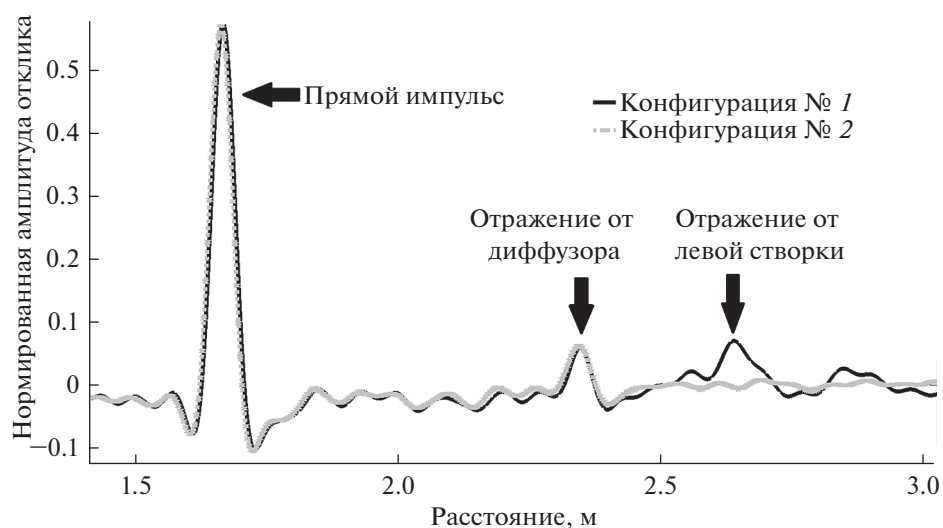


Рис. 4. Сравнение экспериментальных импульсных откликов для конфигураций № 2 и № 3 (микрофон № 6).

отклики для конфигураций № 2 и № 3. Сравнительный анализ показывает, что импульс на расстоянии 2.65 м соответствует импульсу, отраженному от левой створки рабочей части, а импульс на расстоянии 2.3 м соответствует отражениям от диффузора АДТ Т-1К. Как и ранее, амплитуды рассеянных импульсов примерно равны и составляют величину ~10% от амплитуды прямого сигнала. Анализ экспериментально измеренных импульсных откликов для микрофонов № 3–№ 5 продемонстрировал схожее поведение: ярко выраженный импульс от прямого сигнала и импульсы, соответствующие отражениям от створок и пола АДТ Т-1К, причем величина относительной амплитуды отраженных импульсов оставалась на уровне, измеренном микрофоном № 6.

Интересно отметить, что при уменьшении номера микрофона амплитуда импульса, соответствующего отражению от диффузора, уменьшалась, а амплитуда импульса, соответствующая отражению от сопла, увеличивалась (рис. 5). Этот факт объясняется особенностями геометрии акустической камеры АДТ Т-1К.

Таким образом, результаты проведенного методического исследования позволяют сделать вывод, что наибольший паразитный вклад в измеряемый звуковой сигнал вносят отражения от пола, расположенной за микрофонами створки, от диффузора и от сопла. Поэтому, поскольку снизить вклад отражений в измеряемый сигнал от диффузора, сопла и пола представляется проблематичным, то целесообразно рассмотреть экспе-

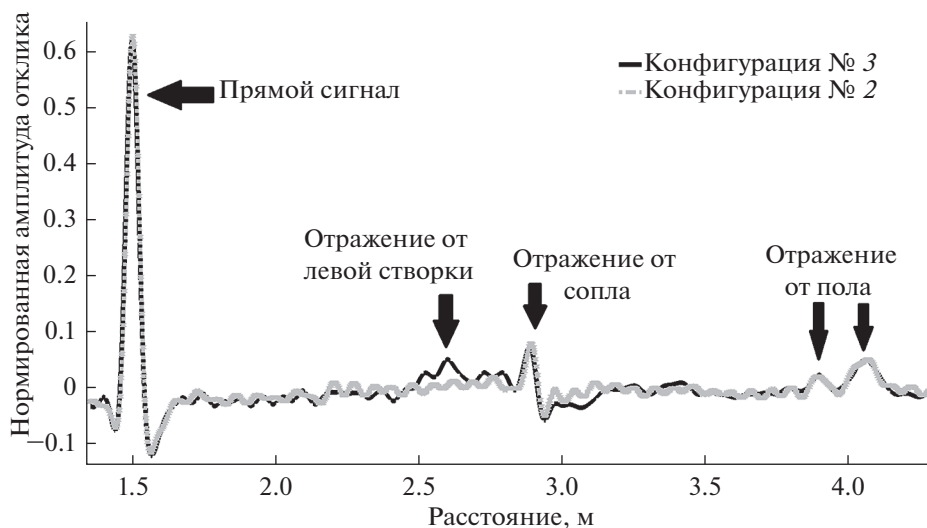


Рис. 5. Сравнение экспериментальных импульсных откликов для конфигураций № 2 и № 3 (микрофон № 4).

риментальную конфигурацию, при которой акустические измерения проводятся при открытой створке, расположенной непосредственно за микрофонами.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ШУМА МОДЕЛИ НЕСУЩЕГО ВИНТА ВЕРТОЛЕТА В АКУСТИЧЕСКОЙ КАМЕРЕ АДТ Т-1К

Экспериментальные исследования шума модели несущего винта вертолета на режиме без потока в ближнем акустическом поле

Экспериментальные исследования шума модели несущего вертолетного винта проводились на режиме работы винта без потока, при частоте вращения $n = 950$ об./мин. Для измерений использовался вертолетный прибор аэродинамической трубы Т-1К, схема которого представлена на рис. 6.

Вертолетный прибор АДТ Т-1К имеет следующие характеристики: частота вращения вала — до 2500 об./мин; углы установки вала винта $-20^\circ \dots 20^\circ$, углы общего шага $-15^\circ \dots 15^\circ$. В качестве объекта исследований была выбрана модель четырехлопастного несущего винта диаметром 1640 мм, с параболической законцовкой лопасти (хорда лопасти 67 мм), общий вид которой представлен на рис. 7.

В соответствии с выводами, полученными при анализе импульсных откликов, для оценки влияния положения створки на измеряемые акустические сигналы были проведены две серии измерений. Для первой серии микрофоны устанавливались с открытой левой створкой акустической камеры (конфигурация 1). Микрофоны располагались на относительных расстояниях r от 1.2 до 1.8 от оси вра-

щения несущего винта с шагом 0.1 (здесь и далее $r = r/r_0$, r — расстояние до микрофонов, $r_0 = 820$ мм — радиус модели несущего винта вертолета). Для удобства интерпретации результатов измерений далее все размеры указаны относительно радиуса винта. Для второй серии экспериментов микрофоны располагались симметрично рабочей конфигурации относительно вектора скорости набегающего потока (V_∞ на рис. 6), у правой стенки акустической камеры. Обе створки акустической камеры при второй серии измерений были закрыты (конфигурация № 2). Далее рассматриваемые положения измерительной системы обозначим как “основное” и “симметричное”.

Для исследования использовалась вертикальная линейка из восьми микрофонов, представленная на рис. 6. Также на рис. 6 обозначено направление вращения модели несущего винта ω . В данной статье рассмотрены измерения при нулевой скорости потока и при скорости потока $V_\infty = 10$ м/с.

Поскольку гармонические составляющие шума винта располагаются в низкочастотной части спектра, то далее будет рассматриваться диапазон частот до 150 Гц. На рис. 9 представлены примеры узкополосных спектров звукового давления модели несущего винта вертолета, измеренные в течение первой (черная кривая) и второй (светлая кривая) серий экспериментов микрофоном в плоскости вращения (нормированная координата $y = 0$ на рис. 8) в полосе частот до 150 Гц (зона работы резонаторов Гельмгольца). На этом рисунке можно выделить следующие пики:

1) пик на частоте 15.8 Гц. Данный пик соответствует частоте вращения модели несущего винта вертолета. Является паразитным и предположи-

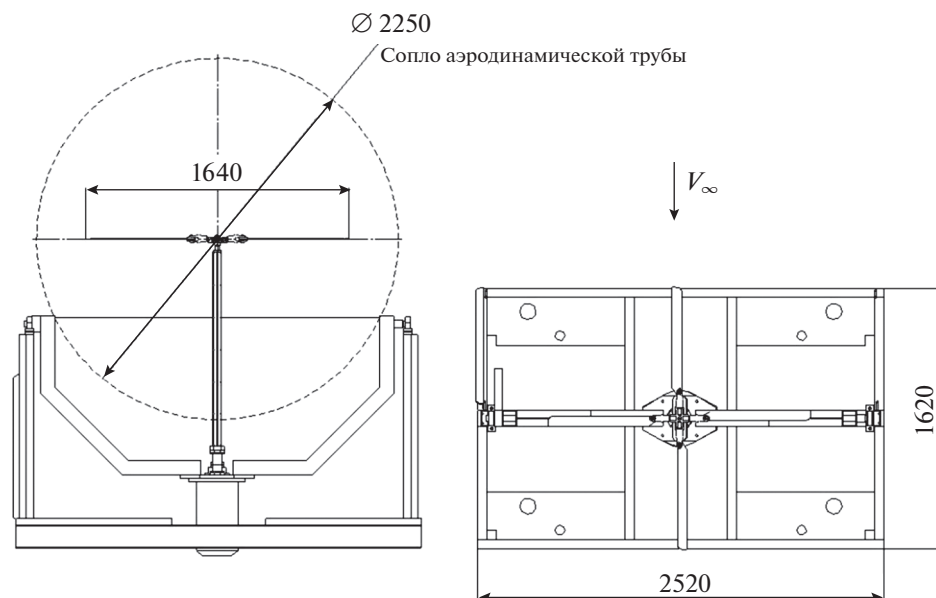


Рис. 6. Схема вертолетного прибора АДТ Т-1К.

тельно вызван вибрациями механической части вертолетного прибора;

2) пики на частотах 63.6 и 128.6 Гц. Пик на частоте 63.6 Гц представляет наибольший интерес и соответствует первой гармонике частоты следования лопастей винта, а пик на частоте 128.6 Гц кратен предыдущему пику и соответствует второй гармонике частоты следования лопасти винта.

Сравнение результатов экспериментальных данных для основного и симметричного положений измерительной системы представлены на рис. 10–11. На рис. 10а и 10б представлены выраженные в дБ измеренные зависимости суммарного уровня шума от вертикальной координаты.

На рис. 11 представлены зависимости уровней звукового давления на первой (рис. 11а) и второй гармонике (рис. 11б) шума модельного винта для основного и симметричного положений измерительной системы. Из анализа рис. 10–11 видно, что максимум акустического излучения не совпадает с плоскостью вращения лопасти $y = 0$. Это объясняется наличием угла конусности в экспериментальной установке. Способ измерить угол конусности на использованной установке в настоящее время отсутствует, хотя и ведутся работы по обеспечению данных измерений.

Из анализа графиков, представленных на рис. 12 и 13, видно, что зависимость уровня шума от вертикальной координаты для основного расположения микрофонов выглядит более гладкой для суммарного уровня шума и первой гармоники. Это связано с тем, что справа по потоку располагается приборный ящик вертолетного стенда. Несмотря на то, что при проведении измерений для

симметричного положения он был закрыт меламиновым покрытием, тем не менее, он являлся причиной паразитных отражений, которые вносили свой вклад в измеряемый уровень шума. Тем не менее, в плоскости вращения зависимости практически совпадают. Так как основные экспериментальные результаты лежат в области частот первой гармоники, то экспериментальную конфигурацию с открытой левой створкой следует признать более подходящей для данных экспериментов.

На рис. 14 представлена зависимость выраженного в дБ суммарного уровня шума от относительного расстояния между расположенным в плоскости вращения микрофоном и осью вращения. Из рис. 14 хорошо видно, что для первой серии экспериментов зависимость суммарного уровня шума от расстояния между микрофоном и осью вращения винта является более гладкой, чем для

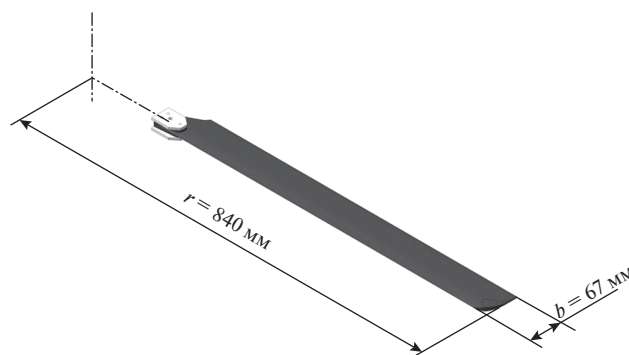


Рис. 7. Общий вид лопасти.

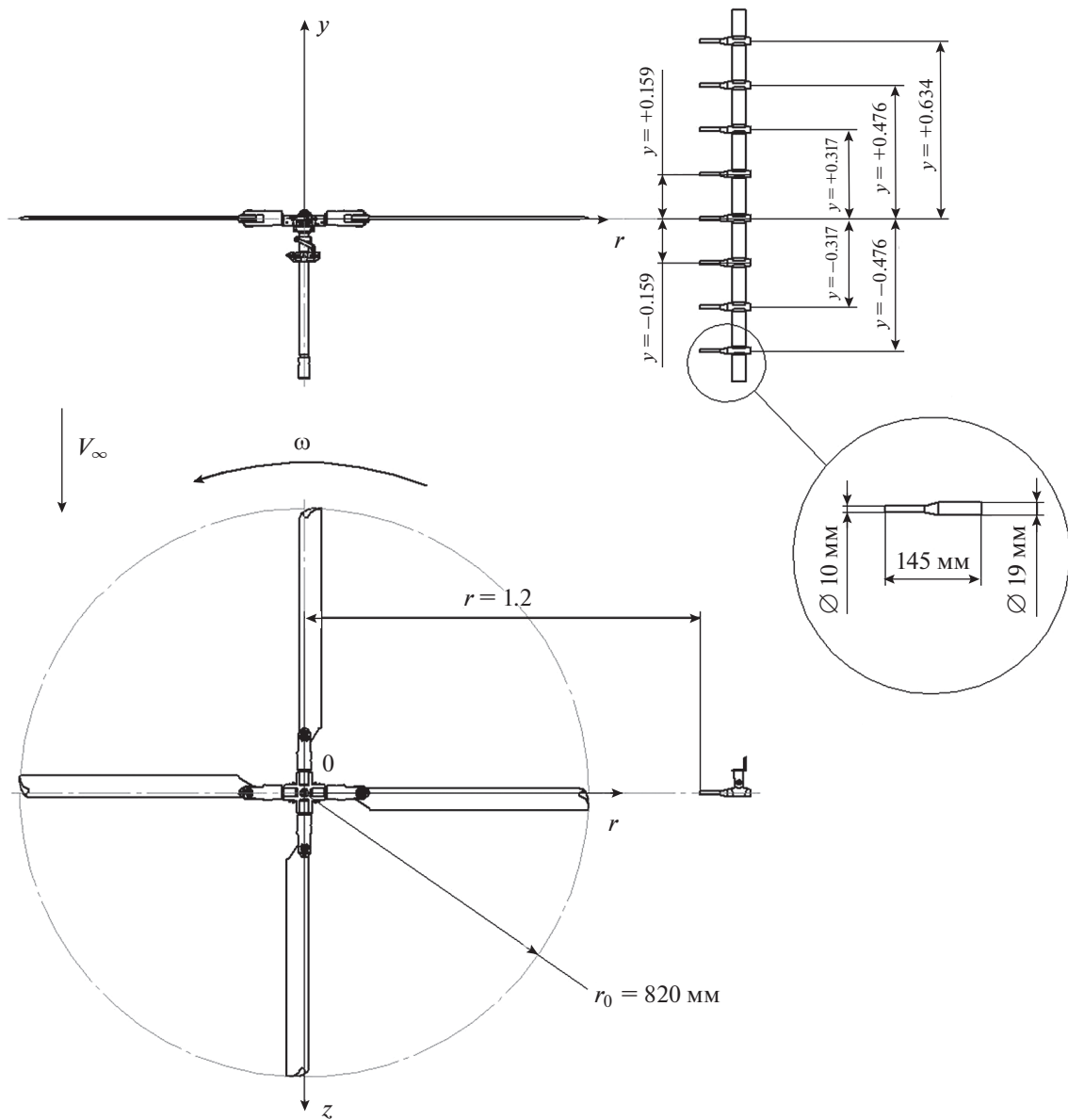


Рис. 8. Положение микрофонов при измерении шума модельного винта.

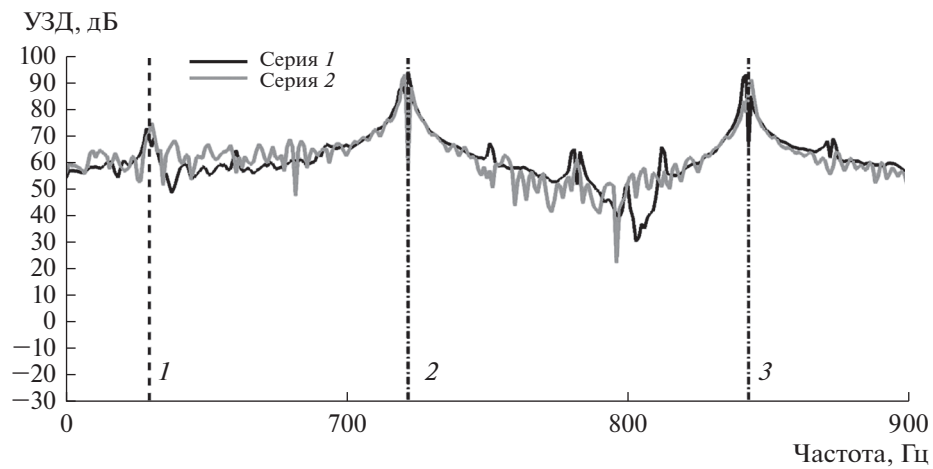


Рис. 9. Спектральные характеристики модели несущего винта вертолета при $y = 0$.

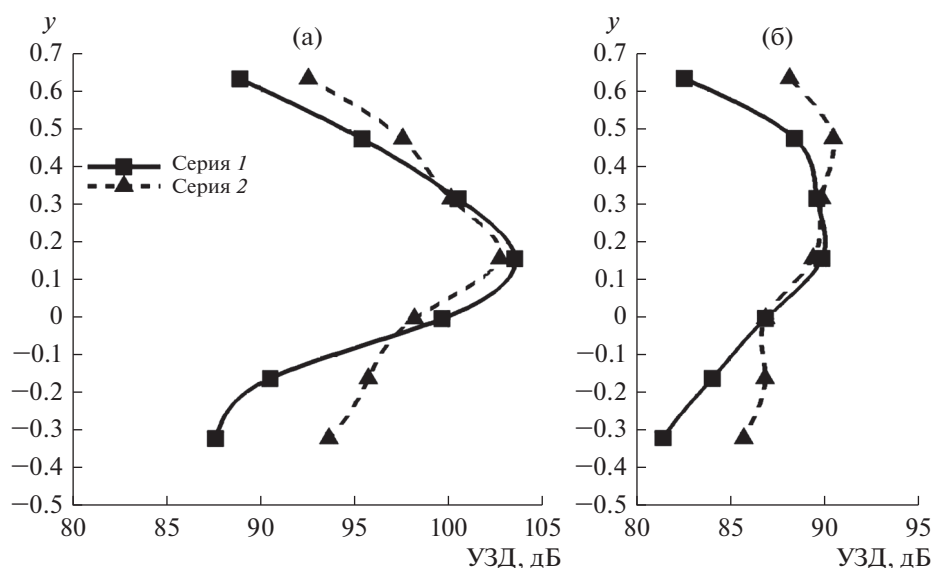


Рис. 10. Сравнение суммарного уровня шума, экспериментально измеренного в штатном и симметричном положениях. (а) – Относительный радиус $r = 1.2$, (б) – относительный радиус $r = 1.5$.

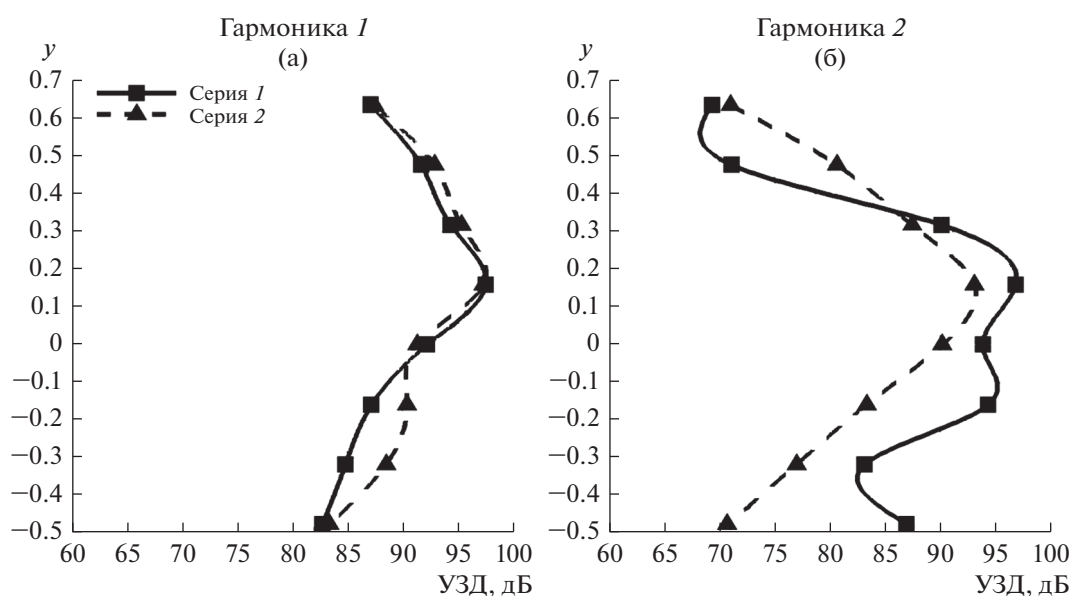


Рис. 11. Сравнение уровней звукового давления для (а) первой и (б) второй гармоник шума модельного винта, экспериментально измеренного в штатном и симметричных положениях при $r = 1.2$. (а) – Первая гармоника, (б) вторая гармоника.

второй серии экспериментов. Зависимость на рис. 14 показывает, что в акустической камере не выполняется условие свободного звукового поля. Это связано с тем, что в акустической камере имеются два открытых торца (сопло и коллектор аэродинамической трубы), которые не могут быть закрыты звукопоглощающими экранами.

Сравнение численных и экспериментальных данных проводилось для временных разверток

сигналов, так как численно моделировались пульсации давлений, генерируемые проходящей мимо микрофона лопастью без широкополосной компоненты. На рис. 13–14 представлено сравнение экспериментальных данных и результатов численного моделирования зависимости звукового давления от времени, пунктиром обозначены значения, полученные при помощи CFD-методов, черной кривой – первая серия экспериментов, светлой – вторая серия экспериментов. Пред-

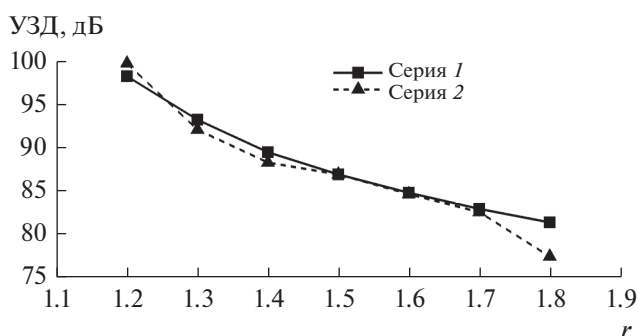


Рис. 12. Сравнение зависимости суммарного уровня шума от относительного расстояния от оси вращения для микрофона в плоскости вращения винта ($y = 0$ на рис. 8), измеренные в штатном и симметричном положениях.

ставленные на рис. 13–14 данные оптимизированы для сравнения с использованными CFD-методами расчета. Детальное обсуждение этого вопроса, а также описание использованных расчетных методов можно найти в работе [5].

На рис. 15 представлено сравнение изменения давления относительно нулевого уровня для микрофона в плоскости вращения винта при $y = 0$, $r = 1.2$, причем в качестве нулевого уровня используется уровень атмосферного давления – 110 кПа. Форма сигнала, генерируемого проходящей лопастью, отличается от синусоиды [1, 3, 4]. Следует отметить, что для данного случая (микрофон располагается в плоскости вращения винта) наблюдается наибольшее расхождение между экспериментальными и численными результатами. На рис. 14 для микрофона в плоскости вращения винта при $y = 0.476$, $r = 1.2$ представлен случай наилучшего совпадения между результатами CFD-расчета и экспериментальными данными.

Причинами несовпадения результатов расчета и экспериментальных данных, представленных на рис. 13–14, могут являться как несовершенство численных расчетов (грубая сетка), так и определенные несовершенства измерительной системы (микрофонам на основе капсулей wtm-61 присущи определенные недостатки, например, низкая чувствительность, высокий уровень шумов на выходе, хотя они и используются для научных проектов с ограниченным бюджетом). Более подробное обсуждение возможных причин расхождения экспериментальных и расчетных данных проведено в [5].

В целом, результаты, представленные рис. 13 и рис. 14, демонстрируют хорошее качественное, а при определенных положениях микрофонов и количественное совпадение экспериментальных и численных результатов определения звукового давления, что позволяет сделать вывод о том, что аэроакустическая установка АДТ Т-1К принципиально пригодна для решения задач валидации численных методов расчета акустических характеристик моделей несущих винтов вертолетов на режиме висения.

На рис. 15 показаны временные развертки сигналов микрофона, расположенного в плоскости вращения винта, рассчитанная численно и измеренная экспериментально. Скорость потока составляла 10 м/с. Как видно из рис. 15, наблюдается некоторое расхождение во временных развертках, при этом экспериментально измеренная развертка имеет несколько более сложную форму. Расхождение между развертками обусловлено комплексом причин, в том числе: вибрациями установки и несовершенством численного моделирования. В целом можно заключить, что аэроакустический измерительный комплекс на основе аэродинамической трубы Т-1К может быть пригоден к измерениям акустических характеристик моделей

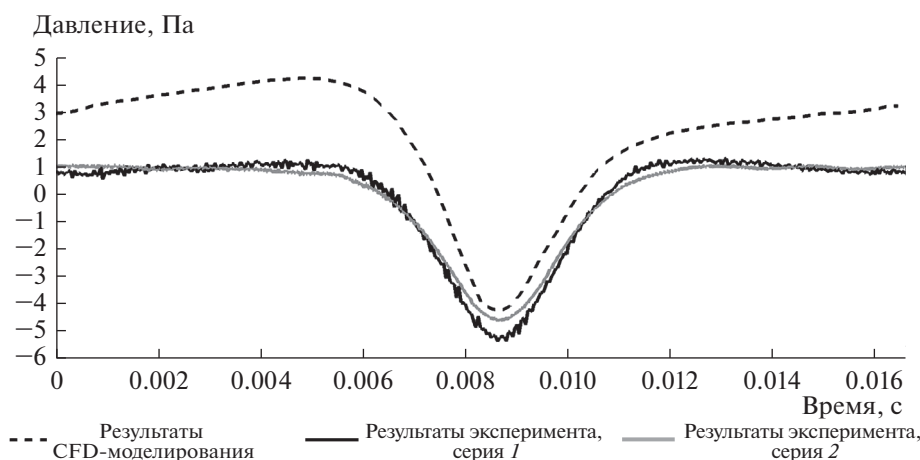


Рис. 13. Сравнение экспериментальных данных и результатов численного моделирования звукового давления (микрофон в плоскости вращения винта при $y = 0$, $r = 1.2$).

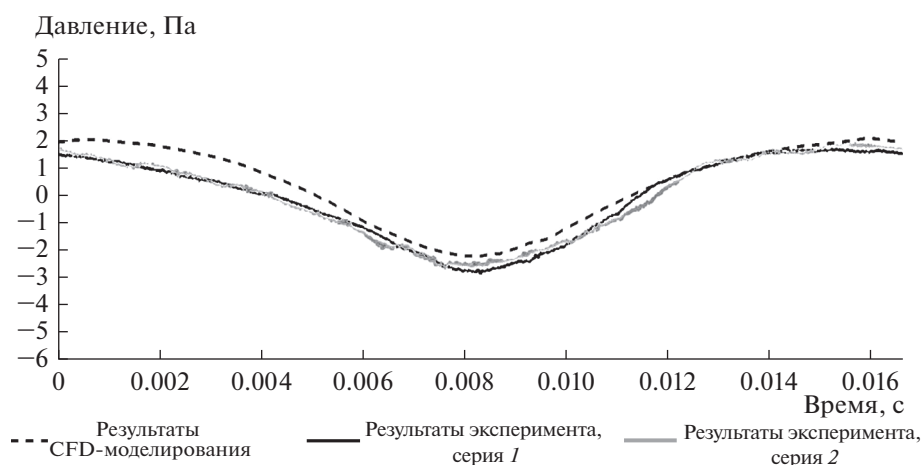


Рис. 14. Сравнение экспериментальных данных и результатов численного моделирования звукового давления (микрофон в плоскости вращения винта при $y = 0.476$, $r = 1.2$).

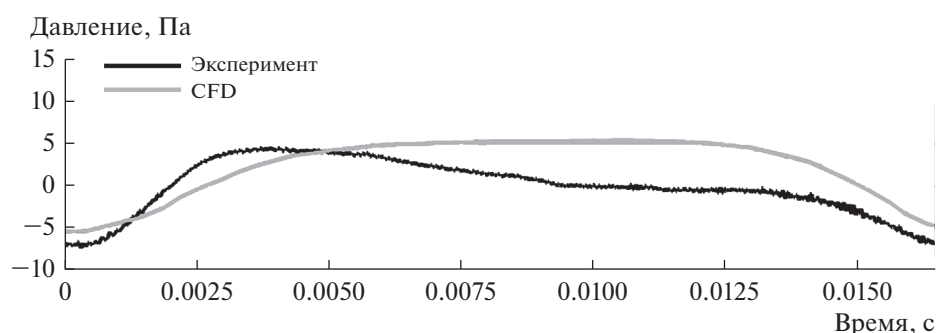


Рис. 15. Сравнение экспериментальных данных и результатов численного моделирования звукового давления (микрофон в плоскости вращения винта при $y = 0$, $r = 1.2$, $V_{\infty} = 10$ м/с).

винтов вертолетов на режиме косоугольного обтекания при условии доработок. Для определения необходимых доработок нужны дальнейшие исследования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные с помощью метода последовательностей максимальной длины исследования в модернизированной АДТ Т-1К с заглушенной рабочей частью, а также измерение шума модели несущего вертолетного винта в данной камере с последующим сравнением с расчетными данными, позволяют сделать вывод, что сформированная в рабочей части аэродинамической трубы Т-1К акустическая камера пригодна для проведения аэроакустических измерений.

Использование метода последовательностей максимальной длины продемонстрировало, что применение пирамидального меламинового покрытия и резонаторов Гельмгольца позволило обеспечить уменьшение амплитуды паразитных отраженных сигналов в 6–6.5 раз относительно амплитуды прямого сигнала. Сравнительный

анализ влияния положения створок рабочей части акустической камеры показал, что измерения, проводимые с открытой левой по потоку створкой, обеспечивают приемлемое качество экспериментальных данных, пригодных для валидации численных методов.

Выполненный анализ общего уровня шума модельного винта, уровней шума на первой и второй гармониках, а также сравнительный анализ временных разверток сигналов демонстрируют, что полученные экспериментальные данные могут быть использованы для валидации численных методов расчета аэроакустических характеристик моделей вертолетных винтов на режиме висения.

Таким образом, выполненная акустическая модернизация рабочей части аэродинамической трубы АДТ Т-1К позволяет решать задачи получения репрезентативных экспериментальных данных, необходимых для валидации численных методов расчета. Следовательно, при проведении акустической реконструкции существующих аэродинамических труб малых скоростей допустимо создание стенов, пригодных как для решения задач

экспериментальной аэроакустики, так и для валидации численных методов расчета. При этом задачи исследования режимов косоугольного обтекания нуждаются в методической проработке.

Авторы искренне благодарят В.Ф. Копьева и С.А. Михайлова за постановку задачи и обсуждение хода работ, а также сотрудников аэродинамической трубы АДТ Т-1К (Казанский национальный исследовательский технический университет имени А.Н. Туполева (КАИ)) за помощь, оказанную в постановке и проведении эксперимента.

Данная работа выполнена в рамках реализации государственного задания 9.1577.2017/4/6 “Численное и физическое моделирование аэродинамических и аэроакустических характеристик винтокрылых несущих систем перспективных летательных аппаратов” и при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации по соглашению № 14.628.21.0011 (уникальный идентификатор соглашения RFMEFI62818X0011).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Boxwell D.A., Schmitz F.H., Spletstoesser W.R., Schultz K.J.* Helicopter model rotor-blade vortex interaction impulsive noise: Scalability and parametric variations // NASA-TM-86007, A-9854, NAS 1.15:86007, TM-84-A-7, AD-A159471.
2. *Копьев В.Ф., Зайцев М.Ю., Остриков Н.Н., Денисов С.Л., Макашов С.Ю., Аникин В.А., Громов В.В.* Об определении акустических характеристик моделей несущих вертолетных винтов на открытом стенде // Акуст. журн. 2016. Т. 62. № 6. С. 725–730.
3. *Boxwell D.A., Schmitz F.H., Spletstoesser W.R. and Schultz K.J.* Helicopter model rotor-blade vortex interaction impulsive noise: Scalability and parametric variations // J. American Helicopter Society. 1987. V. 32. № 1. P. 3–12.
4. *Schmitz F.H., Greenwood E., Sickenberger R.D., Gopalan G., Sim B.W.-C., Conner D.A., Morales E., Decker W.* Measurement and characterization of helicopter noise in steady-state and maneuvering flight // In: American Helicopter Society 63rd Annual Forum. Virginia Beach, VA, May 2007.
5. *Stepanov R., Pakhov V., Bozhenko A., Batrakov A., Garipova L., Kusyutov A., Mikhaylov S., Barakos G.* Experimental and numerical study of rotor aeroacoustics // Int. J. Aeroacoustics. 2017. V. 16. № 6. P. 460–475.
6. *Шанин А.В., Валяев В.Ю.* Метод последовательностей максимальной длины в акустическом эксперименте // Акуст. журн. 2011. Т. 57. № 3. С. 420–425.
7. *Денисов С.Л., Корольков А.И.* Исследование экранирования шума с помощью метода последовательностей максимальной длины в приложении к задачам авиационной акустики // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 4. С. 1–17.
8. *Макашов С.Ю., Зайцев М.Ю., Денисов С.Л.* Приложение MLS-эксперимента для идентификации и возможности снижения нежелательных отражений при проведении экспериментов в аэроакустике // Материалы 5^{ой} открытой всероссийской конференции по аэроакустике. М.: Изд-во ЦАГИ, 2017. С. 142–144.

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ОТКЛИКА ГОРНЫХ ПОРОД НА ВИБРОВОЗДЕЙСТВИЕ В УСЛОВИЯХ СЛАБОГО НЕРАВНОМЕРНОГО ФЛЮИДОНАСЫЩЕНИЯ

© 2020 г. И. Я. Чеботарева^{а, *}, А. Н. Камшилин^б

^аИнститут проблем нефти и газа РАН, ул. Губкина 3, Москва, 119333 Россия

^бИнститут физики Земли РАН, ул. Большая Грузинская 10/1, Москва, 123995 Россия

*e-mail: irinache@inbox.ru

Поступила в редакцию 24.04.2019 г.

После доработки 26.08.2019 г.

Принята к публикации 05.09.2019 г.

Исследованы особенности электрического отклика горных пород на вибровоздействие в диапазоне частот 0.7–10 кГц при слабом неоднородном насыщении кернов песчаника Вега полярной и неполярной жидкостью. Жидкость в образцы добавлялась с помощью пипетки через прокол защитной пленки. При этом создавалась сильная латеральная неоднородность насыщения у бокового края цилиндрического керна. При насыщении использовался керосин (как неполярная жидкость) и солевые водные растворы (как полярная жидкость) в объеме около 6% от объема порового пространства. Результаты физического моделирования показали, что электрический отклик содержит интенсивные вторые гармоники, амплитуда которых на низких частотах сравнима с амплитудой первых гармоник. При добавлении 0.5%-го раствора NaCl существенное изменение электрического отклика по сравнению с откликом керна в исходном состоянии наблюдалось только в диапазоне частот 5.45–7.15 кГц. При добавлении в керн керосина и 0.05%-го раствора соли наблюдается одинаково сильное увеличение электрического отклика на всех частотах, однако характер изменения спектра и его временная динамика для полярной и неполярной жидкостей существенно различается. Представленные результаты физического моделирования будут полезны для понимания сейсмoeлектрических процессов в гетерогенном, структурно неоднородном природном массиве, а также могут послужить базой для развития новых дистанционных технологий определения типа флюидонасыщения горных пород.

Ключевые слова: сейсмoeлектрический эффект 2-го рода, горные породы, электрокинетические явления, гетерогенные среды

DOI: 10.31857/S0320791920010037

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что деформация и разрушение горных пород сопровождается появлением электромагнитных сигналов. Возмущение электромагнитного поля регистрируется в зонах подготовки землетрясений, при проведении взрывов, при горных ударах и оползнях. Существует много механизмов, объясняющих связь деформационных и электромагнитных возмущений в различных средах. Это, например, пьезоэлектрический и пьезомагнитный эффекты, пироэлектрический эффект, бароэлектрический эффект, электрокинетический эффект. В работе [1] приведен перечень других механоэлектромагнитных эффектов в горных породах с большим числом ссылок. Однако, при интерпретации связи акустических и электрических явлений во флюидизированных пористых горных породах, которые не содержат

высокоомных включений, предпочтение обычно отдается сейсмoeлектрическому эффекту 2-го рода. Он имеет электрокинетическую природу и заключается в возникновении переменной разности потенциалов в точках, расположенных в направлении распространения упругой волны. Вторая часть названия связана с тем, что ко времени открытия этого явления был уже известен другой сейсмoeлектрический эффект [2, 3], который заключается в изменении силы электрического тока через горные породы при возбуждении в них упругих колебаний.

Сейсмoeлектрический эффект 2-го рода был открыт А.Г. Ивановым при регистрации сигналов от слабых приповерхностных взрывов. Им же было экспериментально доказано, что обнаруженный феномен “по своим проявлениям и возможностям использования отличается от упомянутого выше сейсмического эффекта с током” и что

“изучаемый эффект E проявляется в объеме горных пород, а не на границе раздела электрод–земля” [3, 4]. А.Г. Иванов высказал предположение, что эффект связан с комплексом электрокинетических явлений в сложной двухфазной системе жидкость–твердый скелет, с деформированием и относительным смещением двойного электрического слоя на границе двух фаз. Адсорбционная часть двойного слоя, примыкающая к твердой фазе, неподвижна относительно нее. Диффузная же часть двойного слоя, состоящая из менее прочно связанных противоионов, наоборот, подвижна и легко смещается относительно поверхности при механическом воздействии. Это приводит к возникновению разности потенциалов. Помимо прямого сейсмоэлектрического эффекта 2-го рода существует и обратный сейсмоэлектрический эффект, когда при воздействии переменного электрического поля на увлажненную породу генерируются акустические колебания.

Первое теоретическое описание эффекта было сделано Я.И. Френкелем [5]. Он впервые вывел уравнения распространения продольных и поперечных волн в двухфазной среде и определил вид функциональной зависимости между амплитудами электрического отклика и акустического воздействия. Спустя 12 лет появились известные уравнения Био, описывающие распространение упругих волн в пористой влаго- и газонасыщенной среде [6]. Как пишет С. Прайд [7], практически идентичные уравнения могли бы быть получены и самим Я.И. Френкелем, если бы он не сделал двух небольших ошибок, однако существование быстрой и медленной моды продольных волн следует уже из уравнений Френкеля. С. Прайд существенно развил и обобщил сейсмоэлектрическую теорию. Он критически проанализировал имеющиеся разработки, сделал ряд упрощающих предположений и выписал более общую самосогласованную систему уравнений с использованием уравнений Био, электрокинематики и полного набора уравнений Максвелла [8]. В работе [8] получены также аналитические выражения для коэффициента проницаемости, электропроводности и коэффициент электрокинетической связи. Согласно теории [5–8], при распространении в однородной среде плоской продольной акустической волны генерируется электрический сигнал, амплитуда которого линейно связана с амплитудой акустического сигнала, и

$$W = \frac{E_x}{u_x} \sim \frac{\varepsilon \zeta m}{\eta \sigma} \omega^2, \quad (1)$$

где E_x – напряженность электрического поля, u_x – амплитуда смещения частиц породы в направлении распространения плоской волны, ε – диэлектрическая проницаемость жидкости, ζ – электрокинетический потенциал (дзета-потенциал), m – по-

ристость, η – динамическая вязкость, σ – электрическая проводимость, ω – частота колебаний.

Известные результаты физического моделирования и полевых исследований качественно совпадают с предсказаниями теории, но наблюдается большой разброс данных [9]. Это во многом обусловлено определенными упрощениями и ограничениями, сделанными при разработке теории эффекта, и большим разнообразием структурных особенностей, состава и физико-химических свойств горных пород. На сухих, газонасыщенных образцах горных пород сейсмоэлектрический эффект обычно не обнаруживается [10–14]. При небольшом увлажнении он появляется, интенсивно растет по мере увлажнения и при достижении оптимального содержания влаги сохраняется постоянным [13]. Для водомасляных эмульсий величина сейсмоэлектрической передаточной функции уменьшается с ростом доли неполярной жидкости [15] и “передаточная функция приблизительно одинаково реагирует на увеличение содержания в поровом пространстве пород газа и неполярной жидкости”. Другими словами, при предельном насыщении пород неполярной жидкостью сейсмоэлектрический эффект наблюдаться не должен. Наблюдаемая в экспериментах с электролитами зависимость W от частоты обычно более слабая, чем в теоретической формуле. Например, в работе [16] в диапазоне 5–15 кГц наблюдается линейная зависимость от частоты с небольшим увеличением наклона графика на более высоких частотах. В работе [14] в диапазоне 0.4–30 кГц также зарегистрирована примерно линейная зависимость W от частоты, но на частотах более 5 кГц наблюдается тенденция к уменьшению роста W и график выполаживается. Экспериментально обнаружено, что с ростом концентрации электролита напряженность электрического поля сначала возрастает до некоторой величины, а затем уменьшается и $W = W_0 C^{-b}$ [13, 17, 18], где b – параметр, зависящий главным образом от электрохимических свойств твердого скелета. Это связано с сильным экранированием адсорбционного слоя возрастающим числом противоионов. Экспериментально обнаружено, что при наложении внешнего электрического поля проявляются нелинейные свойства сейсмоэлектрического эффекта: происходит значительное усиление отклика и регистрируются вторые гармоники с амплитудами большими, чем амплитуды первых гармоник [19–24].

Теория сейсмоэлектрического эффекта 2-го рода разработана для пористых сред с предельным насыщением однотипной жидкостью. Поведение реальных многофазных неравномерно насыщенных горных пород может не соответствовать выводам теории. Известно, что в однородно насыщенной среде плоской продольной акустической волной возбуждается электрическое поле

только одного направления. Однако, при распространении такой же волны в среде с латеральными петрофизическими неоднородностями, в общем случае, возбуждаются три ортогональные компоненты электрического поля, а также и магнитное поле [25]. Это может сильно повлиять на характер электрокинетических процессов. Примером является упомянутое выше проявление нелинейности сейсмоэлектрического эффекта в присутствии внешнего электрического поля. Особенности сейсмоэлектрического эффекта 2-го рода при сильной латеральной неоднородности по насыщению полярными и неполярными жидкостями еще недостаточно исследованы. В данной статье мы представили результаты физического моделирования, которые, как нам кажется, будут полезны для понимания сейсмоэлектрических процессов в гетерогенном структурно неоднородном природном массиве.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились с использованием лабораторной установки [26–28], схема которой приведена на рис. 1. При разном положении переключателя установка может попеременно работать в режиме вынужденных колебаний или в режиме автоколебаний. При работе в режиме вынужденных колебаний на вход генератора ультразвуковых колебаний подавался сигнал постоянной амплитуды с линейно модулированной частотой (сви́п). Частота изменялась в диапазоне 0.5–10 кГц с шагом 0.5 с по времени и 50 Гц по частоте. При работе в режиме автоколебаний генератор ультразвуковых колебаний отключался и замыкалась цепь обратной связи с выхода фазовращателя на вход вибратора. Баланс амплитуд и фаз, необходимый для возникновения автоколебаний, основанных на механоэлектрических преобразованиях в образце, создавался путем регулировки коэффициента усиления электрического сигнала и фазового сдвига в полученном замкнутом контуре. Во время опытов цилиндрический образец располагался таким образом, что у одного торца проводилось акустическое воздействие пьезовибратором, а у другого торца регистрировался акустический сигнал, сформированный в образце зерна. Для регистрации акустических колебаний использован пьезоэлектрический преобразователь П113-(06–1.0). Коэффициент преобразования по напряжению — $18 \pm 0.8 \text{ мВс}^2/\text{м}$. Синхронно с акустическим сигналом с прикрепленных на торцах электродов снимался электрический сигнал — разность потенциалов.

В экспериментах были использованы керны песчаника Berea Grey (США). Этот вид песчаника известен стабильностью своих физико-химических свойств и относится к высокопористым и

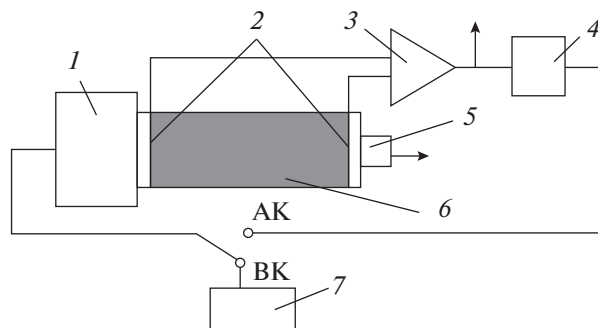


Рис. 1. Лабораторная установка: 1 — акустический пьезопреобразователь-вибратор, 2 — электроды, 3 — селективный усилитель, 4 — фазовращатель, 5 — акустический приемник, 6 — образец, 7 — генератор сви́п-сигналов, стрелки — выходы для регистрации акустических и электрических сигналов. АК и ВК — положения переключателя в режиме автоколебаний и вынужденных колебаний соответственно.

высокопроницаемым породам. В песчанике Berea Grey зерна представлены кварцевым песком и скреплены между собой кремнеземом. В опытах были использованы цилиндрические образцы с диаметром 30 мм и длиной 60 мм. Коэффициент пористости 20%, скорость упругих продольных волн 2.24 км/с. Все образцы были предварительно просушены 4 часа при температуре 110°C и заключены в термоусадочную пленку для герметизации боковой поверхности. Однако, как показал анализ результатов проведенных экспериментов, полностью просушить образцы не удалось — все образцы содержали остаточную воду, в связи с чем далее будем называть их состоянием перед началом опытов условно сухим.

Для создания неоднородного флюидонасыщения использовались керосин (неполярная жидкость) и водные растворы NaCl двух концентраций (полярная жидкость). Слабоминерализованная вода являлась раствором NaCl концентрации 0.05 моль/л, что соответствует типичной минерализации пластовых вод, сильноминерализованная — раствором NaCl концентрации 0.5 моль/л, что соответствует концентрации растворов вблизи соляных месторождений. Керосин является смесью жидких углеводородов. Он может иметь разный состав, в основном состоящий из насыщенных углеводородов с нулевым дипольным моментом молекул, с низкой полярностью, поляризуемостью и химической активностью.

Эксперимент с использованием каждого зерна состоял из трех этапов. Сначала для условно сухого зерна проводился опыт в режиме вынужденных колебаний с регистрацией сигналов акустического воздействия и электрического отклика. Затем запускался режим автоколебаний и установка некоторое время работала с контролем частоты колебаний. При работе в этом режиме пленка на боковой

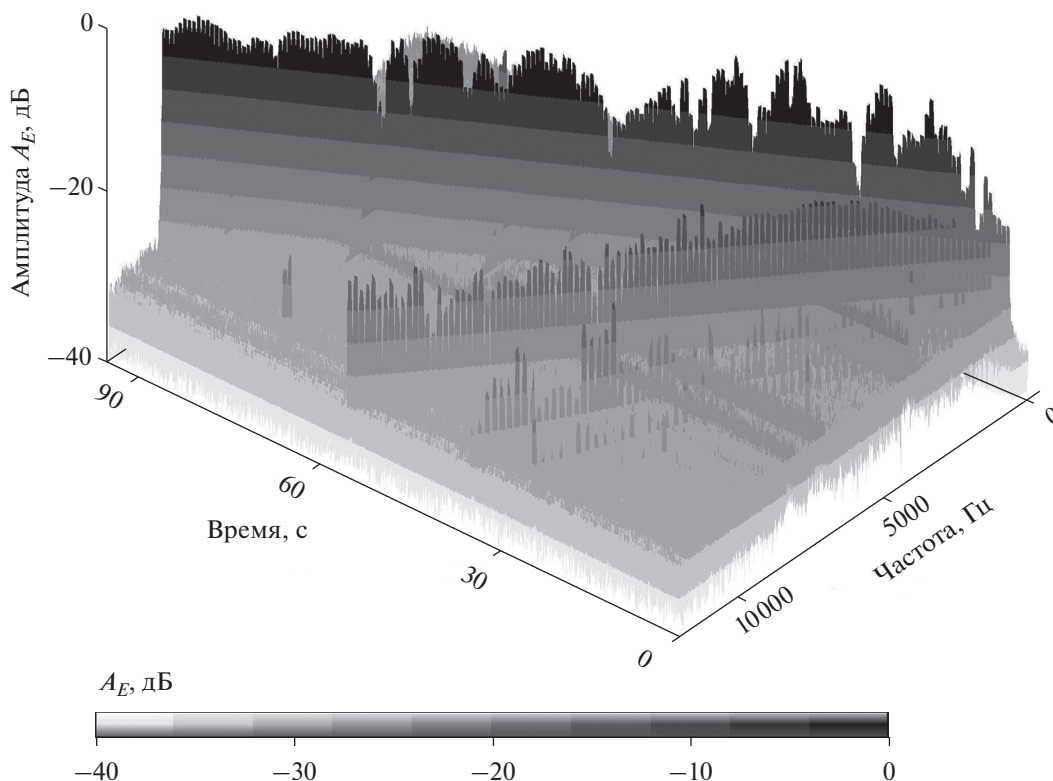


Рис. 2. Частотно-временной спектр электрического сигнала после создания латеральной неоднородности насыщения керосином.

поверхности керна прокалывалась, и с помощью пипетки под пленку вводилась жидкость. Количество жидкости не превышало 0.5 мл, что составляет 1.2% от объема образца и 6% от объема порового пространства керна. Автоколебания продолжались до резкого изменения частоты, что расценивалось как индикатор момента проникновения жидкости вглубь керна достаточно глубоко, чтобы отразиться на особенностях проявления сейсмoeлектрического эффекта. Время развития процесса до смены частоты составляло 60–80 минут. Для неоднородно насыщенных кернов повторно проводился опыт в режиме вынужденных колебаний с регистрацией сигналов акустического воздействия и электрического отклика. На другой день установка запускалась в режиме автоколебаний и работала в течение 6 часов. Затем в третий раз, через 24 ч после насыщения, повторно проводился опыт в режиме вынужденных колебаний с регистрацией сигналов акустического воздействия и электрического отклика.

МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

На первом этапе анализа измеренных акустических и сейсмических сигналов были рассчитаны их частотно-временные представления. При

вычислении амплитудных спектров в скользящем временном окне использовалось быстрое преобразование Фурье (FFT) с наложением окна Ханна во временной области и усреднением по трем соседним окнам с 50%-м перекрытием сегментов. Пример частотно-временного спектра электрического сигнала при латерально неоднородном насыщении керосином показан на рис. 2. На нем хорошо просматриваются 1-я, 2-я и 3-я гармоники электрического сигнала.

Визуальный анализ всех спектров электрических и акустических сигналов показал, что они имеют сложную структуру. Помимо сигнала с частотой генератора, они содержат гармоники, а также помехи с постоянной или медленно меняющейся частотой. Чтобы устранить влияние помех и получить для дальнейшего анализа зависимости амплитуды гармоник электрического и акустического сигналов от частоты акустического воздействия, была разработана методика дополнительной обработки данных, схема которой подробно изложена в работе [28]. Она заключалась в следующем. По частотно-временным представлениям экспериментальных сигналов проводилось выделение ветвей экстремумов основной частоты и ее наиболее интенсивных гармоник с помощью оригинального алгоритма с ранжированием [28]. В алгоритме учитывалась возможность пере-

сечения с экстремумами высокоамплитудных помех и наличие соизмеримых амплитуд разных гармоник на одной и той же частоте, а также случайные аппаратурные флуктуации шагов свип-сигнала по времени и частоте. Для каждой ветви экстремумов получались две временные последовательности — для амплитуд и частот. Амплитудно-временные зависимости подвергались медианной фильтрации, чтобы устранить выбросы — артефакты, которые возникали при использовании FFT на интервалах скачков ступенчатого свип-сигнала. После этого формировались зависимости амплитуд гармоник от частоты воздействия на керн. Для этого на частотно-временных зависимостях выделялись интервалы постоянной частоты сигнала и на этих интервалах рассчитывались усредненные значения амплитудно-временных зависимостей. Следует подчеркнуть, что далее на графиках все зависимости представлены как функции частоты воздействия. Другими словами, для акустического сигнала и первой гармоники электрического сигнала частота сигнала и частота воздействия совпадают. Для второй гармоники электрического сигнала частота воздействия составляет половину частоты сигнала, определяемой по спектрально-временному представлению. Для каждого керна амплитудные спектры рассчитаны в децибелах с нормировкой по максимуму значений сигнала для условно сухого керна. При анализе результатов для сравнения амплитудных спектров использованы робастные статистические оценки, не зависящие от вида статистических распределений — медианное значение, размах вариации $R = (X_{\max} - X_{\min})$ и коэффициент корреляции Спирмена.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Анализ частотно-временных спектров электрического сигнала показал, что при существующей помеховой обстановке разработанная методика позволяет надежно выделять ветви экстремумов до величин -40 дБ. Для электрического сигнала в этот диапазон попадают все первые и вторые гармоники, а также третья гармоника керна при добавлении керосина, рис. 2. Для акустического сигнала в этот диапазон попадают только первые гармоники. В волновом акустическом поле присутствуют и высшие гармоники, но их амплитуда ниже -50 дБ. Во введении отмечалось, что согласно теории сейсмoeлектрического эффекта для предельно насыщенных сред амплитуда электрического отклика линейно связана с амплитудой акустического воздействия. Значит, высшие гармоники акустического сигнала теоретически могут создавать электрический отклик только с амплитудами ниже -50 дБ от основной гармоники электрического сигнала. В наших же экспери-

ментах вторые гармоники электрического сигнала стабильно выше -40 дБ, а на низких частотах их амплитуды даже сравнимы с амплитудами первых гармоник, рис. 3. Из этого можно сделать вывод, что при сильно неоднородном насыщении горных пород сейсмoeлектрический эффект 2-го рода становится нелинейным.

Теоретически, при распространении плоской продольной акустической волны в однородно насыщенной среде возбуждается электрическое поле только одного направления — с поляризацией по вектору распространения акустической волны, формула (1). Для реальных многофазных неравномерно насыщенных горных пород условие однородности петрофизических свойств не выполняется. При распространении даже плоской продольной акустической волны в среде с латеральными неоднородностями, в общем случае, возбуждаются три ортогональные компоненты электрического поля, а также и магнитное поле. Численное моделирование показывает [25], что при переходе от модели влагонасыщенного полупространства к простой трехслойной модели с одним латеральным неоднородным влагонасыщенным слоем сильно искажается функциональная связь модулей электрического и акустического поля, формула (1). Графики зависимости отношения W от параметров водонасыщенного слоя становятся негладкими, изрезанными, осциллирующими, с большой амплитудой выбросов. Сейсмoeлектрический эффект максимален в окрестности резкого изменения петрофизических свойств пород. Подобное возмущение монотонности и гладкости зависимостей, как показано далее, наблюдается и в наших экспериментах с неоднородным латеральным насыщением кернов. Также становится отчасти понятным проявление нелинейности сейсмoeлектрического эффекта. При распространении акустической волны в керне с латеральной неоднородностью по насыщению будет возникать неоднородное электрическое поле с компонентами не только по направлению распространения волны, но и в ортогональных направлениях. При этом существует ряд экспериментальных работ [19–24], в которых показано, что при наложении дополнительного внешнего ортогонального электрического поля может происходить значительное усиление сейсмoeлектрического эффекта и проявляться его нелинейность. Так что обнаружение интенсивных вторых гармоник электрических сигналов при неравномерном насыщении горных пород, рис. 3, вполне согласуется с известными экспериментальными результатами [19–24]. Однако, необходимо отметить, что механизм этого эмпирического результата не ясен.

В данной работе основное внимание мы уделим амплитудным и частотным особенностям наиболее мощной 1-ой гармоники электрического отклика и временной динамики регистрируемых

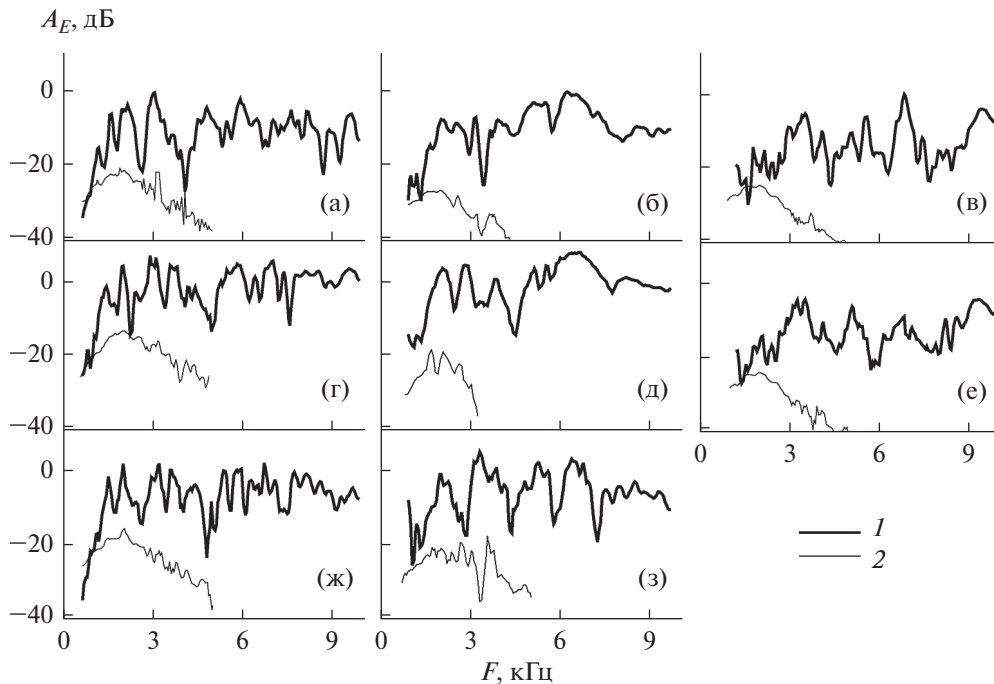


Рис. 3. Зависимость амплитуд электрического сигнала A_E от частоты вибровоздействия. В каждом столбце представлены результаты для одного и того же керна. Графики (а)–(в) – для условно сухих кернов; (г)–(е) – после добавления керосина, слабоминерализованной и сильноминерализованной воды, соответственно; (ж) и (з) – через сутки после добавления жидкости и длительной вибрации в течение 6 часов в режиме автоколебаний. Нормировка по максимальному сигналу для сухого керна. На графиках показаны первая (линия 1) и вторая (линия 2) гармоники электрического сигнала.

электрических и акустических сигналов. На рис. 4. показаны спектры измеренного акустического сигнала на разных этапах проведения экспериментов. Амплитуда электрического сигнала, подаваемого на вход генератора ультразвуковых колебаний была постоянной для всех опытов и на всех частотах. При этом формы акустических спектров ускорений, измеренных на другом торце керна, даже для условно сухих кернов различаются. Однако максимальные значения амплитуд для всех трех условно сухих кернов примерно одинаковы. Резонансная частота однородного цилиндра с размерами керна лежит существенно выше частотного диапазона исследований. Положение локальных максимумов акустических спектров различных кернов отличаются, что не позволяет связать их с собственными частотами установки. По-видимому, на индивидуальность акустических спектров большое влияние оказывают особенности поровой структуры и наличие больших трещин. Для каждого керна в течение экспериментов формы спектров акустических сигналов изменялись незначительно. Коэффициенты корреляции спектров для одного и того же керна составляли 0.9–0.96, рис. 4.

По измеренным в экспериментах спектрам ускорений \ddot{u}_x были пересчитаны спектры смещений по формуле $u_x = \ddot{u}_x / \omega^2$, где ω – частота вибро-

воздействия. Затем получены зависимости от частоты отношения амплитуд электрического и акустического сигналов $W = E_x / u_x$, которые после сглаживания в окне 1.5 кГц имеют вид, приведенный на рис. 5. Согласно теории сейсмoeлектрического эффекта [5–8] для предельно насыщенных пород должна наблюдаться квадратичная зависимость от частоты акустического воздействия $W \sim \omega^2$. В наших экспериментах с неравномерным насыщением в диапазоне частот 1–10 кГц наблюдаются существенно немонотонные зависимости. Интересно отметить, что на интервалах возрастания значений зависимость от частоты близка к квадратичной. После капельного добавления керосина и сильноминерализованной воды зависимости $W(\omega)$ на всех этапах эксперимента мало меняются по амплитуде и форме, рис. 5а и 5в. Для слабоминерализованной воды, наоборот, зависимость $W(\omega)$ очень сильно меняется по ходу эксперимента. После капельного добавления слабого раствора соли форма графика $W(\omega)$ остается почти такой же, как для условно сухого керна, но график сильно смещается по оси ординат в сторону увеличения значений $W(\omega)$, рис. 5б. После продолжительной вибрации форма графика $W(\omega)$ сильно изменяется и график смещается в сторону уменьшения значений $W(\omega)$. При этом, как показано на врезке

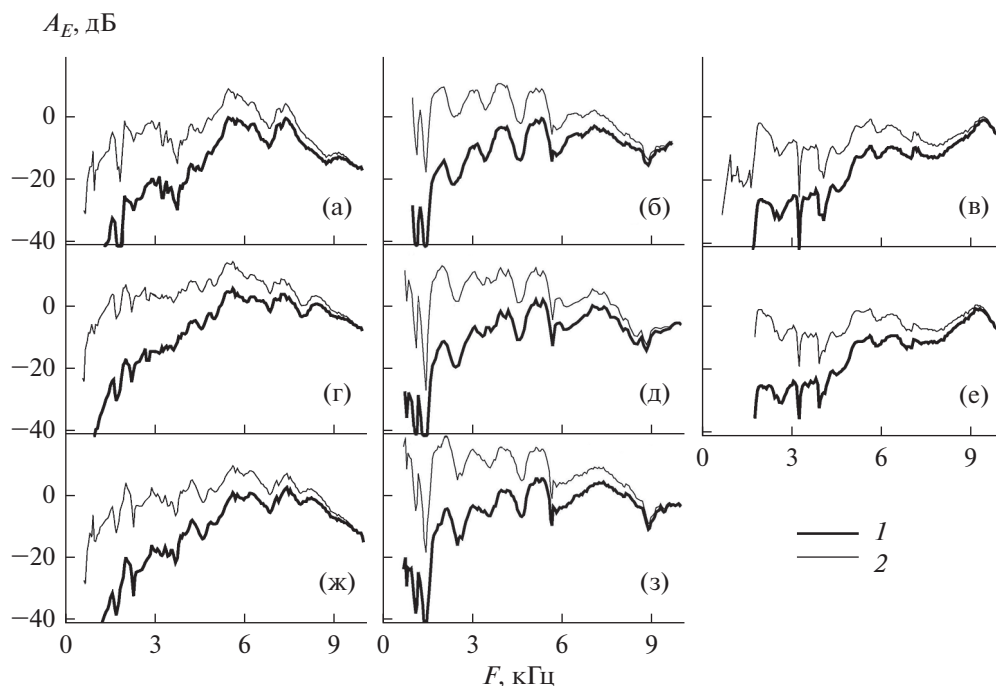


Рис. 4. Зависимость амплитуд акустического сигнала A_S от частоты вибровоздействия. В каждом столбце представлены результаты для одного и того же зерна. Графики (а)–(в) – для условно сухих зернов; (г)–(е) – после добавления керосина, слабоминерализованной и сильноминерализованной воды, соответственно; (ж) и (з) – через сутки после добавлении жидкости и длительной вибрации в течение 6 часов в режиме автоколебаний. Нормировка по максимальному сигналу для сухого зерна. На графиках показаны измеренные ускорения \ddot{u} (линия 1) и пересчитанные по ним смещения u (линия 2).

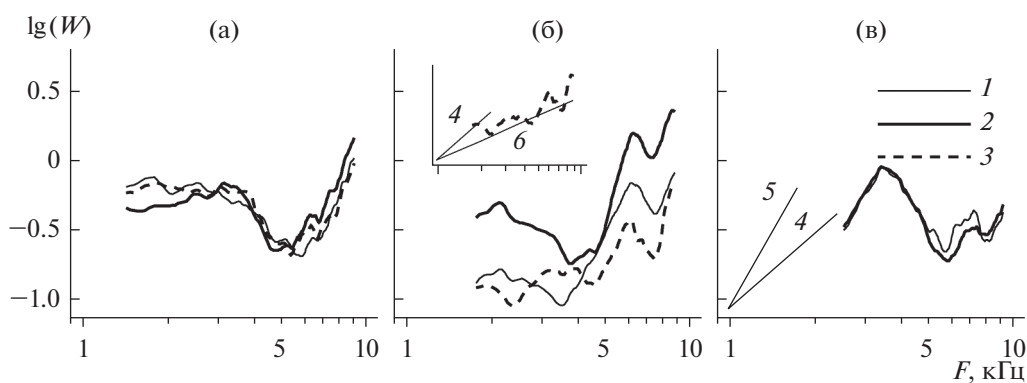


Рис. 5. Зависимость от частоты вибровоздействия F отношения амплитуд электрического и акустического сигналов $W = E_x/u_x$ при насыщении (а) керосином, (б) слабоминерализованной и (в) сильноминерализованной водой. Показаны графики для условно сухого зерна (линия 1), после добавления жидкости (линия 2), через сутки после добавлении жидкости и длительной вибрации в течение 6 часов в режиме автоколебаний (линия 3), график линейной зависимости $W = F$ (линия 4), график квадратичной зависимости $W = F^2$ (линия 5), график зависимости $W = F^{0.5}$ (линия 6).

рис. 5б, зависимость стремится к монотонной $W = \omega^\alpha$, где $0.5 < \alpha < 1$.

Рассмотрим более подробно вклад электрического и акустического сигналов в зависимость $W(\omega)$ для зернов с разным типом флюидонасыщения. Спектры электрических сигналов, зарегистрированных на разных этапах экспериментов, показаны на рис. 3. На рис. 6 показаны соответ-

ствующие разностные спектры, позволяющие оценить происходящие в ходе эксперимента изменения. Аналогичные результаты для акустических сигналов показаны на рис. 4 и рис. 7. На рис. 8 в графическом виде приведены значения статистических оценок, позволяющих сравнить особенности временной динамики акустических и электрических полей в опытах с разным типом флюидонасыщения.

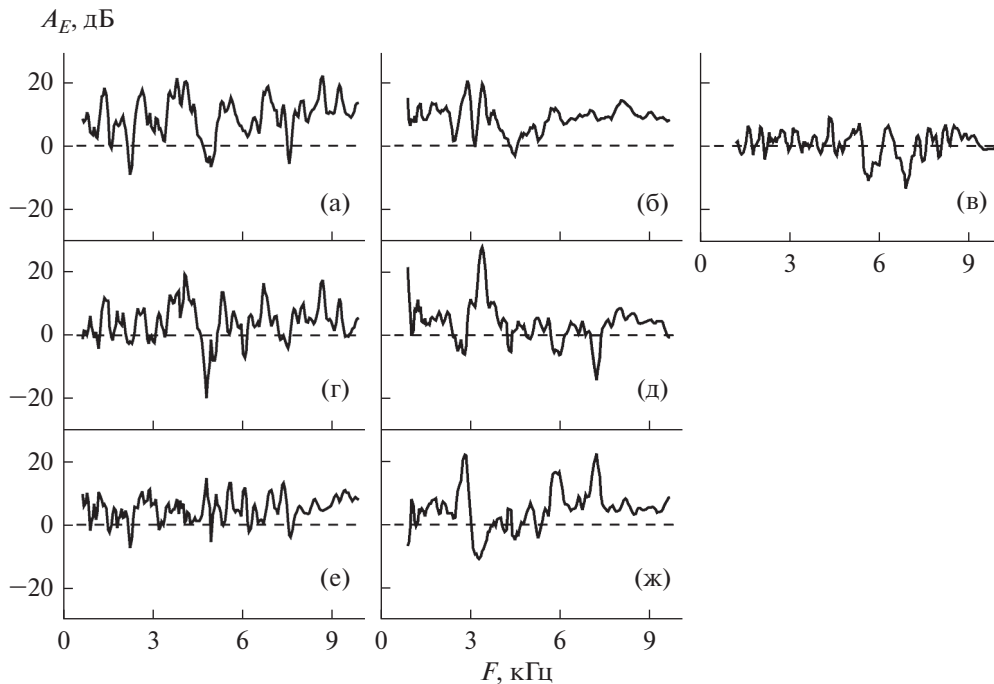


Рис. 6. Приращение спектральных амплитуд первых гармоник электрического сигнала ΔA_E при насыщении кернов керосином, слабоминерализованной и сильноминерализованной водой. В каждом столбце представлены результаты для одного и того же керна. (а)–(в) – Разность между спектрами флюидизированных и условно сухих кернов; (г) и (д) – разность между спектрами флюидизированных кернов после длительной вибрации и условно сухих кернов; (е) и (ж) – разность между спектрами флюидизированных кернов до и после длительной вибрации.

Как отмечалось во введении, согласно теории и известным результатам физического моделирования, сейсмoeлектрический эффект 2-го рода на сухих кернах наблюдаться не должен, но мы его наблюдаем на всех “сухих” кернах, рис. 3. По-видимому, существование эффекта объясняется наличием остаточной воды. Хотя керны, как упоминалось выше, просушивались длительное время при высокой температуре и боковая поверхность покрывалась пленкой, но вода могла остаться внутри изолированных пор, в узких капиллярах и в виде влажных пленок на поверхности пор и трещин.

После добавления сильно минерализованной воды существенных изменений в спектрах первой и второй гармоник электрического сигнала практически не наблюдается. Исключение составляет узкий диапазон частот 5.45–7.15 кГц, где размах вариаций разности спектров первой гармоники составляет 22.3 дБ, рис. 6в. В этом же интервале частот, как показано на рис. 5в, происходит резкое изменение зависимости $W(\omega)$. В спектре акустических колебаний также существенных изменений не происходит. После увлажнения концентрированным раствором соли повторно автоколебания в механоэлектрической схеме воспроизвести не удалось, поэтому длительное вибровоздействие в этом случае не проводилось. Измеренный через 24 ч электрический отклик оказался сильно ослабленным по амплитуде и на приведенных ри-

сунках он не показан. Уменьшение амплитуды электрического отклика с течением времени является ожидаемым для всех типов флюидонасыщения. Этому способствует несколько факторов. За счет фильтрации жидкости вглубь керна контрастность по насыщению размывается. При длительном вибровоздействии происходит также перераспределение заряженных ионов, компенсирующее электрическое поле в направлении, ортогональном оси акустического воздействия. Противоионы частично адсорбируются поверхностью твердой фазы. В случае высококонцентрированного электролита дополнительное уменьшение электрического отклика происходит за счет увеличения концентрации остаточной поровой воды, присутствующей в условно сухих кернах.

Для керна с добавлением слабоминерализованной воды происходит сильное увеличение амплитуды электрического отклика. В среднем по всему спектру амплитуда основной гармоники увеличивается на 9 дБ. В этом случае также существует узкий диапазон сильных вариаций разности спектров первой гармоники – 2.5–5.0 кГц, рис. 6б. Так же, как и для высококонцентрированного раствора, в этом частотном диапазоне происходит резкое изменение характера зависимости $W(\omega)$. Для остальных частот форма спектра сохраняется без особых изменений по сравнению со спектром условно сухого керна, с пропорцио-

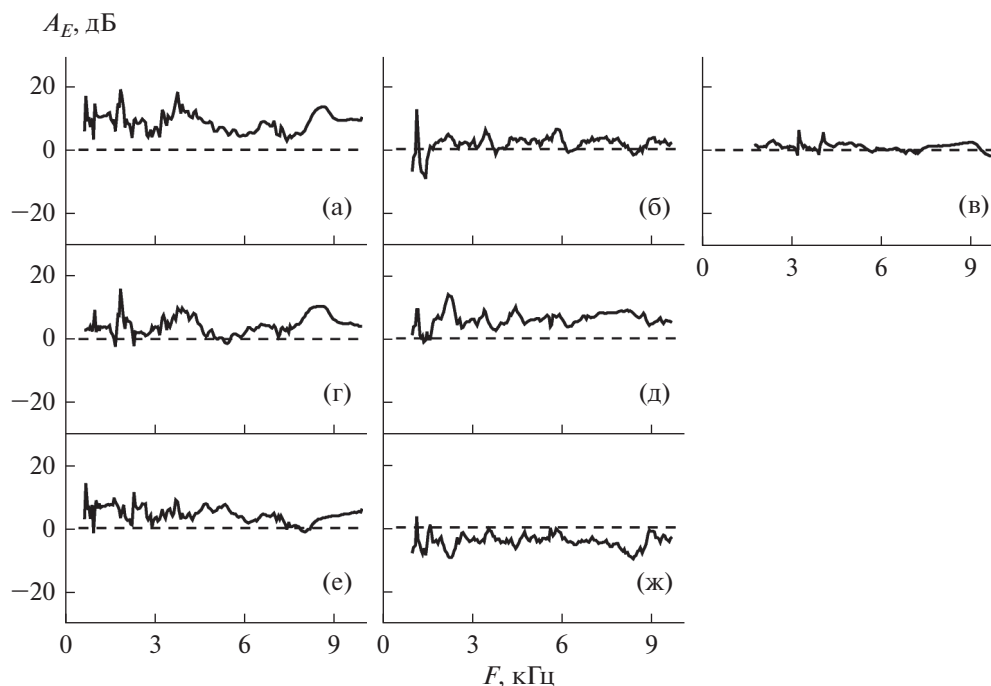


Рис. 7. Приращение спектральных амплитуд акустического сигнала ΔA_S при насыщении кернов керосином, слабоминерализованной и сильноминерализованной водой. В каждом столбце представлены результаты для одного и того же керна. (а)–(в) – Разность между спектрами флюидизированных и условно сухих кернов; (г) и (д) – разность между спектрами флюидизированных кернов после длительной вибрации и условно сухих кернов; (е) и (ж) – разность между спектрами флюидизированных кернов до и после длительной вибрации.

нальным увеличением амплитуд. Коэффициент ранговой корреляции спектров электрического отклика для условно сухого и увлажненного керна равен 0.8. Увеличение амплитуды электрического отклика при сохранении формы его спектра подтверждает предположение о том, что существование электрического отклика условно сухих кернов связано с наличием в них остаточной воды. Амплитуда второй гармоники при увлажнении увеличивается более чем на 5 дБ. Спектр акустических колебаний при капельном добавлении раствора соли существенно не изменяется.

Ослабление сейсмоэлектрического эффекта при увеличении концентрации электролита соответствует теории и известным экспериментальным данным [13, 14, 17, 18]. Согласно упрощенной теории двойного электрического слоя [29], с ростом концентрации электролита C электрокинетический потенциал снижается как $\zeta \sim 1/\sqrt{C}$. При использованных в эксперименте концентрациях соли 0.05 и 0.5 моль/л электрокинетический потенциал должен измениться примерно в 3 раза. В нашем эксперименте среднее изменение электрического отклика после увлажнения для разных концентраций отличается в 2.5 раз. Это хорошее совпадение и оно может свидетельствовать в пользу того, что в полученных результатах электрокинетические явления в двойном электриче-

ском слое играют существенную роль. Добавление слабоминерализованной воды увеличивает площадь двойного электрического слоя, что, наряду с влиянием неоднородности электрического поля, приводит к усилению сейсмоэлектрического эффекта.

В обсуждаемой серии экспериментов сильное увеличение электрического отклика наблюдается и при латерально неоднородном слабом насыщении керна керосином. Это резко контрастирует с известными результатами физического моделирования в случае равномерного насыщения кернов [15], когда отношение амплитуд электрического отклика и акустического воздействия уменьшается с ростом доли неполярной жидкости. При добавлении керосина увеличение электрического сигнала даже больше, чем при добавлении слабого раствора соли. Для первой гармоники увеличение электрического сигнала составляет 9.7 дБ, а для второй гармоники около 5 дБ. При этом форма спектра электрического сигнала сильно изменяется на всех частотах. Коэффициент корреляции спектров электрического отклика для условно сухого и флюидизированного кернов равен 0.3, а размах вариаций разности спектров первой гармоники составляет 31.3 дБ, рис. 6а.

Еще один неожиданный результат – это сильное увеличение амплитудного спектра акустиче-

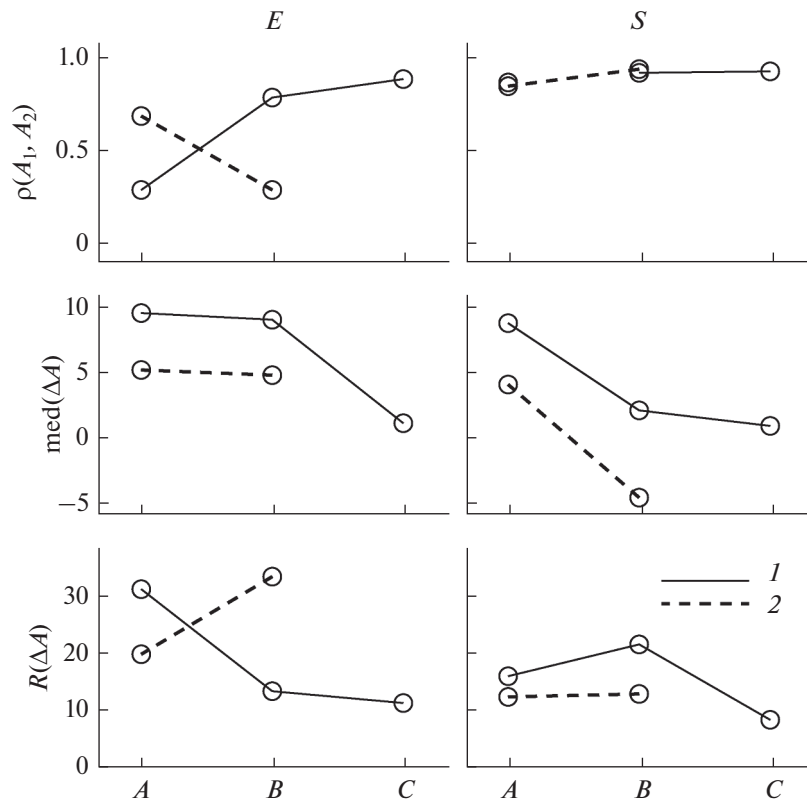


Рис. 8. Статистические оценки, рассчитанные для электрических (слева) и акустических (справа) сигналов, иллюстрирующие изменения амплитудных спектров сигналов во время экспериментов. Показаны результаты сравнения спектров для условно сухих кернов и после добавления жидкости (линия 1), для флюидизированных кернов до и после длительной вибрации (линия 2). Метки “А”, “В”, “С” индексируют результаты для кернов, насыщенных керосином, слабоминерализованной и сильноминерализованной водой. Верхний ряд – значения коэффициента корреляции Спирмена; в середине – медианное значение разностей спектров сигналов; внизу – размах вариаций разности спектров.

ского сигнала и изменение его формы, рис. 7а. Акустический спектр увеличивается в среднем на 9 дБ, что компенсирует увеличение амплитуды электрического сигнала и стабилизирует значение зависимости $W(\omega)$, рис. 5а. Добавление жидкости в объеме 1.2% от объема керна не меняет существенно ни массы образца, ни скорости продольных волн, поэтому не должно бы приводить к существенному изменению в колебательной скорости при одинаковом воздействии на образец. К тому же изменение спектра колебательной скорости не происходит при добавлении слабого раствора соли, но после добавления керосина происходит. После шестичасового вибровоздействия в режиме автоколебаний изменения акустического спектра происходят для кернов уже при обоих типах насыщения, рис. 7. Причем, для керна с керосином амплитудный спектр акустического сигнала снижается на 4.3 дБ таким образом, что опять сохраняется вид зависимости $W(\omega)$ и временная коррелированность амплитуд сейсмического и электрического сигналов. При этом амплитудный спектр акустического сигнала для раствора соли наоборот увеличивается на 4.4 дБ.

Основная гармоника электрического отклика через сутки после насыщения и продолжительной шестичасовой вибрации уменьшается и для керосина, и для слабо минерализованной воды, рис. 6е и 6ж. Медианное значение разности спектров до и после длительного вибровоздействия составляет 5.3 дБ для керосина и 4.9 дБ для водного раствора NaCl. Но формы спектров электрических сигналов ведут себя совершенно по-разному. Форма спектра при неоднородном насыщении керна керосином почти не изменяется после длительной вибрации, а спектр электрического отклика для слабо минерализованной воды претерпевает очень сильные изменения. Соответствующие значимые значения ранговой корреляции спектров для керосина и водного раствора 0.7 и 0.3, соответственно. Более того, сравнивая формы спектров на рис. 3з и 4з, можно сделать заключение, что после продолжительной вибрации для слабого раствора соли в электрических колебаниях формируются резонансные частоты, которые не совпадают с резонансными частотами акустических колебаний.

Обнаруженные особенности сейсмoeлектрического эффекта 2-го рода при неоднородном слабом насыщении полярными и неполярными жидкостями трудно обоснованно объяснить, но мы полагаем, что они связаны именно с сильной латеральной неоднородностью по насыщению, в окрестностях которой формируется сильно неоднородное поле электромагнитного отклика. Керосин, в зависимости от технологии производства, может содержать различные присадки, небольшое количество воды, иметь примеси сернистых, азотистых или кислородных соединений. При фильтрации керосина в ядрах песчаника в него попадают механические примеси в виде частиц кварца, кремнезема, глины. Остаточная вода в порах кернов, химические и механические примеси в условиях акустической вибрации способствуют образованию устойчивых водно-керосиновых эмульсий и формированию слоистых и пространственных структур дисперсной фазы [30]. Из-за наличия воздуха, при фильтрации в поровом пространстве вероятно образование сложных трехфазных воздушно-водно-керосиновых эмульсий. Распределение капель по размерам в таких эмульсиях является достаточно широким. С одной стороны, крупные капли дисперсной фазы способны «запирать» потоки жидкости, способствуя стабилизации формы и положения неоднородности по насыщению ядра керосином. Этим можно объяснить долговременную стабильность формы спектра электрического сигнала. С другой стороны, мелкие капли работают на генерацию электрического отклика. Каждая дисперсная частица имеет свой двойной электрический слой. В отсутствие внешнего электрического поля каждая частица имеет внешний заряд, знак которого зависит от природы центрального ядра. При наличии внешнего электрического поля происходит поляризация зарядов дисперсных капель. При достаточно большом числе капель дисперсной жидкости за счет ориентации по полю образуются линейные и пленочные структуры повышенной проводимости за счет «прыжковых» механизмов переноса ионов между контактирующими каплями [30]. Движение заряженных, поляризованных частиц и деформации дисперсных структур при акустическом воздействии будут вносить свой вклад в формирование стороннего электрического поля. В свою очередь, переменное неоднородное электромагнитное поле, наиболее сильное вблизи границ резкой смены типа насыщения, будет вызывать возмущение деформаций дисперсных структур. Такое самосогласованное взаимодействие способно вызвать параметрические резонансные явления и усиление сейсмoeлектрического эффекта во внешнем неоднородном электромагнитном поле [31]. Обнаруженные в данных экспериментах эффекты должны наблюдаться и в природном массиве при фильтрации под воздей-

ствием сейсмических волн в области водонефтяных контактов, а также вблизи подготовки очага землетрясения при внедрении флюида в образующиеся и растущие трещины.

ВЫВОДЫ

Наши эксперименты показали, что латеральная неоднородность по насыщению сильно влияет на особенности проявления сейсмoeлектрического эффекта 2-го рода. Хотя трудно дать достоверные объяснения всем обнаруженным явлениям, можно полагать, что они обусловлены формированием сильно неоднородного электромагнитного поля, которое возникает при распространении акустических волн в горных породах с петрофизическими неоднородностями любой природы. Наиболее интересными и загадочными фактами являются большое усиление электрического отклика при создании неоднородности по насыщению неполярной жидкостью, а также сильное изменение акустического сигнала при постоянном по величине внешнем воздействии. Практический интерес для развития новых технологий имеют наблюдаемые различия в проявлении спектральных особенностей и временной динамики согласованных акустических и электрических сигналов при разном типе флюидонасыщения.

Необходимо добавить несколько слов о том, что породило наш интерес к данной теме. Как упоминалось выше, из классической теории следует, что при насыщении пород неполярной жидкостью и газом сейсмoeлектрический эффект 2-го рода наблюдаться не должен. Однако, имеются полевые экспериментальные результаты [32–36], которые свидетельствуют о приуроченности областей интенсивных механоэлектрических преобразований к нефтегазовым месторождениям. Интересно, что некоторые результаты полевых исследований напрямую согласуются с результатами нашего физического моделирования.

В работе [33] приведены результаты измерения взаимных корреляционных функций временных выборок естественного сейсмического и электрического шума Земли. Измерения проводились в диапазонах частот 0.1–20 Гц по профилю на участках газоконденсатного месторождения с продуктивными бассейнами на глубинах около 2 км. В обоих случаях обнаружено, что над продуктивными бассейнами величина корреляционной функции в 5–7 раз выше, чем на удалении более 3 км. Причем аномалия корреляции является стабильной и подтверждается по измерениям с годичным интервалом [32]. Этот эффект является прямой аналогией положительной корреляции амплитуд акустического и сейсмического полей при неоднородном насыщении керосином, которая наблюдается в наших опытах. Над газовыми и нефтяными месторождениями можно ожидать наличие

рассеянных углеводородов, проникающих в вышележащие слои через дефекты покрывки. Также за счет природных и техногенных воздействий над покрывками формируются небольшие газовые и нефтяные карманы, образованные за счет перетоков флюида. Таким образом, пространство над залежью является крупномасштабным аналогом неоднородно насыщенного углеводородами керна. Выделенный объем испытывает внешние техногенные и природные воздействия. В частности, распространяющиеся компоненты сейсмического и электрического шума варьируются во времени в сотни раз, а техногенное воздействие при распространении по разломным зонам проникает до глубин не менее 6 км [37–39]. В пространстве слагающих пород вблизи петрофизических неоднородностей формируются сильные неоднородности физических полей. В условиях неоднородного насыщения углеводородами, под действием внешних факторов и самосогласованного взаимодействия сейсмического и электрического поля, как показывает физическое моделирование, становятся коррелированными, рис. 5 и 8. При этом в массиве горных пород энергия может забираться как из внешних распространяющихся компонент фоновых электромагнитных и акустических полей, так и из накопленной энергии внутренних неоднородностей.

В работе [40] описан эксперимент с сильным изменением уровня фоновых акустических колебаний после акустического воздействия в скважине, характер которых противоположен для нефтенасыщенных и водонасыщенных пластов. Частота регистрации 0.01–8 кГц, частота акустического воздействия 20 кГц. После акустического воздействия практически во всем диапазоне частот в скважине с водонасыщенным коллектором наблюдалось сильное уменьшение амплитуд колебаний, в скважине с нефтенасыщенным коллектором, наоборот, сильное увеличение амплитуд фоновых колебаний. Условия нашего моделирования не полностью соответствуют полевому эксперименту в работе [40], но в наших опытах также наблюдается противоположная тенденция изменения амплитуд акустического поля после продолжительного вибровоздействия, рис. 7 и 8. Во всем диапазоне частот разность амплитуд акустического поля до и после воздействия для керосина положительна, а для воды отрицательна.

Наши исследования по сейсмической эмиссионной томографии показывают [37, 41, 42], что при небольшом по энергии внешнем воздействии на горный массив на территории нефтегазовых месторождений происходит трудно объяснимая сильная активизация сейсмической эмиссии в большом объеме среды с радиусом в несколько километров от источника воздействия. В свете полученных результатов можно предполагать участие в усилении акустических сигналов само-

согласованных механоэлектрических преобразований, энергетика которых частично обеспечивается и за счет энергии естественных магнитных и электрических полей, существующих в массиве пород.

Статья подготовлена в рамках выполнения государственного задания ИПНГ РАН по теме № АААА-А19-119013190038-2 и ИФЗ РАН по теме № 0144-2014-0096.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Уваров В.Н. Электромагнитно-деформационные волны земной коры // Геофизический журнал. 2016. Т. 38. № 6. С. 180–185.
2. Blau L., Statham L. USA Patent 2054067. 1936.
3. Иванов А.Г. Сейсмо-электрический эффект второго рода // Изв. АН СССР. Сер. географ. геофиз. 1940. № 5. С. 699–727.
4. Иванов А.Г. Эффект электризации пластов земли при прохождении через них упругих волн // Доклады АН СССР. 1939. № 1. С. 41–43.
5. Френкель Я.И. К теории сейсмических и сейсмо-электрических явлений во влажной почве // Изв. АН СССР. Сер. географ. геофиз. 1944. Т. 8. № 4. С. 133–150.
6. Biot M.A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solids // J. Acoust. Soc. Am. 1956. V. 28. P. 168–186.
7. Pride S.R., Garambois S. Electro seismic wave theory of Frenkel and more recent developments // J. Engineering Mechanics. 2005. V. 131. № 9. P. 898–907.
8. Pride S.R. Governing equations for the coupled electromagnetics and acoustics of porous media // Phys. Rev. 1994. V. 50. № 21. P. 15678–15696.
9. Светов Б.С. Основы геоэлектрики. 2008. М.: Издательство ЛКИ. 656 с.
10. Анциферов М.С. Лабораторное воспроизведение сейсмо-электрического эффекта второго рода // Докл. АН СССР. 1958. Т. 121. № 5. С. 827–829
11. Пархоменко Э.И., Чжао Цзе-Сань. Исследование влияния влажности на величину сейсмоэлектрического эффекта осадочных пород // Изв. АН СССР. Геофизика. 1964. № 2. С. 68-73.
12. Пархоменко Э.И., Гаскаров И.В. Скважинные и лабораторные исследования сейсмоэлектрического эффекта второго рода в горных породах // Физика Земли. 1971. № 9. С. 88–92.
13. Пархоменко Э.И. Основные закономерности сейсмоэлектрического эффекта осадочных пород и пути его использования в геофизике // Физические свойства горных пород при высоких давлениях и температурах. Ред. Любимова Е.А. М: Наука, 1977. С. 201–208.
14. Агеева О.А., Светов Б.С., Шерман Г.Х., Шипулин С.В. Сейсмоэлектрический эффект второго рода в горных породах // Геология и геофизика. 1999. Т. 4. № 8. С. 1251–1257.
15. Агеева О.А. Использование сейсмоэлектрических преобразований в породах для прогнозирования

- характера насыщения порового пространства // Геофизика. 2008. № 1. С. 16–21.
16. *Мигунов Н.И., Кокорев А.А.* Динамические особенности сейсмoeлектрического эффекта водонасыщенных горных пород // Физика земли. 1977. № 6. С. 114–118.
 17. *Chen B., Mu Y.* Experimental studies of seismoelectric effects in fluid-saturated porous media // J. Geophys. Engineering. 2005. V. 2. № 3. P. 222–230
 18. *Симонян С.С.* Зависимость сейсмoeлектрического эффекта от одноосного давления при насыщении образцов растворами поваренной соли // Известия АН АрмССР. 1987. Науки о Земле. XL. № 3. С. 56–59.
 19. *Черняк Г.Я.* О прямом и обратном сейсмoeлектрических эффектах в осадочных породах при синусоидальном возбуждении // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1975. № 7. С. 117–121
 20. *Черняк Г.Я.* О физической природе сейсмoeлектрического эффекта горных пород // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1976. № 2. С. 108–112.
 21. *Черняк Г.Я.* Электромагнитные методы в гидрогеологии и инженерной геологии. М: Недра, 1987. 214 с.
 22. *Терентьев В.Г.* Исследования сейсмoeлектрического эффекта второго рода в лабораторных условиях // Записки Горного института. 1992. Т. 130. С. 13–17.
 23. *Нейштадт Н.М., Эпельбаум Л.В.* Применение пьезoeлектрических и сейсмoeлектрических явлений в разведочной геофизике // Российский геофизический журнал. 2012. № 51–52. С. 63–80.
 24. *Зейгарник В.А., Ключкин В.Н.* Физическое моделирование электросейсмического эффекта в горных породах // Триггерные эффекты в геосистемах. Материалы третьего Всероссийского семинара-совещания г. Москва, 16–19 июня 2015 г. М.: GEOS, 2015. С. 252–258.
 25. *Московский И.Г., Балабан О.М., Федорова О.С., Кочетков А.В.* Математическое моделирование сейсмoeлектрического эффекта второго рода, порождаемого плоскими упругими волнами в пористых влагонасыщенных средах // Интернет-журнал “Науковедение”. 2015. Т. 7. № 1. <http://naukovedenie.ru/PDF/04TVN115.pdf>
 26. *Камшилин А.Н., Казначеев П.А.* Флюиды как управляющий параметр механоэлектрических колебаний // Триггерные эффекты в геосистемах. Материалы третьего Всероссийского семинара-совещания / Ред. Адушкин В.В., Кочарян Г.Г. М: GEOS, 2015. С. 273–278.
 27. *Kamshilin A.N., Volkova E.N., Kuzichkin O.R., Sokolnikov M.A.* Self-oscillations in rocks, results of laboratory experiments // Annals of geophysics. 2004. V. 47. № 1. P. 93–100.
 28. *Чеботарева И.Я., Камшилин А.Н.* Исследование механоэлектрических преобразований в горных породах с малой степенью флюидонасыщения // Радиопромышленность. 2018. № 1. С. 18–26.
 29. *Волков В.А.* Коллоидная химия. Поверхностные явления и дисперсные системы. СПб., М., Краснодар: Лань, 2015. 600 с.
 30. *Евдокимов И.Н.* Структурные характеристики промысловых водонефтяных эмульсий. М.: РГУ нефти и газа им. Губкина, 2012. 477 с.
 31. *Доровский С.В., Доровский В.Н., Блохин А.М.* О возможностях электроразведки при исследовании устойчивости водонефтяных слоистых систем // Геология и геофизика. 2006. № 11. С. 1185–1191.
 32. *Shaidurov G.Ya., Kudinov D.S., Potylitsyn V.S.* On the observations of seismic-electric effect and the induced polarization potential on Minusinsk gas deposit field in the natural noise fields of the Earth // J. Siberian Federal University. Engineering & Technologies. 2016. V. 9(8). P. 1353–1365.
 33. *Shaidurov G.Ya., Kudinov D.S., Potylitsyn V.S., Shaidurov R.G.* Observation of the seismoelectric effect in a gas condensate field in the Earth’s natural electromagnetic and seismic noise of 0.1–20 Hz // Russian Geology and Geophysics. 2018. V. 59. № 5. P. 566–570.
 34. *Бобровников Л.З., Дегтерев А.Х., Шнюков Е.Ф., Маслаков Н.А.* Прямой сейсмoeлектромагнитный метод поиска газогидратов метана черного моря // Геология и полезные ископаемые Мирового океана. 2012. № 4. С. 72–81.
 35. *Потапов О.А., Лизун С.А., Кондрат В.Ф.* Основы сейсмoeлектроразведки. М.: Недра, 1995. 268 с.
 36. *Сафонов А.С.* Электродинамическая разведка. М.: ВНИГНИ, 2017. 150 с.
 37. *Chebotareva I.Ya.* Emission seismic tomography – the tool to study fracturing and fluidodynamics of the Earth crust // Georesursy=Georesources. V. 20. № 3(2). P. 238–245. <https://doi.org/10.18599/grs.2018.3.238-245>
 38. *Чеботарева И.Я.* Методы трассировки лучей в эмиссионной сейсмической томографии // Физика Земли. 2018. Т. 54. № 2. С. 201–213.
 39. *Чеботарева И.Я.* Методы пассивного исследования геологической среды с использованием сейсмического шума // Акуст. журн. 2011. Т. 57. № 6. С. 844–853.
 40. *Дрягин В.В., Кузнецов О.Л., Стародубцев А.А., Рок В.Е.* Поиск углеводородов методом вызванной сейсмoакустической эмиссии // Акуст. журн. 2005. Т. 51. Приложение (Геоакустика). С. 66–73.
 41. *Володин И.А., Чеботарева И.Я.* Сейсмическая эмиссия в зонах техногенных воздействий // Акуст. журн. 2014. Т. 60. № 5. С. 505–517.
 42. *Чеботарева И.Я.* Эмиссионная томография – базовый инструмент для технологий изучения месторождений углеводородов // Актуальные проблемы нефти и газа. 2017. Т. 2(17). С. 24. Эл. ресурс: <http://oilgasjournal.ru>

ОБРАБОТКА АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ.
КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

УДК 612.85

ДЕТЕКТОРЫ АРТИКУЛЯТОРНЫХ СОБЫТИЙ

© 2020 г. В. Н. Сорокин*

Институт проблем передачи информации РАН, Б. Каретный пер. 19, Москва, 127994 Россия

**E-mail: vns@iitp.ru*

Поступила в редакцию 22.05.2019 г.

После доработки 03.09.2019 г.

Принята к публикации 05.09.2019 г.

Детекторы артикуляторных событий, т.е. детекторы перехода из одного артикуляторного состояния в другое, формируются на основе анализа спектрально-временных неоднородностей в речевом сигнале. Сегментация и распознавание триады типа /пауза–фрикативный–гласный/ выполняется в пространстве главных компонент спектра отклика детектора переходного процесса от паузы к фрикативному, спектра фрикативного в момент пика его энергии и спектра отклика детектора переходного процесса от фрикативного к гласному в момент пика этого детектора. Среднеквадратическая ошибка относительно ручной разметки для начала фрикативных составляет, в среднем, около 12 мс, а для момента перехода от фрикативного к гласному – около 5 мс. Ошибки распознавания триад с одним и тем же фрикативным и разными последующими гласными, а также ошибки распознавания триад, отличающихся только наличием или отсутствием голосового возбуждения, оказались порядка нескольких процентов.

Ключевые слова: распознавание речи, сегментация речевого сигнала, детекторы артикуляторных событий, детекторы начала речи

DOI: 10.31857/S0320791920010104

1. ВВЕДЕНИЕ

На заре эпохи автоматического распознавания речи наивно предполагалось, что речь состоит из последовательности фонем, так же как письменный текст представлен последовательностью букв. Технически задача формулировалась как создание автоматической пишущей машинки, на вход которой поступает речь, а выходом является текст. В то время казалось, что достаточно найти акустические параметры каждой фонемы, и проблема распознавания речи будет решена. В процессе исследований выяснилось, что акустические параметры речевого сегмента, который воспринимается как некоторая фонема и которому можно приписать соответствующий буквенный символ, чрезвычайно разнообразны. Это разнообразие связано с взаимодействием артикуляционных процессов, особенностями артикуляции дикторов и различными условиями внешней среды. Главный источник разнообразия состоит во взаимном влиянии артикуляторных процессов, так что акустические параметры фонемы зависят и от предыдущих, и от последующих звуков. Поэтому пришлось отказаться от поиска акустических инвариантов фонем, и проблема автоматического распознавания речи некоторое время находилась в идеологическом кризисе.

Выход из кризиса стали искать в формальном математическом подходе, который получил название “ignogance based approach”. Для сокращения объема информации и уменьшения влияния частоты основного тона на спектр речевого сигнала используется кепстральное преобразование, состоящее в обратном преобразовании Фурье логарифма спектра мощности. На фиксированном скользящем интервале длительностью 15–25 мс вычисляются примерно 20 коэффициентов кепстра кратковременного спектра речевого сигнала на этом интервале, а также первые и вторые разности этих коэффициентов по времени. Последовательность векторов этих параметров подвергается статистическому анализу. Наиболее успешным оказался подход, в котором предполагалось, что речевой сигнал состоит из последовательности некоторых абстрактных символов (не фонем), и вероятность перехода из одного состояния в другое можно описать с помощью скрытых Марковских моделей. Применение этого подхода позволило расширить объем распознаваемого словаря до сотен тысяч словоформ, и разработать системы распознавания, практически приемлемые в узком сегменте задач. Также популярны методы распознавания, основанные на использовании искусственных нейронных сетей. При этом основной источник информации о речи заключается

в моделях языка — лексических, синтаксических и прагматических. Именно прагматические ограничения на используемый словарь и структуру фраз обеспечивают определенную эффективность используемых в настоящее время коммерческих систем распознавания.

Такой подход обладает двумя принципиальными недостатками, определяющими практическую невозможность существенного улучшения эффективности распознавания речи в задачах с произвольной тематикой. Первый недостаток заключается в статистической природе метода, в результате которой вероятность правильного распознавания слов катастрофически падает в условиях эксплуатации, отличающихся от условий обучения. Различие в типах микрофона, расстоянии и направлении на него, наличие внешних шумов и реверберации помещений могут привести к такому ухудшению характеристик, что распознавание становится практически невозможным. Второй недостаток состоит в выборе единиц распознавания, которые лишь косвенно связаны с объективно существующими единицами восприятия речи.

Другое направление исследований исходит из представления о том, что при восприятии речи наиболее информативными являются не столько стационарные состояния артикуляторов, сколько переходы из одного состояния в другое [1]. Это представление было сформулировано в [2, 3] в виде так называемых “landmarks”, отмечающих моменты быстрого изменения спектра или смены дифференциальных признаков фонем в потоке речи. На основе этих представлений исследуются потенциальные возможности систем распознавания речи [4–8]. Обзор методов распознавания с использованием идеи landmarks представлен в [9]. Однако и при таком подходе принципиально важным является определение единицы восприятия речи и физически адекватное описание перехода от одной единицы к другой. В работах Stevens за единицу распознавания принимается фонема, а дифференциальные признаки фонем фактически являются инвариантами, несмотря на то, что опыт предыдущих исследований показывает бесперспективность поиска инвариантов.

При поиске единиц распознавания и методов сегментации речевого потока на эти единицы следует использовать сведения о свойствах слухового восприятия. Установлено, что переходные процессы и стационарные состояния звука сопровождаются активизацией разных отделов слуховой зоны коры головного мозга [10]. Некоторые музыкальные инструменты трудно различить по их звучанию на стационарных звуках, тогда как это различие определяется на переходах от одного звука к другому. С другой стороны, спектр изолированных стационарных фрикативных зву-

ков речи позволяет оценить их фонетическое качество. Поэтому при восприятии звука важны как спектры стационарных состояний, так и переходные процессы. Необходимо оговориться, что в исследованиях этих переходных процессов используются жаргонные термины “амплитудная модуляция” и “частотная модуляция”, которые не соответствуют определению модуляций в технических науках, и просто подразумевают любое изменение амплитудных или частотных параметров речевого сигнала.

Хорошо известны так называемые on- и off-эффекты, сопровождающиеся всплеском активности слуховой системы при включении и выключении звукового стимула. Найдены нейроны, отвечающие за эти эффекты [11, 12]. Обнаружены также нейроны, реагирующие на амплитудные или частотные модуляции звука [13–18]. Некоторые нейроны обладают порогом по скорости изменения огибающей звукового сигнала [19] или избирательно реагируют на возрастание или уменьшение частоты [20, 21]. Восприятие амплитудно-спектральных модуляций в слуховой системе зависит также от эффектов временной маскировки [22–26]. Обнаружено также, что в слуховой системе человека выполняется сглаживание сигналов с различными постоянными времени: от 2 до 100 мс. Восприятие амплитудных модуляций улучшается, если кратковременной модуляции предшествует долговременная [27, 28].

Некоторые свойства слуховой системы относительно восприятия амплитудно-частотных модуляций речевого сигнала были реализованы в [29] в виде оператора, вычисляющего разность логарифмов амплитудных спектров речевого сигнала, сглаженных по частоте или времени с различными параметрами. Отсчеты по времени этих спектров могут выполняться с различными сдвигами — как с задержкой, так и с опережением, имитируя эффекты временной маскировки.

Система управления артикуляцией формирует переход от одной формы речевого тракта к другой, так что единицей управления является слог [30]. Представление о том, что слог служит единицей распознавания речи, было сформулировано в [31]. В исследованиях процессов восприятия речи рассматриваются сегменты типа слогов, состоящих из двух или трех артикуляторных состояний. Обсуждаются такие кандидаты, как закрытые слоги типа гласный-согласный (ГС), открытые слоги типа согласный гласный (СГ), а также различные сочетания из трех элементов СГС, СГГ, ССГ, ГСГ, ГСС. Количество таких слогов весьма велико. Поэтому отсутствие представительных баз речевых данных, малые объем памяти и скорость обработки данных компьютерами ранее не позволяли поставить задачу формирования эталонов слогов для конкретного языка и создать на этой

основе алгоритмы автоматического распознавания речи, в какой-то степени адекватные процессам субъективного распознавания. В настоящее время созданы обширные базы речевых данных, и производительность компьютеров приближается к необходимой для решения этой задачи. Теперь главная проблема состоит в разработке алгоритмов анализа динамики и квазистатических состояний артикуляторов путем исследования спектрально-временных неоднородностей речевого сигнала. В случае успеха можно рассчитывать на существенное повышение вероятности правильного распознавания элементов речи на уровне слогов, и, в конечном счете, на такое улучшение эффективности систем автоматического распознавания речи, которое сделает показатели технических систем сравнимыми со свойствами субъективного распознавания.

В данной статье описывается подход к формированию детекторов артикуляторных событий, т.е. перехода из одного артикуляторного состояния в другое, на примере сегментации и распознавания триад типа /пауза—фрикативный—гласный/.

2. МОДЕЛИ АКУСТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

2.1. Спектральный анализ

Исследования слухового анализатора человека привели к представлениям о том, что в его периферическом отделе выполняется спектральный анализ звука. В этот анализ вовлечены колебания базилярной мембраны, которые вызываются гидродинамическими процессами в каналах внутреннего уха, и отклики внутренних волосковых клеток на эти колебания. Четыре ряда внешних волосковых клеток участвуют в положительной механической обратной связи, усиливая колебания базилярной мембраны в области пучностей. В целом вся система спектрального анализа нелинейна, и ее математическое описание настолько сложно, что пока не получило применения в речевых технологиях.

В анализе речи наиболее распространены различные виды кратковременного преобразования Фурье. В этом преобразовании используются так называемые “окна”, которые свертываются с речевым сигналом на N отсчетах конечного интервала времени. Существует большое количество этих окон — прямоугольное, в котором сигнал не преобразуется, треугольное (окно Блекмана), множество окон Кайзера—Бесселя с разными параметрами, окна Хемминга, Хенинга и Лапласа. Параметры кратковременного преобразования Фурье оказывают существенное влияние на вид динамического спектра, и нет никаких теоретических соображений относительно их выбора при анализе речевого сигнала. Наиболее велика погрешность такого преобразования при малом

числе отсчетов, например, при отдельном анализе речевого сигнала на интервалах открытой и закрытой голосовой щели внутри периода основного тона. Спектральные характеристики речевого сигнала можно определить и посредством алгоритмов линейного предсказания, wavelet-анализа или с помощью преобразования Уолша. Недостаток всех формальных методов спектрального анализа речевого сигнала состоит в отсутствии прямой связи со свойствами слухового анализа человека.

Вместо формальных методов спектрального анализа и чрезмерно сложных нелинейных моделей периферического слухового анализа — от барабанной перепонки до активности внутренних волосковых клеток, предпринимаются попытки феноменологического описания результатов субъективного спектрального анализа с помощью относительно простых математических средств [32]. Другой подход представлен в [33], где весовая функция каждого фильтра слухового анализатора описывается как

$$g_k(t) = t^{n-1} e^{-b_k t} \cos(\omega_k t + \varphi_k), \quad (1)$$

где n — порядок функции, b_k определяет ширину полосы пропускания, которая пропорциональна центральной частоте фильтра, ω_k — центральная круговая частота, а φ_k — фазовая константа, которая обычно принимается равной нулю. Помимо простоты описания, этот подход обладает тем преимуществом, что число фильтров k не зависит от частоты дискретизации речевого сигнала, и может быть выбрано для достижения требуемой точности представления спектра. Этот подход исследовался в [34], где было найдено, что при $n = 3, 4, 5$ это выражение хорошо описывает поведение слухового фильтра. Впоследствии такой способ описания динамического спектра речевого сигнала получил название системы гамма-тона (gamma-tone) и использовался для распознавания речи в [35].

В экспериментах, описываемых ниже, спектральный анализ выполняется в системе гамма-тона для 512 фильтров, расположенной по шкале мел в диапазоне частот $f = 50 \dots 8000$ Гц с частотой дискретизации речевого сигнала 16 кГц. При вычислении спектра отклик каждого фильтра $r_k(t)$ на входной речевой сигнал $s(t)$,

$$r_k(t) = \int_{-\infty}^t g_k(t - \tau) s(\tau) d\tau, \quad (2)$$

преобразуется как $S_k(t) = |r_k(t)|$ с последующим сглаживанием. Поскольку задержка отклика гамма-фильтров различна, в данной работе было выполнено выравнивание откликов путем измерения задержки для тестового сигнала в виде дельта-функции.

2.2. Модель взаимодействия турбулентного источника возбуждения с речевым трактом

Фрикативные согласные генерируются с участием источника шума турбулизации воздушного потока в речевом тракте там, где вслед за сужением имеется расширение. В отличие от голосового источника, этот источник является источником давления. Теоретические модели взаимодействия источника шума с акустическими процессами в речевом тракте описывались в [3, 36, 37] методами длинной линии на основе электромеханических аналогий или аппарата передаточных функций. Спектральные свойства фрикативных согласных изучались на физических моделях [38, 39] и путем математического моделирования с использованием прямых MRI измерений формы речевого тракта [40].

При артикуляции глухих фрикативных в речевом тракте возникают два источника турбулентного шума. Один источник находится в месте наибольшего сужения, координата которого вдоль средней линии речевого тракта определяется типом артикулируемого фрикативного. Другой источник находится на выходе из голосовой щели. Согласно [3], площадь голосовой щели S_{vs} при артикуляции глухих фрикативных близка к 0.3 см^2 . Его спектральные характеристики мало зависят от формы речевого тракта. Частота первого обертона турбулентного шума на выходе из голосовой щели, найденная в [41], близка к 700 Гц . Эта величина находится в диапазоне оценок, полученных в [38] на физической модели голосовой щели.

Характеристики шума турбулентного потока — спектр и интенсивность — изучаются в специфических экспериментах с обтеканием препятствий определенного вида [42, 43]. Установлено, что если число Рейнольдса Re превышает критическое значение Re_{cr} , то широкополосный спектр турбулентного шума обладает пиками энергии на частотах

$$f_n = nSh(Re)v/d, \quad (3)$$

где $n = 1, 2, \dots$, Sh — число Струхала (для относительно гладких труб $Sh \approx 0.2$), v — скорость воздушного потока в сужении, d — эквивалентный диаметр сужения. Амплитуда обертонов шума A_n быстро падает с ростом n . По оценке [44], для речевого тракта $Re_{cr} \approx 1600-1800$. В экспериментах на препаратах гортани собак были получены оценки критических чисел Рейнольдса $Re_{cr} \approx 1800-7000$ на выходе из голосовой щели в [45]. Моделирование турбулентных шумов в артикуляторном синтезаторе дает типичную оценку для фрикативных звуков $Re \approx 3000$, так что частоты первого резонанса турбулентного шума оцениваются как 2050 Гц для /с/, 1460 Гц для /ш/, 985 Гц для /х/ и 1150 Гц для /ф/ [41].

Скорость воздушного потока в сужении речевого тракта, которая необходима для возникновения турбулентного шума, обеспечивается надлежащим перепадом давления ΔP под и над голосовой щелью. В экспериментах по непосредственному измерению подвязочного давления в [46] было установлено, что для звонких фрикативных это давление выше, чем для глухих фрикативных. Это связано с тем, что максимальная площадь голосовой щели при автоколебаниях голосовых складок меньше, чем при артикуляции глухих фрикативных, и, соответственно, сопротивление потоку выше.

Оценки частот и относительных амплитуд пиков в спектре турбулентных шумов важны, но математическая модель спектра турбулентного шума при артикуляции фрикативных звуков все же неизвестна. Вместе с тем, можно предложить качественную теорию взаимодействия источника турбулентного шума с речевым трактом. Математическая модель акустических процессов в речевом тракте обычно описывается как волновое уравнение типа Вебстера, причем в полосе частот до 4 кГц справедливо предположение о существовании только плоских волн. Для этого уравнения известна зависимость парциального возбуждения $a_k(t)$ резонансных колебаний от источника $G(x, t)$, распределенного вдоль речевого тракта

$$a_k(t) = \frac{2 \int_0^l G(x, t) S(x, t) \psi_k(x) dx}{l \int_0^l S(x, t) \psi_k^2(x) dx}, \quad (4)$$

где k — номер временной моды акустических колебаний, $\psi_k(x)$ — k -я собственная функция волнового уравнения речевого тракта, $S(x, t)$ — площадь поперечного сечения тракта вдоль его средней линии с координатой x , t — время, l — длина речевого тракта.

Особенности взаимодействия турбулентного источника с акустическими колебаниями в речевом тракте можно качественно описать, предположив, что источник сконцентрирован лишь в одном месте с координатой x_0 , и сам источник представлен как

$$G(x, t) = f(t)\delta(x - x_0), \quad (5)$$

где δ — дельта-функция. Тогда парциальные возбуждения есть

$$a_k(t) = \frac{2}{l} S(x_0, t) \psi_k(x_0) G(x_0, t). \quad (6)$$

Отсюда видно, что если источник возбуждения находится в узле собственной функции, где $\psi_k(x_0) = 0$, то и амплитуда возбуждения соответствующего резонанса равна нулю. Такой же эф-

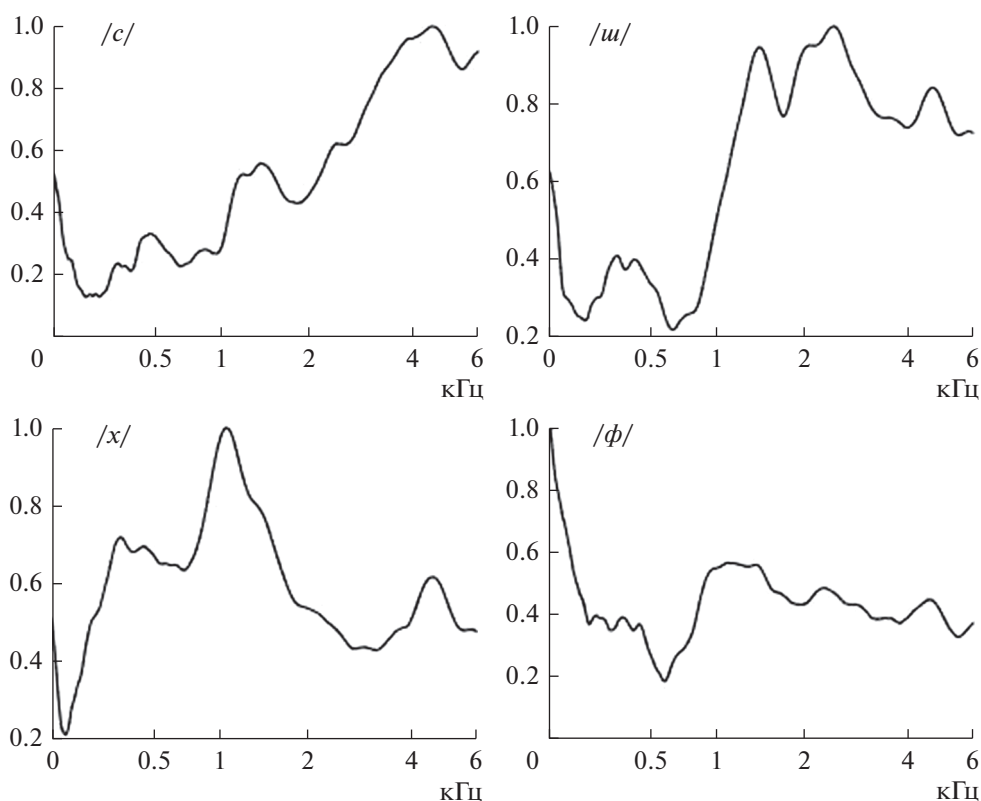


Рис. 1. Средние нормированные спектры изолированных фрикативных на фоне нейтральной артикуляции.

фekt возникает и тогда, когда источник возбуждения не сосредоточен в одной точке, а распределен относительно нее так, что интеграл в числителе (4) равен нулю.

Этот эффект объясняет, почему спектры фрикативных согласных (кроме /ф/) выглядят так, как если бы речевой сигнал был пропущен через полосовой фильтр (рис. 1).

Исследование перцептивных свойств фрикативных звуков на артикуляторном синтезаторе подтверждает эту модель взаимодействия турбулентного источника с волновыми процессами в речевом тракте [41]. На рис. 2 показана форма речевого тракта в средне-сагиттальной плоскости для русского фрикативного /x/ на фоне нейтрального гласного.

Предположим, что начало речевого тракта находится на выходе из голосовой щели. Тогда можно вычислить собственные функции волнового уравнения, задав граничные условия на голосовой щели и губах. Функция площади поперечного сечения и первые три собственные функции волнового уравнения для этого случая показаны на рис. 3.

Координата наибольшего сужения тракта равна 12.3 см, и источник турбулентного шума находится несколько дальше в сторону губ. В окрест-

ности этого источника находится узел третьей собственной функции с частотой резонанса около 2035 Гц. Поэтому можно было бы ожидать, что

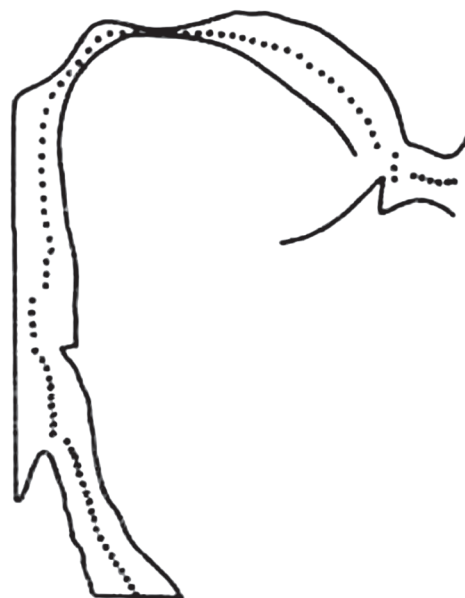


Рис. 2. Форма речевого тракта в средне-сагиттальной плоскости. (•••) — средняя линия.

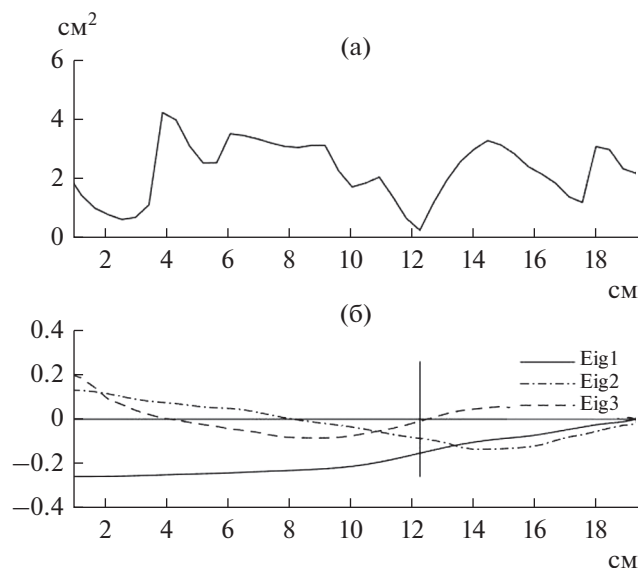


Рис. 3. (а) – Площадь поперечного сечения речевого тракта для фрикативного /x/, (б) – три собственные функции акустического давления, обозначенные как Eig1, Eig2, Eig3.

энергия в спектре речевого сигнала около этой частоты будет снижена по сравнению с энергией в области первого резонанса. Спектры фрикативных звуков на рис. 1 получены для того же диктора, для которого использовались измерения формы речевого тракта на рис. 2. Видно, что в спектре фрикативного /x/ в изолированном произнесении заметно подавлены частоты выше 2000 Гц, что соответствует модели взаимодействия турбулентного источника с речевым трактом.

Площадь голосовой щели при артикуляции фрикативных сопоставима с минимальной площадью речевого тракта, поэтому в действительности для фрикативных звуков нужно рассматривать речевой тракт не от голосовой щели до губ, а от легких до губ. Граничные условия со стороны легких очень сложны, и точные вычисления резонансов тракта затруднены. Однако качественно можно утверждать, что, поскольку длина речевого тракта для фрикативных увеличивается примерно вдвое, то и число резонансов в заданной полосе частот также увеличивается. Отсюда следует, что какова бы ни была форма спектра турбулентного источника, в спектре фрикативных должны присутствовать отклики довольно большого числа резонансов. Более того, форма спектра одного и того же фрикативного зависит от гласного, на фоне которого этот фрикативный формируется. Примеры такой зависимости будут приведены ниже. Это влияние обычно не принимается во внимание в известных сообщениях об измерениях спектра фрикативных, что приводит к искажению представлений о свойствах этих звуков.

3. МОДЕЛИ ДЕТЕКТОРОВ

3.1. Детекторы спектрально-временных неоднородностей

Скорость изменения формы речевого тракта зависит от степени участия разных артикуляторов, амплитудно-частотные характеристики которых различаются. Соответственно, и скорость переходных процессов от одного артикуляторного состояния к другому различна. Скорость изменения акустических параметров речевого сигнала нелинейно зависит от скорости артикуляторных движений. Так, скорость изменения резонансных частот зависит от площади минимального сужения в речевом тракте и может быть больше скорости артикуляторных движений [30]. Развитие турбулентного шума у фрикативных происходит значительно медленнее, чем у импульсного источника в момент взрыва смычных согласных. Кратковременная пауза длительностью в несколько миллисекунд между фрикативным и последующим гласным звуком возникает в процессе сведения голосовых складок, когда турбулентный шум уже прекратился, а колебания складок еще не начались. Отсюда следует, что детектор смены артикуляторных состояний должен учитывать разные длительности речевых сегментов и разные скорости переходных процессов. Иными словами, свойства этого детектора при переходе из состояния a_i в состояние a_j зависят, как минимум, от пары (i, j) .

В [29] был предложен оператор, который позволяет моделировать неспецифические детекторы спектрально-временных неоднородностей в речевом сигнале, учитывая эффекты временной и частотной маскировки и разнообразие длительности переходных процессов. Эти детекторы неспецифичны в том смысле, что они реагируют на любые изменения в спектре речевого сигнала, и их отклик не связан однозначно с конкретным переходным процессом. В исходной формулировке этот оператор описывается как

$$D(\omega, t) = \lg \frac{S(\omega + \Delta\Omega, \theta_1, t \pm \Delta T_1, \tau_1) + C}{S(\omega - \Delta\Omega, \theta_2, t \mp \Delta T_2, \tau_2) + C}. \quad (7)$$

Здесь S – динамический амплитудный спектр, ω – частота, t – время, C – некоторая константа. Параметры τ_1 и τ_2 есть постоянные времени сглаживающего фильтра, $\tau_2 \geq \tau_1$. Параметры θ_1 и θ_2 определяют ширину полосы частот, на интервале которой выполняется усреднение спектра в каждый момент времени, $\theta_2 \geq \theta_1$. Сдвиг отсчета времени относительно текущего момента t задается параметрами ΔT_1 и ΔT_2 . Знаки при ΔT_1 и определяют опережение или отставание отсчетов спектра в числителе и знаменателе (7). Сдвиг отсчета значения спектра относительно текущего значения ω задается параметром $\Delta\Omega$.

Асимптотические свойства (7) устанавливаются при нулевых значениях некоторых параметров. При $\tau_1 = 0$, $\tau_2 = 0$, $\Delta\Omega = 0$, $\theta_1 = 0$, $\theta_2 = 0$, и $\Delta T_1 \rightarrow 0$, $\Delta T_2 \rightarrow 0$, $C = 0$, оператор (7) вычисляет логарифмическую производную по времени:

$$D(\omega, t) = \lg S(\omega, t + \delta t) - \lg S(\omega, t - \delta t) \Big|_{\delta t \rightarrow 0} = 2\delta t [\lg S(\omega, t)]' = \lg \frac{S'(\omega, t)}{S(\omega, t)}, \quad (8)$$

поскольку второй член в (8) есть центральная разность, сходящаяся к производной $\partial S(\omega, t)/\partial t$ при $\delta t \rightarrow 0$. Здесь штрих означает производную по времени. В этом случае оператор $D(\omega, t)$ оказывается инвариантен к умножению спектра речевого сигнала на произвольную амплитудно-частотную характеристику, постоянную во времени. В общем случае инвариантности к характеристике канала не достигается вследствие присутствия аддитивных шумов, но их влияние заметно ослабляется. Аналогично, при других асимптотических условиях $D(\omega, t)$ представляет собой логарифмическую производную по частоте.

В настоящей работе свойства оператора (7) исследуются с использованием гребенки гамма-тон фильтров при $\Delta\Omega = 0$, $\theta_1 = 0$, $\theta_2 = 0$, $\Delta T_1 = 0$ и различных сочетаниях параметров τ_1 , τ_2 и ΔT_2 :

$$D(f_k, t) = \lg \frac{S(f_k, t_{s1}) + C}{S(f_k, t \pm \Delta T_2, \tau_2) + C}, \quad (9)$$

где f_k – центральная частота k -го фильтра. В таком виде $D(f_k, t)$ в каждый момент времени фактически сравнивает спектры, сглаженные с малой и большой постоянной времени τ_1 или τ_2 , причем отсчет спектра в знаменателе (9) производится либо с отставанием от текущего момента времени t , если $\Delta T_2 < 0$, либо с опережением при $\Delta T_2 > 0$. Сглаживание выполняется в виде решения обыкновенного дифференциального уравнения первого порядка, в котором сглаживание определяется параметрами τ_1 и τ_2 . Параметры τ_1 , τ_2 и ΔT_2 зависят от характеристик перехода между соседними сегментами речевого сигнала. Для быстрых переходов типа взрыва смычки τ_1 должно быть малым, а для длительных переходов, например, к фрикативному, достаточно большим, с тем, чтобы подавить быстрые флуктуации. Постоянная времени τ_2 обычно должна быть в несколько раз больше, чем τ_1 . Сдвиг по времени $\Delta T_2 > (3...6)\tau_1$, если $\Delta T_2 < 0$, и $\Delta T_2 > (3...6)\tau_2$, если $\Delta T_2 > 0$. При $\Delta T_2 < 0$ детектор реагирует на возрастание амплитуды в каждой частотной полосе, а при $\Delta T_2 > 0$ – на ее спад. Предварительные эксперименты с триадами типа /пауза–фрикативный–гласный/ привели к следующей оценке параметров: $\tau_1 = 2, 5$ или 15 мс, $\tau_2 = 15$ или 25 мс, $\Delta T_2 = 0, 10, 25$ или 45 мс.

Значения $D(f_k, t)$ могут быть как положительными, так и отрицательными. Поэтому для каждого набора параметров (τ_1 , τ_2 , ΔT_2) формируются три типа первичных детекторов, реагирующих только на возрастание амплитуды, только на спад амплитуды и на любое изменение амплитуды:

$$D_{\text{up}}(f_k, t) = 0, \quad D(f_k, t) \leq 0, \\ D_{\text{up}}(f_k, t) = D(f_k, t), \quad D(f_k, t) > 0, \quad (10)$$

$$D_{\text{down}}(f_k, t) = 0, \quad D(f_k, t) \geq 0, \\ D_{\text{down}}(f_k, t) = D(f_k, t), \quad D(f_k, t) < 0, \quad (11)$$

$$D_{\text{change}}(f_k, t) = D(f_k, t). \quad (12)$$

Этим детекторам соответствуют амплитудные детекторы, оценивающие суммарное по всем частотам изменение амплитуды

$$A_{\text{up}}(t) = \sum_k D_{\text{up}}(f_k, t), \quad A_{\text{down}}(t) = \sum_k D_{\text{down}}(f_k, t), \\ A_{\text{change}}(t) = \sum_k |D_{\text{change}}(f_k, t)|. \quad (13)$$

Рис. 4 иллюстрирует некоторые свойства такой системы детекторов. Здесь для слова /семь/, произнесенного мужским голосом, показана реакция детекторов $A_{\text{up}}(t)$ для оператора $D_{\text{up}}(f_k, t)$ с параметрами $\tau_1 = 15$ мс, $\tau_2 = 25$ мс и $\Delta T_2 = -45$ мс и $A_{\text{change}}(t)$ для оператора $D_{\text{change}}(f_k, t)$ с параметрами $\tau_1 = 2$ мс, $\tau_2 = 15$ мс и $\Delta T_2 = -15$ мс. На этом рисунке вертикальные линии обозначают начало перехода от паузы к фрикативному /с'/ и начало перехода от фрикативного к гласному /е/.

Множество амплитудных детекторов $A_{\text{up}}(t)$, $A_{\text{down}}(t)$, $A_{\text{change}}(t)$ и динамических спектров (детектограмм) $D_{\text{up}}(f_k, t)$, $D_{\text{down}}(f_k, t)$, $D_{\text{change}}(f_k, t)$ составляет основу для формирования специфических детекторов, реагирующих на переход из одного артикуляторного состояния в другое, т.е. детекторов артикуляторных событий.

3.2. Детекторы артикуляторных событий

В настоящей работе исследование свойств неспецифических детекторов и детекторов артикуляторных событий было выполнено на примере задачи сегментации начальных глухих и звонких фрикативных с последующим гласным.

Для того чтобы отличить начальные фрикативные речевого сигнала от шумовых компонент канала, необходимо построить временные и спектральные модели каждого фрикативного в данном языке во всех возможных фонетических окружениях. Свойства фрикативных исследовались в [3, 47–50]. Рассматривались такие параметры, как центр тяжести спектра, моменты спектра, частота максимума спектра, наклон спектра, длительность, средняя амплитуда и ди-

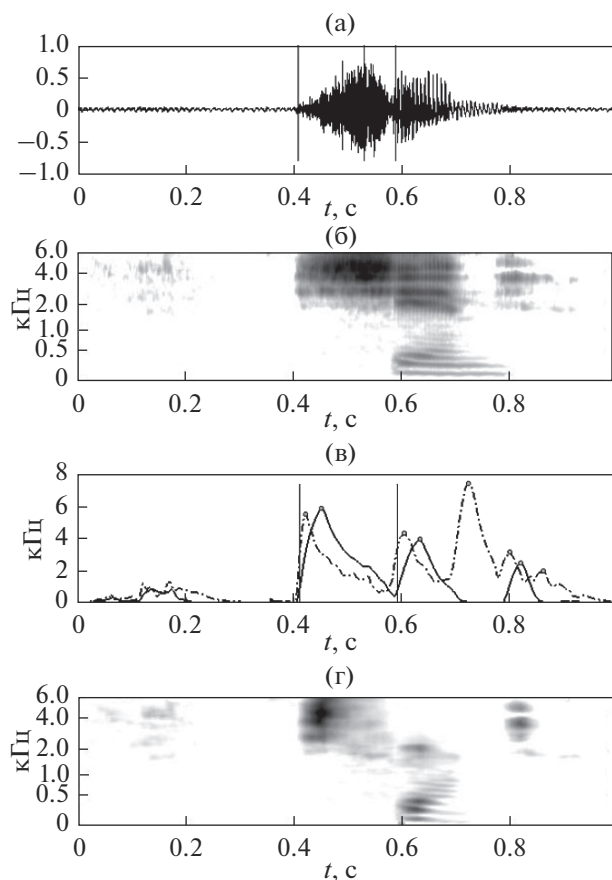


Рис. 4. Слово /семь/, мужской голос. (а) — Осциллограмма звукового давления, нормированная к 1; (б) — логарифмическая гамма-тон спектрограмма; (в) — детекторы $A_{up}(t)$ (—) и $A_{change}(t)$ (---●—); (г) — гамма-тон спектрограмма отклика детектора $D_{up}(f_k, t)$ (“детектограмма”).

намика огибающей, частота второй форманты в момент возникновения фрикативного, а также уравнение локусов (предельных значений формантных частот на границе фрикативного) [51]. В [52] сообщается, что распознавание фрикативных по кепстральным коэффициентам обеспечивает меньшую ошибку, чем при использовании популярных признаков. Средний спектр сегмента фрикативного позволяет решить обратную задачу относительно формы речевого тракта с малой погрешностью [53].

Процесс турбулизации воздушного потока при артикуляции фрикативных развивается постепенно. На рис. 5 видно, что максимальная энергия в спектре фрикативного /ш/ в слове /шесть/ достигается лишь через 60 мс после начала турбулизации. В этот момент первый пик амплитуд спектра фрикативного /ш/ близок к частоте второй форманты последующего гласного, что определяется влиянием последующего гласного. Пик

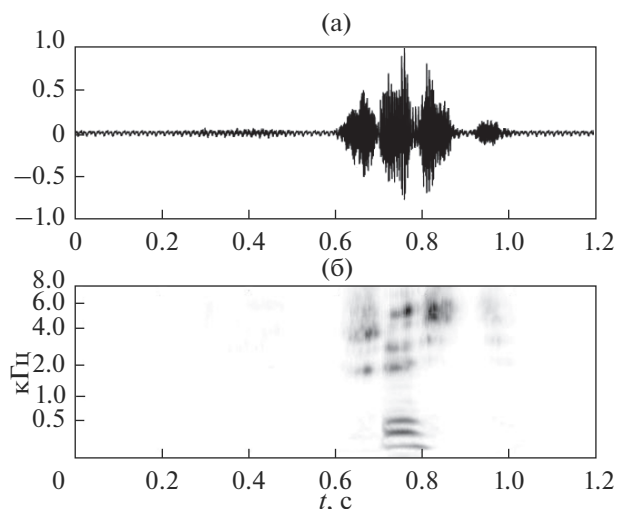


Рис. 5. (а) — Осциллограмма звукового давления и (б) — спектр слова /шесть/ в линейном масштабе амплитуд.

амплитуд в начале фрикативного /с'/ близок к частоте четвертой форманты предыдущего гласного, и это демонстрирует влияние предыдущего гласного на начало последующего фрикативного. Видны также следы влияния второй и третьей формант предыдущего гласного в виде пиков в спектре /с'/.

На рис. 6 показаны нормированные средние спектры фрикативных /с, ш, ф, х/, произнесенных одним диктором в слогах перед различными гласными. Отсчет спектра взят в момент наибольшей энергии фрикативного. Амплитуды спектра представлены в линейном масштабе.

Как видно из этого рисунка, форма спектра и положение максимального пика спектра отличаются большим разнообразием и зависят от последующего гласного. Это особенно заметно у фрикативного /х/, где максимальный пик находится в диапазоне от 800 до 4000 Гц. Это явление еще раз указывает на то, что не существует акустических инвариантов для звука речи, которые в фонетической транскрипции и письменном тексте обозначаются одним и тем же символом. Физической основой этого явления служит различие в условиях турбулизации воздушного потока на фоне последующего (или предыдущего) гласного, а само место наибольшего сужения в речевом тракте (“место артикуляции”) может заметно сдвинуться под влиянием этих гласных. Так, место возникновения турбулентного шума мягкого /х'/ на фоне таких гласных, как /и, е, я, ю/ смещается в сторону губ, а его спектр становится высокочастотным. В этом случае невозможно различить /х/ и /с/ только по положению пика спектра. Необходимо знать, на фоне какого гласного генерируется фрикативный.

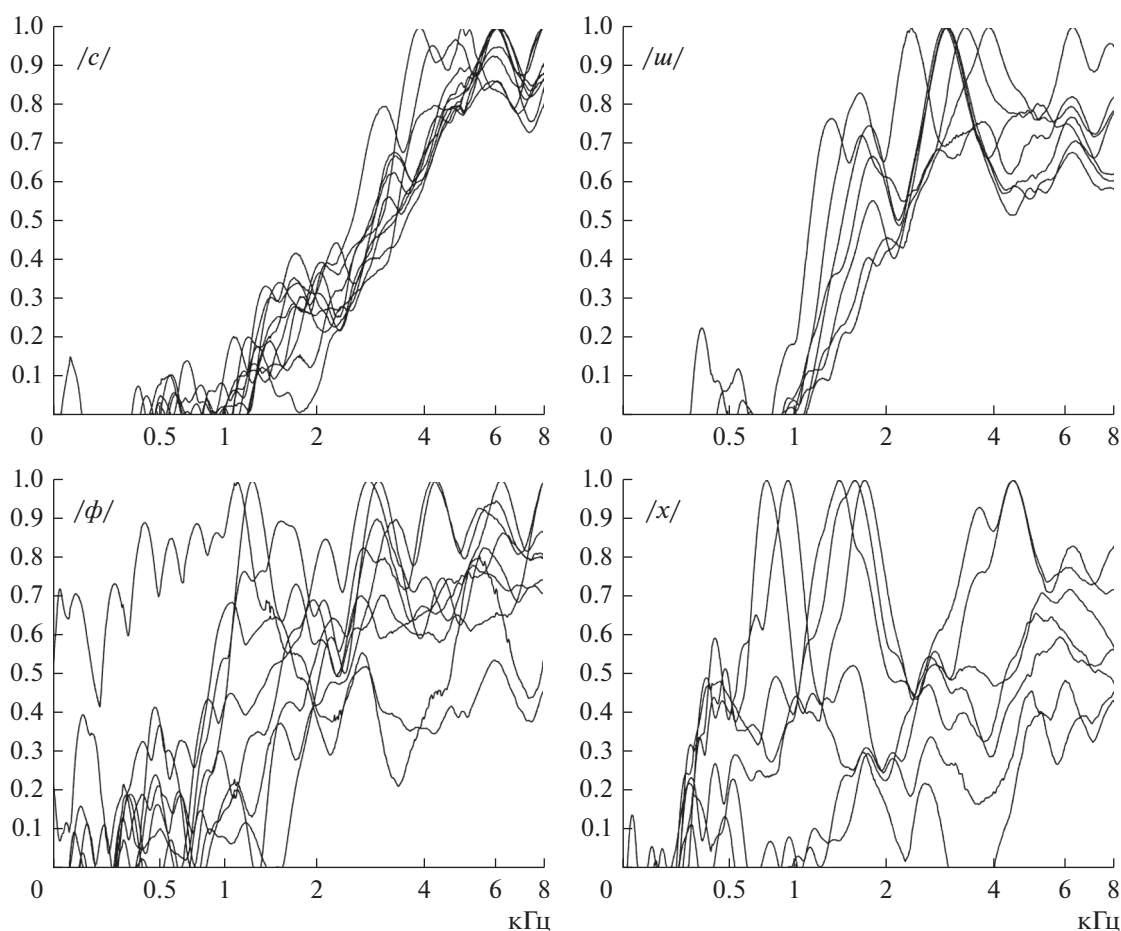


Рис. 6. Нормированные спектры фрикативных /с, ш, ф, х/ перед различными гласными.

Вследствие этих явлений описание спектра фрикативных различного рода функционалами представляется недостаточно эффективным. В [50] предлагалось использовать какую-либо меру сходства между вычисленным спектром фрикативного и, например, средним спектром, определенным на множестве реализаций фрикативного. Однако разнообразие спектров столь велико, что вместо среднего спектра целесообразно использовать некоторое множество характерных для данного фрикативного спектров. Эти характерные спектры можно найти различными способами, в том числе и с использованием иерархического метода k -средних (k -means) [54]. В этом алгоритме минимизируется сумма расстояний между элементами кластера и его центроидом. Обычно используется евклидова метрика L_2 . Количество кластеров в нашей работе определяется итеративно, увеличивая их до тех пор, пока число элементов в каком-либо кластере не станет меньше заданного порога, например, 3% от общего числа реализаций. Центроиды кластеров принимаются за главные компоненты $\mu_m(f_k)$. Число найденных главных компонент m обычно равно 3

или 4. В качестве квазистатического описания спектра фрикативных используется сглаженный с постоянной времени 25 мс спектр в момент времени, когда достигается наибольшая энергия. Это предполагает, что к данному моменту процесс турбулизации воздушного потока полностью развился, и спектр шума наиболее характерен для данного фрикативного.

На рис. 7 показаны 3 компоненты для спектра сегмента /ш/ в слове /шесть/ и 4 компоненты для /с'/ в слове /семь/, найденные, соответственно, по 12181 и 13552 реализациям этих фрикативных для 216 мужских голосов.

В экспериментах с женскими голосами принимали участие 177 женщин, 10619 реализаций слова /шесть/ и 6011 реализаций слова /семь/. Спектры женских голосов и, соответственно, главные компоненты этих спектров отличаются от спектров мужских голосов и их главных компонент.

Мгновенный спектр переходного процесса от фрикативного к гласному $D_{\text{change}}(f_k, t)$ отсчитывается в момент максимума $A_{\text{change}}(t)$ с параметрами $\tau_1 = 2$ мс, $\tau_2 = 15$ мс, $\Delta T_2 = -15$ мс. Этот спектр зна-

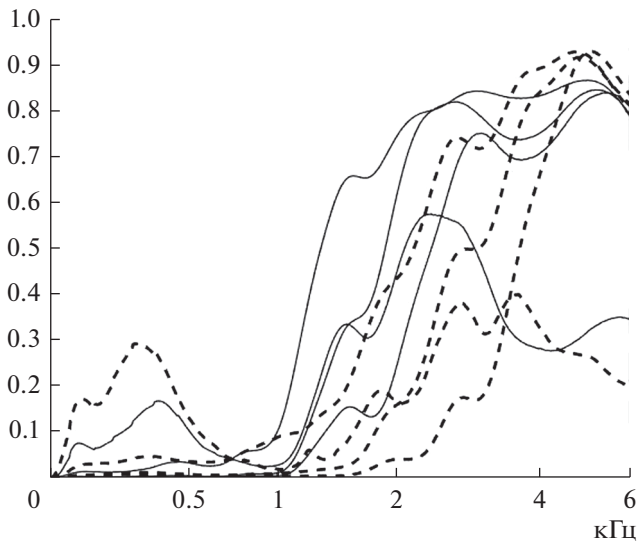


Рис. 7. Главные компоненты для спектра сегмента /ш/ в слове /шесть/ (---) и /с' в слове /семь/ (—).

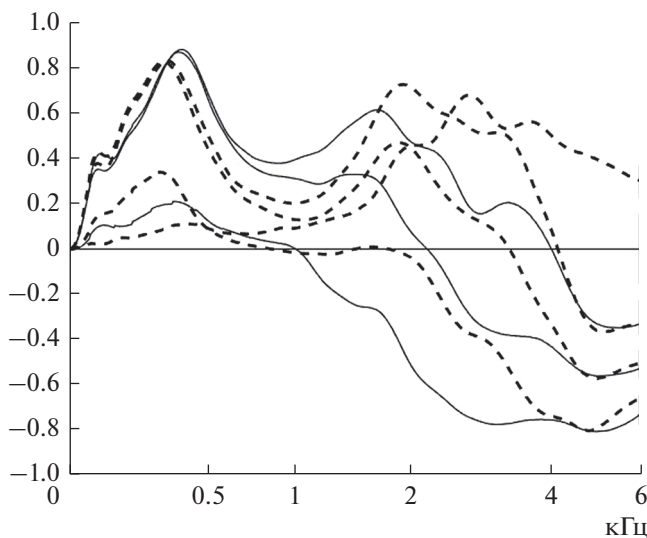


Рис. 8. Главные компоненты для спектра детектора перехода /шз/ в слове /шесть/ (---) и /с'е/ в слове /семь/ (—).

копеременный. Его главные компоненты для перехода /шз/ в слове /шесть/ и /с'е/ в слове /семь/ показаны на рис. 8.

Аналогичным образом находятся главные компоненты для спектра и детектограммы начальных сегментов слов английского языка /four, five, six, seven/. База данных английских слов содержит голоса 22 мужчин и 26 женщин. Представительность исследованных сегментов значительно меньше, чем для числительных русского языка — около 200 реализаций для каждого слова.

4. СЕГМЕНТАЦИЯ И РАСПОЗНАВАНИЕ НАЧАЛЬНЫХ ФРИКАТИВНЫХ

Обучение детектора триады /пауза—фрикативный—гласный/ выполняется в два этапа. На первом этапе подбираются параметры неспецифических детекторов, наилучшим образом определяющих начало и конец фрикативного с использованием разметки слов по [55], и находятся главные компоненты спектра фрикативного в момент его максимального значения $\mu_{m1}^{fr}(f_k)$ между метками начала и конца фрикативного, а также главные компоненты $\mu_{m2}^{pause/fr}(f_k)$ в момент пика детектора перехода /пауза—фрикативный/ $A_{up}(t)$, и $\mu_{m3}^{fr/vow}(f_k)$ в момент пика детектора перехода /фрикативный—гласный/ $A_{change}(t)$. Эти пики выбираются среди множества пиков как ближайшие к моментам переходов по данным разметки. На втором этапе выполняется статистический анализ и автоматическое распознавание без поддержки разметки, которая иногда содержит грубые ошибки. В большинстве случаев эти ошибки удается ликвидировать на втором этапе обучения.

Момент перехода от паузы к фрикативному и момент перехода от фрикативного к гласному в словах /шесть, семь/ вычисляется как момент пересечения некоторой функцией $g(t)$ порога $\delta = 0.1$

$$g(t) = \frac{|h(t) - cA_{max}|}{A_{max}}, \quad (14)$$

где A_{max} — амплитуда наибольшего пика детектора $A_{up}(t)$ или $A_{change}(t)$, функция $h(t)$ определена на интервале времени $[t_{peak} - \Delta, t_{peak}]$, t_{peak} — положение пика во времени. Для перехода /пауза—фрикативный/ $h(t) = A_{up}(t)$, и установлены параметры $c = 0.2$; $\Delta = 200$ мс, а для перехода /фрикативный—гласный/ $h(t) = A_{change}(t)$, и $c = 0.8$; $\Delta = 40$ мс.

На втором этапе обучения для сегментации используются собственные функции, вычисленные по разметке. Анализ начинается с определения момента перехода от фрикативного к гласному $T_{fr/vow}$, поскольку здесь можно использовать дополнительную информацию в виде перепада коэффициента автокорреляции от малых величин на фрикативном до больших на гласном. Выбирается такой пик $A_{change}(t_{f/v})$, что средний коэффициент автокорреляции K_{ac} на интервале $[t_{f/v}, t_{f/v} + 40$ мс] $K_{ac} > 0.3$, а мера сходства между $D_{change}(f_k, t_{f/v})$ и множеством главных компонент для этого перехода $\mu_{m3}^{fr/vow}(f_k)$, найденных на первом этапе обучения детектора, больше 0.5. Для глухих фрикативных коэффициент автокорреляции K_{ac} вычисляется в полосе частот 70...500 Гц, а для звонких — в полосе 500...6000 Гц. При поиске момента начала

фрикативного после паузы $T_{\text{pause/fr}}$ используются только главные компоненты $\mu_{m2}^{\text{pause/fr}}(f_k)$. Для оценки меры сходства между спектром S фрикративного, спектром переходного процесса между паузой и фрикративным или спектром переходного процесса между фрикративным и гласным и соответствующими главными компонентами используется дискретная форма коэффициента Коши–Буныковского:

$$K_{\text{cb}}^{(m)} = \frac{\sum_{k=1}^N S(f_k) \mu_m(f_k)}{\sqrt{\sum_{k=1}^N S(f_k)^2 \sum_{k=1}^N \mu_m(f_k)^2}}, \quad (15)$$

где $S(f_k)$ – спектр в соответствующий момент времени, $\mu_m(f_k)$ – m -я главная компонента, k – отсчет на частоте f_k , N – число гамма-фильтров. Для новых положений границ сегментов вновь вычисляются собственные функции.

На втором этапе обучения примерно в 20% случаев не определяется момент начала фрикративного из-за медленного развития процесса турбулизации, вследствие чего амплитуда пика детектора $A_{\text{up}}(t)$ оказывается ниже порога. Этот порог устанавливается отдельно для каждого фрикративного для минимизации ложных срабатываний на шумах во время паузы. Поэтому момент достижения максимальной энергии в спектре фрикративного определяется на интервале $[T_{\text{fr/vow}} - 100 \text{ мс}, T_{\text{fr/vow}}]$.

Контроль качества оценки моментов начала и конца фрикративного осуществлялся с использованием другой базы данных, в которой была выполнена ручная разметка речевых сигналов. В этой базе представлены записи голосов 24 мужчин и 15 женщин, произносивших разнообразные сочетания числительных русского языка. При этом использовались параметры триад, вычисленные только по исходной базе данных. Среднеквадратическая ошибка относительно ручной разметки для начала фрикративных составляет, в среднем, около 12 мс, а для момента перехода от фрикративного к гласному – около 5 мс. Учитывая тот факт, что ручная разметка выполнялась с погрешностью не менее 5 мс, можно признать точность автоматической разметки вполне удовлетворительной.

Часть ошибок приходится на такие варианты произнесения, что между глухим фрикративным и последующим гласным образуется пауза, длительность которой может доходить до 20 мс и более. Этот эффект появляется в результате сближения голосовых складок от положения, оптимального для обеспечения условий турбулизации потока в речевом тракте, в положение, необходимое

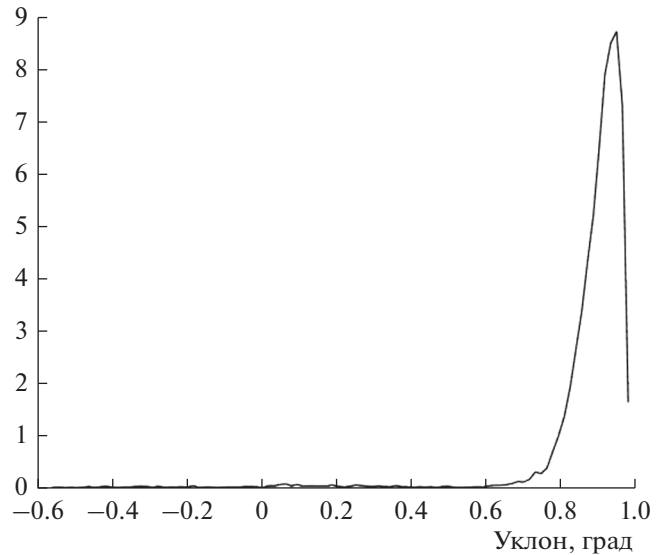


Рис. 9. Нормированная гистограмма коэффициентов Коши–Буныковского K_{max} для спектра детектора перехода /шэ/ в слове /шесть/.

для начала автоколебаний голосовых складок. В определенный момент скорость воздушного потока уже недостаточна для возникновения турбулентного шума, тогда как колебания голосовых складок еще не начались. В результате искажаются характеристики детектора в процессе обучения и появляются ошибки распознавания. В таких случаях вместо триады /пауза–фрикративный–гласный/ следует рассматривать последовательность /пауза–фрикративный–эпентетик–гласный/, где термин “эпентетик” обозначает именно такие короткие паузы.

Мера сходства между спектрами фрикративного или перехода от паузы к фрикративному или от фрикративного к гласному и соответствующими главными компонентами определяется как максимальное значение $K_{\text{cb}}^{(m)}$ по всем m , $K_{\text{max}} = \max(K_{\text{cb}}^{(m)})$. На рис. 9 показана типичная функция меры сходства для переходов от фрикративного /ш/ к гласному /э/, для которой доля реализаций с максимальным значением коэффициента Коши–Буныковского K_{max} , меньшего 0.5, составляет менее 1%.

Мера сходства неизвестной триады речи с каждой триадой типа i , для которого известны главные компоненты $\mu_{m1}^{\text{fr}}(f_k)$, $\mu_{m2}^{\text{pause/fr}}(f_k)$ и $\mu_{m3}^{\text{fr/vow}}(f_k)$, определяется как отношение правдоподобия между максимальными значениями K_{max} для переходов и спектра фрикративного, или по плотностям распределения $p(K_{\text{max}})$:

$$L_K^{(i)} = \max \left(\frac{K_{\text{max}}^{(i)\text{fr}}}{K_{\text{max}}^{\text{fr}}}, \frac{K_{\text{max}}^{(i)\text{pause/fr}}}{K_{\text{max}}^{\text{pause/fr}}}, \frac{K_{\text{max}}^{(i)\text{fr/vow}}}{K_{\text{max}}^{\text{fr/vow}}} \right), \quad (16)$$

Таблица 1. Вероятность распознавания (%), мужские голоса, английский язык. Критерий L_K

Мужчины	<i>si /six/</i>	<i>se /seven/</i>	<i>fo /four/</i>	<i>fa /five/</i>	θ /three/
<i>si /six/</i>	100	6.3	0	0	0
<i>se /seven/</i>	3	100	0.4	1.3	0.4
<i>fo /four/</i>	0	0.5	100	1.9	0
<i>fa /five/</i>	0	0	1.5	100	0
θ /three/	3.8	1.5	0.8	0	100

Таблица 2. Вероятность распознавания (%), женские голоса, английский язык. Критерий L_K

Женщины	<i>si /six/</i>	<i>se /seven/</i>	<i>fo /four/</i>	<i>fa /five/</i>	θ /three/
<i>si /six/</i>	100	6.3	0	0.8	0.9
<i>se /seven/</i>	3	100	0.4	1.3	0.4
<i>fo /four/</i>	0	0.5	100	1.9	0
<i>fa /five/</i>	0	0	1.5	100	0
θ /three/	0.9	1.9	0	0.9	100

$$L_p^{(i)} = \max \left(\frac{p(K_{\max}^{(i)fr})}{p(K_{\max}^{fr})}, \frac{p(K_{\max}^{(i)pause/fr})}{p(K_{\max}^{pause/fr})}, \frac{p(K_{\max}^{(i)fr/vow})}{p(K_{\max}^{fr/vow})} \right). \quad (17)$$

Например, при сравнении триад /науза–ш–э/ и /науза–с'–е/, отношение правдоподобия по коэффициентам Коши–Буяковского есть

$$L_K^{(шэ)} = \max \left(\frac{K_{\max}^{(шэ)fr}}{K_{\max}^{(с'е)fr}}, \frac{K_{\max}^{(шэ)pause/fr}}{K_{\max}^{(с'е)pause/fr}}, \frac{K_{\max}^{(шэ)fr/vow}}{K_{\max}^{(с'е)fr/vow}} \right). \quad (18)$$

Если $L_K^{(i)} > 1$ или $L_p^{(i)} > 1$, то неизвестная триада принимается как принадлежащая множеству триад типа i . Если для сравнения предъявлена триада, которая на самом деле принадлежит типу i , но $L_K^{(i)} \leq 1$ или $L_p^{(i)} \leq 1$, то регистрируется ошибка распознавания. Ошибки распознавания между исследованными триадами для разных мер сходства оказались близки.

Начало фрикативных типа / ϕ , x / по пикам детекторов $A_{up}(t)$ или $A_{change}(t)$ иногда не определяется вследствие малого перепада энергии при переходе от паузы. В этом случае отношение правдоподобия вычисляется только по двум факторам – спектру фрикативного и спектру переходного процесса между фрикативным и гласным. Хотя момент начала фрикативного при этом не определяется, присутствие фрикативного уверенно детектируется.

В соответствии с общепринятой терминологией, обозначим показатель числа отказов как FRR (False Reject Rate), а FRR6 и FRR7, соответственно, как долю числа отказов (неправильного распознавания) триад из слов /шесть/ и /семь/. Аналогично, обозначим показатель числа ошибок как FAR (False Accept Rate), а FAR67 и FAR76, со-

ответственно, как долю числа ошибок (неправильного распознавания) триад из слов /шесть/ как /семь/, и наоборот. Для мужских голосов из русской базы данных FRR6 = 0.03%; FRR7 = 0.4% и FAR67 = 2.2%, FAR76 = 1.8%, а для женских голосов – FRR6 = 0.025%; FRR7 = 0.0% и FAR67 = 1.4%, FAR76 = 1.9%.

Если в качестве критерия используется не отношение коэффициентов корреляции, а отношение плотности вероятностей, то для мужских голосов из русской базы данных FRR6 = 0.04%; FRR7 = 0.4% и FAR67 = 0.3%, FAR76 = 3.1%, а для женских голосов – FRR6 = 0.025%; FRR7 = 0.0% и FAR67 = 2.4%, FAR76 = 0.3%.

Матрицы оценок вероятности распознавания триад английских слов представлены в табл. 1, 2 с округлением до первого знака после запятой. Оценка меры сходства выполнялась по коэффициентам корреляции для главных компонент спектра фрикативного и спектра $D_{change}(f_k, t)$ в моменты перехода от паузы к фрикативному и от фрикативного к гласному. Левый столбец в табл. 1 обозначает предъявленные элементы речи, а верхняя строка – распознанные.

Представляет интерес оценка ошибки распознавания триад с глухими и звонкими фрикативными с одним и тем же местом артикуляции. С этой целью была создана база данных для одного диктора (мужчины), который по 60 раз произнес слова /жесть, жертва, женщина, жэк, жерех, зенкер, зелень, зернь, зев, зеркало/. Всего было произнесено 600 слов. В половине случаев запись речевого сигнала выполнялась через высококачественный направленный микрофон со встроенной звуковой картой, а в другой половине

Таблица 3. Вероятность распознавания (%), мужские голоса, русский язык. Критерий L_K

Мужчины	<i>шесть</i>	<i>семь</i>	<i>жэ</i>	<i>зе</i>
<i>шесть</i>	100	1.9	0.8	0.4
<i>семь</i>	1.2	100	0.3	0.1
<i>жэ</i>	2	0.8	100	0
<i>зе</i>	0	0	0	100

случаев – через микрофон ноутбука. Матрица вероятностей распознавания триад /пауза–фрикативный–гласный/ по критерию отношения максимальных коэффициентов корреляции для главных компонент спектра фрикативного и спектра $D_{\text{change}}(f_k, t)$ в моменты перехода от паузы к фрикативному и от фрикативного к гласному приведена в табл. 3.

Ошибки распознавания, представленные в табл. 1–3, получены на тех же произнесениях, на которых были определены главные компоненты, т.е. фактически на тренировочной базе данных. Обычно считается, что в этом случае ошибки занижены. Это безусловно справедливо для ограниченного объема данных, хотя само понятие ограниченности не определено. В нашем случае количество числительных /шесть, семь/ для мужских голосов более 12000, а для женских – более 10000 и 6000. Поэтому объем тренировочной базы весьма велик, что позволяет рассматривать полученные оценки ошибок как достаточно близкие к действительным. Тем не менее, для контроля полученных оценок были выполнены эксперименты по распознаванию начальных триад в словах /шесть, семь/ на базе данных для 49 дикторов. Выше для этой базы были приведены оценки ошибок определения моментов начала и конца фрикативных. Количество каждого слова в этой базе порядка 400. Средняя вероятность принять триаду /пауза–ш–э/ за триаду /пауза–с'–е/ составляет около 0.9%, а вероятность принять триаду /пауза–с'–е/ за триаду /пауза–ш–э/ – менее 0.5%. Таким образом, ошибки распознавания на контрольной выборке оказались даже меньше, чем на тренировочной базе.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Реализация представлений о наличии в слуховой системе человека детекторов спектрально-временных неоднородностей для автоматического распознавания элементов речи оказывается весьма продуктивной. При таком подходе на исследованных триадах типа /пауза–фрикативный–гласный/ не требуется определения формантных частот, сопровождающегося значительными ошибками. Фонетическая транскрипция триады формируется уже после распознавания этой триады. Даже в

случае неопределенности решения при близких значениях отношения правдоподобия для разных типов фрикативных и гласных, когда фонетическая транскрипция невозможна, на одном из уровней речевого кода сохраняется последовательность /пауза–фрикативный–гласный/ [30].

Согласно опубликованным данным, вероятность ошибки распознавания глухих фрикативных по спектральным признакам находится в области 20% [50]. Полученные в данной работе оценки вероятностей распознавания триад /пауза–фрикативный–гласный/ оказываются на порядок меньше, что свидетельствует о предпочтительности совместного использования статических и динамических параметров сегментов речи. Эффективность описанного метода проявляется в очень малых ошибках распознавания триад с одним и тем же фрикативным, артикулируемым на фоне разных гласных, а также триад, различающихся только участием голосового источника на сегменте фрикативного. Чувствительность системы детекторов артикуляторных событий к особенностям элементов речи приводит к тому, что объединение статистик для мужских и женских голосов увеличивает ошибки распознавания. Это означает, что обучение детекторов следует производить отдельно для голосов дикторов разного пола. При распознавании речи можно либо сравнивать отклики детекторов для разного пола, либо сначала определить пол диктора.

Некоторые начальные глухие фрикативные, такие, как /ф, х/, часто имеют низкий уровень. При использовании детекторов начала речи, основанных на перепаде энергии, это может привести либо к пропуску начального сегмента, либо к ложному срабатыванию на шумах канала. Детекторы артикуляторных событий позволяют решить проблему начала речевого сигнала даже для фрикативных с малой энергией. Неспецифические детекторы типа $A_{\text{up}}(t)$ и $A_{\text{change}}(t)$, с одной стороны, чувствительны к малым перепадам энергии, а с другой стороны, довольно помехоустойчивы. Для подавления шумов при поиске начала слабого фрикативного нужно использовать дополнительные признаки, такие как распределение амплитуд детекторов $A_{\text{up}}(t)$ и $A_{\text{change}}(t)$, интервалы времени между максимумами детекторов $A_{\text{up}}(t)$ и $A_{\text{change}}(t)$, и длительность фрикативного.

Взаимное влияние процессов артикуляции (так называемая коартикуляция) приводит к тому, что акустические характеристики элементов речевого потока зависят как предыдущего, так и от последующего элементов. Как было показано в данной работе, это явление оказывается решающим для формирования детекторов последовательности /пауза–фрикативный–гласный/. Поэтому единицей принятия решения о составе речевого сигнала должна быть последовательность из трех элементов (триада). В [50] число элементов речи на акустическом уровне было оценено величиной примерно в 127 единиц. Это, однако, не означает, что необходимо сформировать множество детекторов триад, равное перестановкам из 127, поскольку далеко не все последовательности элементов физически реализуемы, а многие редко встречаются в речи дикторов. И все же число детекторов оказывается довольно большим. Некоторое время назад этот фактор был бы решающим из-за недостаточной мощности компьютеров. К счастью, современные вычислительные средства вполне позволяют одновременно обрабатывать тысячи потоков, каждый из которых соответствует реакции детектора артикуляторных событий.

Основная трудность в создании такой системы детекторов состоит в необходимости использования предварительной разметки речевого сигнала на первом этапе обучения для достаточно большого числа дикторов. Ручная разметка очень трудоемка, а полностью автоматические средства сегментации речевого сигнала страдают заметными ошибками. Выход из этой ситуации состоит в разработке метода формирования детекторов не для каждой конкретной триады, а для однородного класса триад. Метод, описанный в данной статье, пригоден для формирования множества детекторов для класса триад /пауза–фрикативный–гласный/ с произвольным сочетанием фрикативных и гласных без использования ручной разметки. Аналогично, для другого класса триад достаточно создать алгоритм на основе анализа свойств небольшого числа представителей этого класса и ограниченной выборки дикторов с использованием ручной или грубой автоматической разметки. Критерием для выбора типа неспецифических детекторов на этом этапе служит погрешность автоматической разметки относительно ручной разметки.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Оправдывается предположение о том, что использование совокупности детекторов амплитудных и спектрально-временных модуляций в речевом сигнале перспективно для создания принципиально нового описания структуры речевого потока. Ошибки распознавания близких по акустическим свойствам речевых сегментов могут

быть чрезвычайно малы. Конкретный алгоритм, описанный в работе, пригоден для распознавания класса последовательностей типа /пауза–фрикативный–гласный/, а сам метод может быть распространен на описание произвольных элементов речи, состоящих из последовательности трех артикуляторных состояний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Furui S.* On the role of spectral transition for speech perception // *J. Acoust. Soc. Am.* 1986. V. 80. P. 1016–1025.
2. *Stevens K.N.* Evidence for the role of acoustic boundaries in the perception of speech sounds // In: *Phonetic Linguistics: Essays in Honor of Peter Ladefoged*, edited by *Fromkin V.A.* (Academic, Cambridge, MA). 1985. P. 243–255.
3. *Stevens K.N.* *Acoustic Phonetics* // MIT Press, Cambridge, MA. 2000.
4. *Liu S.A.* Landmark detection for distinctive feature-based speech recognition // *J. Acoust. Soc. Am.* 1996. V. 100. P. 3417–3430.
5. *Kirchhoff K., Finkard G.A., and Sagerer G.* Combining acoustic and articulatory feature information for robust speech recognition // *Speech Commun.* 2002. V. 37. P. 303–319.
6. *Hasegawa-Johnson M., Baker J., Borys S., Chen K., Coogan E., Greenberg S., Juneja A., Kirchhoff K., Livescu K., Mohan S., Muller J., Sonmez K., and Wang T.* Landmark-based speech recognition: Report of the 2004 Johns Hopkins summer workshop // In: *Proc. IEEE Int. Conf. Acoustics, Speech, and Signal Processing (ICASSP)*. 2005. V. 1. P. 1213.
7. *Juneja A. and Espy-Wilson C.* A probabilistic framework for landmark detection based on phonetic features for automatic speech recognition // *J. Acoust. Soc. Am.* 2008. V. 123(2). P. 1154–1168.
8. *Jansen A., Niyogi P.* Modeling the temporal dynamics of distinctive feature landmark detectors for speech recognition // *J. Acoust. Soc. Am.* 2008. V. 124(3). P. 1739–1758.
9. *He D., Lim B.P., Yang X., Hasegawa-Johnson M., Chen D.* Acoustic landmarks contain more information about the phone string than other frames for automatic speech recognition with deep neural network acoustic model // *J. Acoust. Soc. Am.* 2018. V. 143(6). P. 3207–3218.
10. *Seifritz E., Esposito F., Hennel F., Mustofi C.H., Neuhoff J.G., Bilecen D., Tedeschi G., Scheffler K., Di Salle F.* Spatio-temporal pattern of neural processing in the human auditory cortex // *Science*. 2002. V. 297. № 5587. P. 1706–1708.
11. *Delgutte B., Kiang N.Y.S.* Speech coding in the auditory nerve: I. Vowel-like sounds // *J. Acoust. Soc. Am.* 1984. V. 75. № 3. P. 866–878.
12. *Sinex D.G.* Auditory nerve fiber representation of cues to voicing in syllable-final stop consonants // *J. Acoust. Soc. Am.* 1993. V. 94. № 3. P. 1351–1362.
13. *Бибиков Н.Г.* Описание признаков звука нейронами слуховой системы наземных позвоночных. М: Наука, 1987.
14. *Joris P.X., Yin T.C.* Responses to amplitude-modulated tones in the auditory nerve of the cat // *J. Acoust. Soc. Am.* 1992. V. 91. P. 215–232.

15. *Rhode W., Greenberg S.* Encoding of amplitude modulation in the cochlear nucleus of the cat // *J. Neurophysiology*. 1994. V. 71. P. 1797–1825.
16. *Wang K., Shamma S.A.* Spectral shape analysis in the central auditory system // *IEEE Trans. Speech Audio Proc.* 1995. V. 3. № 5. P. 382–394.
17. *Bibikov N.G., Nizamov S.V.* Temporal coding of low-frequency amplitude modulation in the semicircularis of the grass frog // *Hearing Research*. 1996. V. 101. P. 23–44.
18. *Moore B.C.J.* Auditory processing of temporal fine structure: Effects of age and hearing loss // *World Scientific*, Singapore. 2014. P. 1–182.
19. *Suga N.* Responses of inferior collicular neurons of bats to tone bursts with different rise time // *J. Physiol.* 1971. V. 217. P. 159–177.
20. *Shamma S.A., Fleshman J.W., Wiser P.R., Versnel H.* Organization of response areas in ferret primary auditory cortex // *J. Neurophysiol.* 1993. V. 69. P. 367–383.
21. *Kowalski N., Versnel Y., Shamma S.A.* Comparison of responses in the anterior and primary auditory fields of the ferret cortex // *J. Neurophysiol.* 1995. V. 73. P. 1513–1523.
22. *Kowalski N., Versnel Y., Raab D.H.* Forward and backward masking between acoustic clicks // *J. Acoust. Soc. Am.* 1961. V. 33. P. 137–139.
23. *Raab D.H.* Forward and backward masking between acoustic clicks // *J. Acoust. Soc. Am.* 1961. V. 33. P. 137–139.
24. *Elliot L.L.* Backward and forward masking of probe tones of different frequencies // *J. Acoust. Soc. Am.* 1962. V. 34. P. 1116–1117.
25. *Babkoff H., Sutton S.* Monaural temporal masking of transients // *J. Acoust. Soc. Am.* 1968. V. 44. P. 1373–1378.
26. *Wojtczak M., and Viemeister N.* Forward masking of amplitude modulation: Basic characteristics // *J. Acoust. Soc. Am.* 2005. V. 118. P. 3198–3210.
27. *Roverud E. and Strickland E.A.* The effects of ipsilateral, contralateral, and bilateral broadband noise on the mid-level hump in intensity discrimination // *J. Acoust. Soc. Am.* 2015. V. 138. P. 3245–3261.
28. *Jennings S.G., Chen J., Fultz S.E., Ahlstrom J.B., Dubno J.R.* Amplitude modulation detection with a short-duration carrier: Effects of a precursor and hearing loss // *J. Acoust. Soc. Am.* 2018. V. 143(4). P. 2232–2243.
29. *Sorokin V.N., Chepelev D.N.* Initial analysis of speech signals // *Acoust. Phys.* 2005. V. 51. № 4. P. 536–542.
30. *Сорокин В.Н.* Теория речеобразования. М.: Радио и связь, 1985.
31. *Чистович Л.А., Кожевников В.А. и др.* Речь. Артикуляция и восприятие. М.: Наука, 1965.
32. *Чудновский Л.С., Агеев В.М.* Расчет избирательных фильтров первичного анализа речевых сигналов // *Акуст. журн.* 2014. Т. 60. № 4. С. 407–412.
33. *Moore B.C.J., Glasberg B.R.* Suggested formulae for calculating auditory-filter bandwidths and excitation patterns // *J. Acoust. Soc. Am.* 1983. V. 74. P. 750–753.
34. *Patterson R.D., Holdsworth J.* A functional model of neural activity patterns and auditory images // *Advances in Speech, Hearing and Language Processing*. 1996. V. 3. P. 547–563.
35. *Yin H., Hohmann V., Nadeu C.* Acoustic features for speech recognition based on Gammatone filterbank and instantaneous frequency // *Speech Communication*. 2011. V. 53. P. 707–715.
36. *Fant G.* Acoustic Theory of Speech Production. Hague, The Netherlands: Mouton, 1960.
37. *Flanagan J.L.* Speech Analysis, Synthesis, and Perception. New York: Springer-Verlag, 1972.
38. *Shadle C.H.* The aerodynamics of speech // In: *The Handbook of Phonetic Sciences*, edited by *Hardcastle W.J. and Laver J.* (Blackwell Publishers Ltd., Malden, MA). 1997. V. 2. P. 33–64.
39. *Ohala J.J., Solé M.-J.* Turbulence and phonology // In: *Turbulent sounds: An interdisciplinary guide*, edited by *Fuchs S., Toda M., and Zygis M.* (De Gruyter Mouton, Berlin, Germany). 2010. V. 2. P. 37–102.
40. *Narayanan S. and Alwan A.* Noise source models for fricative consonants // *IEEE Trans. Speech Audio Process.* 2000. V. 8(3). P. 328–344.
41. *Сорокин В.Н.* Синтез речи. М.: Наука, 1992.
42. *Лойцянский Л.Г.* Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1978.
43. *Блохинцев Д.И.* Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука, 1981.
44. *Titze I.* Non-linear source-filter coupling in phonation: Theory // *J. Acoust. Soc. Am.* 2008. V. 123(5). P. 2733–2749.
45. *Alipour F., Schere R., Patel V.* An experimental study of pulsatile flow in canine languages // *J. Fluids Engineering*. 1995. V. 117. P. 577–581.
46. *Signorello R., Hassid S., Demolin D.* Toward an aerodynamic model of fricative consonants // *J. Acoust. Soc. Am.* 2018. V. 143. EL386.
47. *Chan C., Ng K.* Separation of fricatives from aspirated plosives by means of temporal spectral variation // *IEEE Trans. Acoust., Speech Signal Process.* 1985. V. 33(5). P. 1130–1137.
48. *Jongman A., Wayland R., Wong S.* Acoustic characteristics of English fricatives // *J. Acoust. Soc. Am.* 2000. V. 108(3). P. 1252–1263.
49. *Ali A.M.A., der Spiegel J.V.* Acoustic-phonetic features for the automatic classification of fricatives // *J. Acoust. Soc. Am.* 2001. V. 109(5). P. 2217–2235.
50. *Сорокин В.Н.* Речевые процессы. М.: Народное образование, 2012.
51. *McMurray B., Jongman A.* What information is necessary for speech categorization? Harnessing variability in the speech signal by integrating cues computed relative to expectations // *Psych. Review*. 2011. V. 118. P. 219–246.
52. *Spinu L., Kochetov A., Lilley J.* Acoustic classification of Russian plain and palatalized sibilant fricatives: Spectral vs. cepstral measures // *Speech Communication*. 2018. V. 100. P. 41–45.
53. *Sorokin V.N.* Inverse problem for fricatives // *Speech Communication*. 1994. V. 14. № 2. P. 249–262.
54. *Seber G.A.F.* Multivariate Observations. New York, Wiley, 1984.
55. *Цыплихин А.И., Сорокин В.Н.* Сегментация речи на кардинальные элементы // *Информационные процессы*. 2006. Т. 6. № 3. С. 177–207.

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕХНИЧЕСКОЙ АКУСТИКИ

УДК 534.08

ЛАЗЕРНЫЙ ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКИЙ МЕТОД КОЛИЧЕСТВЕННОЙ ОЦЕНКИ ПОРИСТОСТИ УГЛЕПЛАСТИКОВ НА ОСНОВЕ ИЗМЕРЕНИЯ ИХ АКУСТИЧЕСКОГО ИМПЕДАНСА

© 2020 г. Ю. Г. Соколовская^{a, *}, Н. Б. Подымова^a, А. А. Карабутов^{b, c, d}

^aМГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет,
ГСП-1 Ленинские горы 1, стр. 2, Москва, 119991 Россия

^bМГУ имени М.В. Ломоносова, Международный учебно-научный лазерный центр,
ГСП-1 Ленинские горы 1, стр. 62, Москва, 119991 Россия

^cНациональный исследовательский технологический университет “МИСиС”,
Ленинский пр. 4, Москва, 119991 Россия

^dИПЛИТ РАН – филиал ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН,
ул. Бултерова 17А, Москва, 117342 Россия

*e-mail: yu.sokolovskaya@mail.ru

Поступила в редакцию 07.08.2019 г.

После доработки 07.08.2019 г.

Принята к публикации 05.09.2019 г.

Предложен и экспериментально реализован метод измерения акустического импеданса для оценки пористости углепластиков, основанный на лазерном термооптическом возбуждении продольных акустических волн. Акустический импеданс исследуемого образца измеряется по величине первообразной ультразвукового импульса, отраженного от границы раздела иммерсионная жидкость-образец. Приведен метод расчета пористости углепластика по измеренной величине акустического импеданса. Исследованы образцы углепластиков с тремя различными схемами укладки углеродных волокон. Показано, что в исследованных углепластиках распределение локальной пористости является неравномерным вдоль плоскости укладки волокон. Величина пористости, усредненной по результатам оптико-акустических измерений, в пределах погрешности практически совпадает с данными рентгеновской томографии. Представленный метод определения пористости не требует определения объема и массы исследуемого объекта и может быть использован для диагностики композитных конструкций сложной формы.

Ключевые слова: полимерные композиционные материалы, пористость, лазерный оптико-акустический метод, продольные акустические волны

DOI: 10.31857/S0320791920010098

ВВЕДЕНИЕ

Полимерные композиционные материалы находят все более широкое применение в современной промышленности [1–3]. Одним из примеров таких материалов являются углепластики – композиты, получаемые на основе углеродного волокна и органической матрицы [2]. Благодаря своей высокой прочности и жесткости они могут заменять металлы в тех случаях, когда необходимо снижение массы конструкции. В частности, в авиастроении такие материалы нередко используются в качестве силовых элементов крыльев самолетов [1, 4].

Известно, что из-за особенностей технологии изготовления в углепластиках уже на этапе производства возможно возникновение пористости [5–10]. Причиной образования пор может яв-

ляться присутствие захваченного воздуха внутри пучков углеродных волокон, а также наличие влаги и летучих продуктов в наполнителе или связующем [10]. Пористость в углепластиках может присутствовать как в виде изолированных сферических пор микронного размера в слоях полимерной матрицы, так и в виде расслоений длиной до нескольких миллиметров, возникающих на границах раздела матрицы и наполнителя. Пористость оказывает негативное влияние на механические свойства материала: его упругие модули, межслойную сдвиговую прочность, прочность на сжатие, растяжение и изгиб, а также на усталостную долговечность [7, 9]. Это приводит к снижению срока службы композитных конструкций. Следовательно, актуальной задачей является разработка новых методов неразрушающего контроля, позволяющих обнаружить и количественно оценить пори-

ность композитов, возникающую как при производстве материала, так и на различных этапах эксплуатации изделий.

В настоящее время для неразрушающей диагностики структуры композитов широко применяются ультразвуковые методы [3, 4, 11, 12]. Такие методы удобны для использования благодаря своей относительной простоте, оперативности, надежности и безопасности. В данной работе для исследования пористости углепластиков предлагается использовать метод, основанный на лазерном термооптическом возбуждении широкополосных импульсов продольных акустических волн (оптико-акустический эффект) [13–17]. Преимуществом оптико-акустического (ОА) метода является возможность создания коротких и мощных зондирующих ультразвуковых импульсов (с амплитудой до сотен мегапаскалей) в широком спектральном диапазоне (от долей до десятков мегагерц), что актуально для исследования сильно поглощающих и рассеивающих ультразвук материалов [15]. Подобный метод ранее успешно применялся для оценки пористости композитных материалов по величине затухания и дисперсии фазовой скорости ультразвуковых волн в режиме прямой пьезоэлектрической регистрации акустических сигналов, проходящих через весь исследуемый образец [13, 15]. Однако использование схемы с прямой регистрацией требует плоскопараллельности входной и выходной поверхностей исследуемых объектов, что не позволяет использовать ее для образцов с вариацией толщины и конструкций сложной формы. В работе [18] для исследования пористых композитов использовался ОА-метод с косвенной схемой регистрации акустических сигналов. При этом пористость определялась по величине скорости продольных акустических волн, измеряемой по времени двойного пробега зондирующего ультразвукового импульса по толщине образца. Это не позволяет в полной мере реализовать преимущества одностороннего доступа к объекту, т.к. требует точного измерения толщины исследуемой области. По этой причине оценка пористости с использованием данного метода в случае образцов и участков конструкций с непараллельностью входной и выходной поверхностей или переменной толщиной также является затруднительной. Кроме того, из-за особенностей технологий производства углепластиков даже для плоских изделий возможна некоторая вариация толщины от точки к точке. Поэтому с практической точки зрения представляется целесообразным разработать ОА метод, позволяющий оценивать пористость материала при одностороннем доступе без измерения толщины исследуемой области.

Целью настоящей работы является разработка лазерного ОА-метода количественной оценки пористости углепластиков, реализующего возмож-

ность одностороннего доступа к исследуемому объекту. Зависимость плотности материала и скорости распространения в нем продольных акустических волн от его пористости позволяет рассчитать локальную пористость в исследуемой области образца по экспериментально измеренной величине акустического импеданса этой области. Преимуществом предлагаемого метода является отсутствие необходимости измерения толщины образца, поэтому он может применяться для исследования углепластиковых конструкций и деталей. В работе исследовались образцы углепластика с тремя схемами армирования и различной средней пористостью. Для проверки правильности полученных результатов пористость нескольких выбранных образцов также определялась методом рентгеновской томографии.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОГО ИМПЕДАНСА

В настоящей работе для измерения величины акустического импеданса углепластиков использовался ОА-преобразователь с косвенной схемой регистрации акустических сигналов. Схема такого преобразователя представлена на рис. 1. Преобразователь аналогичен использованному в работе [19], за исключением наличия ОА-источника, позволяющего создавать зондирующий ультразвуковой импульс с заданной амплитудой и временной формой, которые определяются оптическими и теплофизическими свойствами источника, временным профилем интенсивности поглощенного лазерного импульса и граничными условиями возбуждения ультразвука [15]. С помощью оптоволокна в преобразователь доставлялось излучение Nd:YAG лазера с модуляцией добротности. Длительность лазерного импульса 10 нс, энергия в импульсе 100 мкДж, частота следования импульсов 500 Гц. Лазерное излучение через прозрачную призму под углом падает на поверхность ОА-источника (в качестве ОА-источника использовался черный полиэтилен). Призма находится в акустическом контакте с источником и одновременно является звукопроводом широкополосного пьезоэлектрического приемника. При поглощении лазерного импульса происходит неоднородный нестационарный нагрев приповерхностного слоя источника, его последующее тепловое расширение приводит к возникновению двух импульсов продольных акустических волн [18]. Один из них проходит в призму-звукопровод (обозначен на рис. 1 цифрой 1) и является зондирующим в данной системе, а другой через источник проходит в иммерсионную жидкость. Из-за рассогласования акустических импедансов иммерсионной жидкости (дистиллированной воды) и исследуемого образца часть сигнала отразится от границы раздела жидкость-образец (обозначена на рис. 1

цифрой 2), и будет зарегистрирована пьезоприемником с временной задержкой, соответствующей двойному пробегу импульса по слою иммерсионной жидкости и ОА-источнику. Такая схема позволяет проводить исследования при одностороннем доступе к объекту. Электрические сигналы с пьезоприемника передавались на цифровой осциллограф и затем обрабатывались на персональном компьютере. Запуск осциллографа был синхронизирован с лазерным импульсом.

Амплитуды зондирующего импульса A_0 и импульса, отраженного от границы вода–образец A , будут соотноситься как $A = RA_0$, где $R = (Z_c - Z_{H_2O}) / (Z_c + Z_{H_2O})$ – коэффициент отражения продольной акустической волны от границы раздела сред, $Z_c = \rho_c C_c$, $Z_{H_2O} = \rho_{H_2O} C_{H_2O}$ – акустические импедансы композитного образца и воды [20]. Таким образом, коэффициент отражения и, соответственно, амплитуда отраженного сигнала будут зависеть от величины акустического импеданса образца. Однако это выражение не учитывает наличие затухания ультразвука в иммерсионной жидкости и ОА-источнике, а также рассеяние ультразвука на поверхности образца. Затухание в слое воды и в источнике может приводить к дополнительному изменению амплитуды и длительности отраженного сигнала по сравнению с зондирующим. Для исключения влияния этого затухания вместо зондирующего ультразвукового импульса предлагается использовать импульс, отраженный от опорной плоскопараллельной полированной кварцевой пластины с известными акустическими свойствами. Эта пластина помещается на место исследуемого образца. Коэффициент отражения продольных акустических волн от границы раздела вода–пластина рассчитывается как $R_{ref} = (Z_{ref} - Z_{H_2O}) / (Z_{ref} + Z_{H_2O})$, где импеданс кварца $Z_{ref} = 13.1 \times 10^6$ кг/(м² с), импе-

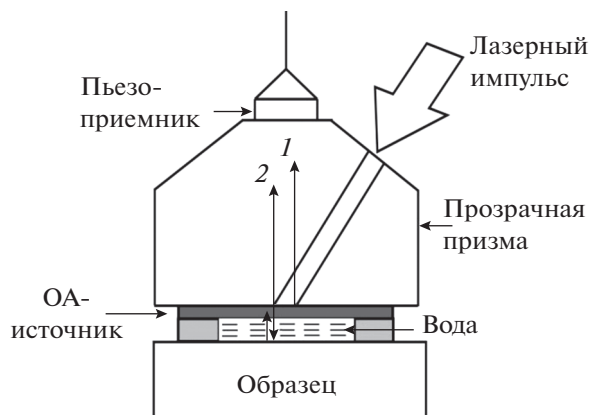


Рис. 1. Схема опико-акустического преобразователя.

данс воды $Z_{H_2O} = 1.49 \times 10^6$ кг/(м² с) [21]. Тогда амплитуда ультразвукового сигнала, отраженного от границы раздела вода–кварц, $A_{ref} = R_{ref}A_0$, и, следовательно, $R = R_{ref}A/A_{ref}$. Отсюда можно вычислить акустический импеданс исследуемого композитного образца:

$$Z_c = Z_{H_2O} \frac{1+R}{1-R} = Z_{H_2O} \frac{A_{ref} + R_{ref}A}{A_{ref} - R_{ref}A}. \quad (1)$$

Таким образом, по измеренным амплитудам ультразвуковых сигналов A и A_{ref} можно определить величину акустического импеданса образца углепластика. Однако амплитуда отраженного от образца сигнала A может также уменьшаться из-за рассеяния ультразвуковых волн на шероховатой поверхности углепластика и ее некоторой кривизны, при этом одновременно будет увеличиваться его длительность. Для учета рассеяния на шероховатой поверхности вместо амплитуд отраженных ультразвуковых сигналов предлагается

Таблица 1. Средние значения акустических импедансов и пористости для исследованных образцов углепластиков

№ образца		$\langle Z \rangle_{OA} \times 10^6$, кг/(м ² с)	$\langle P \rangle_{OA}$, %	$\langle P \rangle_{X\text{-ray}}$, %
Группа № 1	1-1	4.39 ± 0.08	<0.1	<0.1
	1-2	4.39 ± 0.08	<0.1	–
	1-3	4.27 ± 0.07	0.8 ± 0.7	–
Группа № 2	2-1	4.01 ± 0.07	3.4 ± 0.7	2.8
	2-2	4.07 ± 0.07	2.7 ± 0.7	2.5
	2-3	3.90 ± 0.06	4.7 ± 0.7	–
	2-4	3.97 ± 0.07	4.5 ± 0.7	–
	2-5	4.06 ± 0.07	2.9 ± 0.7	–
Группа № 3	3-1	4.06 ± 0.07	2.9 ± 0.7	2.6
	3-2	4.08 ± 0.07	2.6 ± 0.7	2.5
	3-3	3.93 ± 0.07	4.3 ± 0.7	–

использовать максимальные значения их первообразных, которые рассчитываются как:

$$I(t) = \int_{-\infty}^t U(\tau) d\tau, \quad (2)$$

где $U(\tau)$ – временной профиль регистрируемого ультразвукового сигнала. Тогда для расчета акустического импеданса исследуемого образца вместо (1) будет использоваться выражение:

$$Z_c = Z_{H_2O} \frac{I_{\max \text{ ref}} + R_{\text{ref}} I_{\max}}{I_{\max \text{ ref}} - R_{\text{ref}} I_{\max}}, \quad (3)$$

где $I_{\max \text{ ref}}$ и I_{\max} – максимальные значения первообразных отраженных ультразвуковых сигналов для опорной кварцевой пластины и исследуемого образца соответственно. Максимальные величины первообразных будут определяться как уменьшением амплитуды, так и увеличением длительности отраженного импульса за счет рассеяния ультразвуковой волны на поверхности углепластика.

На рис. 2а показаны примеры зарегистрированных временных треков ультразвуковых сигналов для опорной кварцевой пластины и углепластикового образца. Наблюдаемая амплитуда отраженного сигнала для углепластикового образца будет заметно меньше, чем для опорной пластины, так как $Z_c < Z_{\text{ref}}$. Отрицательные фазы сигналов возникают из-за дифракции акустических волн при распространении через призму-звукопровод. Отличие в отрицательных фазах, по-видимому, обусловлено небольшой кривизной поверхности исследуемого композитного образца, а также наложением последовательности импульсов, возникающих из-за отражения от периодических слоев углепластика. На рис. 2б, 2в показаны временной профиль ультразвукового импульса, отраженного от поверхности исследуемого образца углепластика (в увеличенном масштабе), и его первообразная. Момент времени, соответствующий максимуму первообразной, на временном профиле сигнала совпадает с моментом перехода от положительной фазы сигнала к отрицательной. Таким образом, значение I_{\max} будет соответствовать полной площади положительной фазы отраженного от образца сигнала.

Характерный диаметр лазерного пучка на поверхности ОА-источника, и, соответственно, диаметр зондирующего ультразвукового пучка составляет 2–3 мм. Это позволяет проводить измерения акустических импедансов образцов в локальных участках характерного поперечного размера 2–3 мм.

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ПОРИСТОСТИ

Пористость – объемное содержание газовых пор в материале – определяется как отношение

суммарного объема пор в образце к его полному объему:

$$P = \frac{\Delta V}{V} \times 100\% = \left(1 - \frac{\rho}{\rho_0}\right) \times 100\%, \quad (4)$$

где ρ_0 и ρ – плотности беспористого и пористого образцов с одинаковым объемным содержанием матрицы и наполнителя. Наличие пористости в образце оказывает существенное влияние на скорость распространения в нем продольных акустических волн [22, 23]. Из зависимостей модуля всестороннего сжатия и модуля Юнга от соотношения объемов твердой фазы образца (без пор) и полного объема всего образца, можно получить выражение, связывающее фазовую скорость продольной акустической волны и пористость материала. В случае малой пористости ($\leq 20\%$) для изолированных сферических пор эта связь может быть записана в виде [22, 23]:

$$C_c = C_0 \sqrt{1 - P^{2/3}}, \quad (5)$$

где C и C_0 – фазовые скорости продольных акустических волн для пористого и беспористого образцов соответственно. С использованием (4) и (5), акустический импеданс пористого композитного образца может быть выражен следующим образом:

$$\begin{aligned} Z_c &= \rho C = \rho_0 C_0 (1 - P) \sqrt{1 - P^{2/3}} = \\ &= Z_{c0} (1 - P) \sqrt{1 - P^{2/3}}. \end{aligned} \quad (6)$$

Следовательно, пористость углепластика может быть определена по измеренной величине его акустического импеданса при известном значении импеданса Z_{c0} для аналогичного по составу беспористого материала.

ИССЛЕДОВАННЫЕ ОБРАЗЦЫ УГЛЕПЛАСТИКОВ

Углепластики представляют собой материал, состоящий из чередующихся слоев полимерной матрицы и так называемой углеродной ткани, образованной из нескольких слоев углеродных волокон, собранных в ленты. Одним из главных преимуществ углепластиков является возможность подбирать определенную укладку волокон для конкретной задачи, т.е. в зависимости от геометрии будущей конструкции и предполагаемых нагрузок могут применяться различные схемы армирования материала [6, 24, 25]. Таким образом, прочностные свойства углепластиков зависят не только от свойств наполнителя и матрицы, но и от направлений укладки слоев.

В настоящей работе исследовались углепластики с тремя различными схемами укладки слоев углеродной ткани, условно разделенные на три группы. Все образцы углепластика представляли

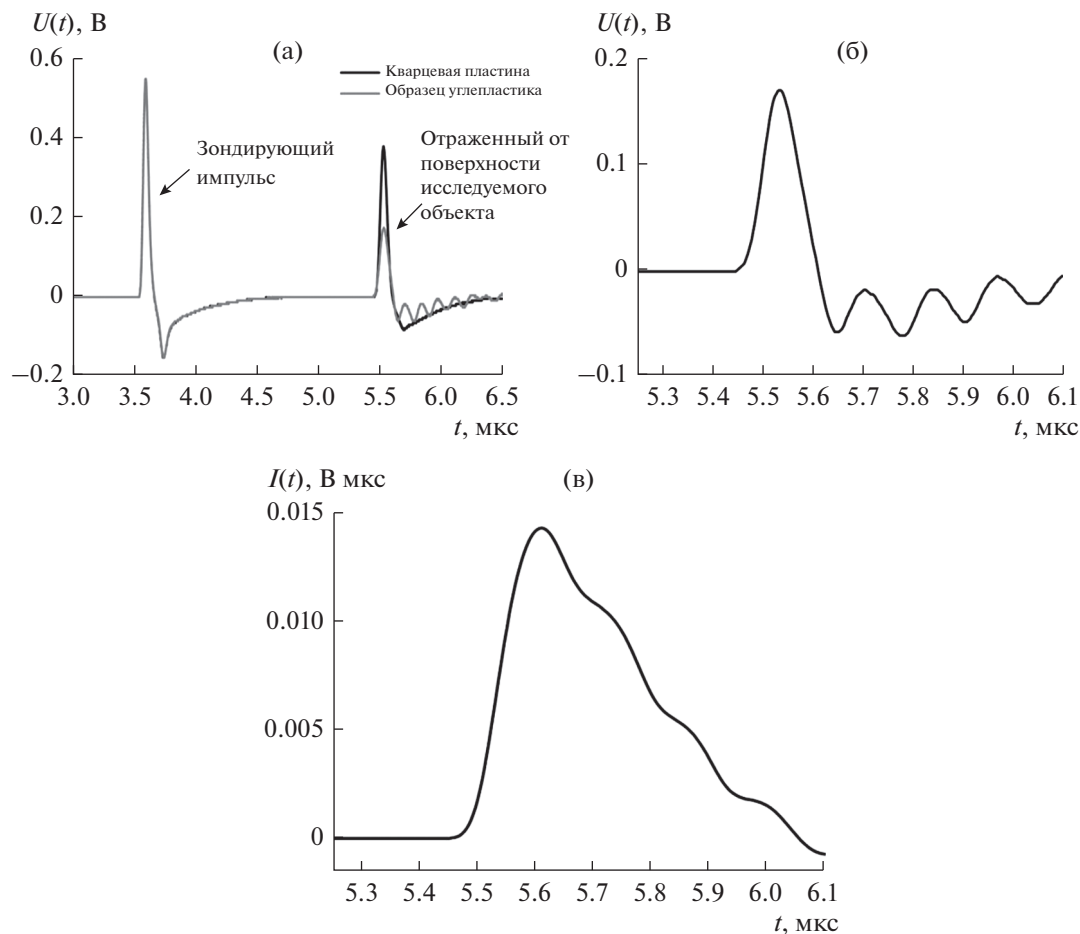


Рис. 2. Примеры временных треков сигналов от опорной пластины и образца: (а) – зондирующий и отраженный сигналы, (б) – сигнал, отраженный от поверхности образца (в увеличенном масштабе) и (в) – его первообразная.

собой плоскопараллельные пластины размером 40×15 мм. В группу № 1 входит 3 образца со слоями, уложенными под углами 0° , 90° , $\pm 45^\circ$, в группу № 2 – 5 образцов со слоями 0° , $\pm 30^\circ$, $\pm 45^\circ$, в группу № 3 – 3 образца со слоями 0° , 90° , $\pm 45^\circ$. В группах № 1 и 3 соотношение числа слоев 0° , 90° , $\pm 45^\circ$ было различно (группа № 3 имела большее число слоев 0° и меньшее число слоев 90° по сравнению с группой № 1). Объемная концентрация матрицы и наполнителя во всех исследуемых образцах была одинакова. Примеры послойных изображений укладки углеродной ткани, полученных методом рентгеновской компьютерной томографии, показаны на рис. 3. Зондирующий ультразвуковой импульс при исследовании образцов распространяется перпендикулярно плоскости укладки слоев углеродной ткани.

Практически во всех исследованных образцах присутствовала некоторая пористость, образовавшаяся в процессе производства материала. Для последующей проверки результатов, полученных лазерным оптико-акустическим методом, была проведена оценка пористости пяти вы-

бранных образцов (1 образец из группы № 1 и по 2 образца из групп № 2 и 3) с помощью рентгеновской компьютерной томографии (см. ниже). Примеры томографических изображений сечений пористых образцов № 2-1 и № 3-1 приведены на рис. 4. Поры диаметром 20–120 мкм составляют приблизительно половину суммарной объемной пористости этих образцов, оставшаяся половина приходится на поры диаметром свыше 120 мкм.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Величины акустических импедансов углепластиковых образцов определялись по первообразным ультразвуковым импульсам, отраженным от границы раздела вода-образец, с использованием формулы (3). Примеры временных профилей отраженных ультразвуковых сигналов для образцов с $Z_{c1} > Z_{c2} > Z_{c3}$ и их первообразные приведены на рис. 5. Относительная погрешность измерения амплитуды ультразвуковой волны (и, соответственно, максимума первообразной) определяется

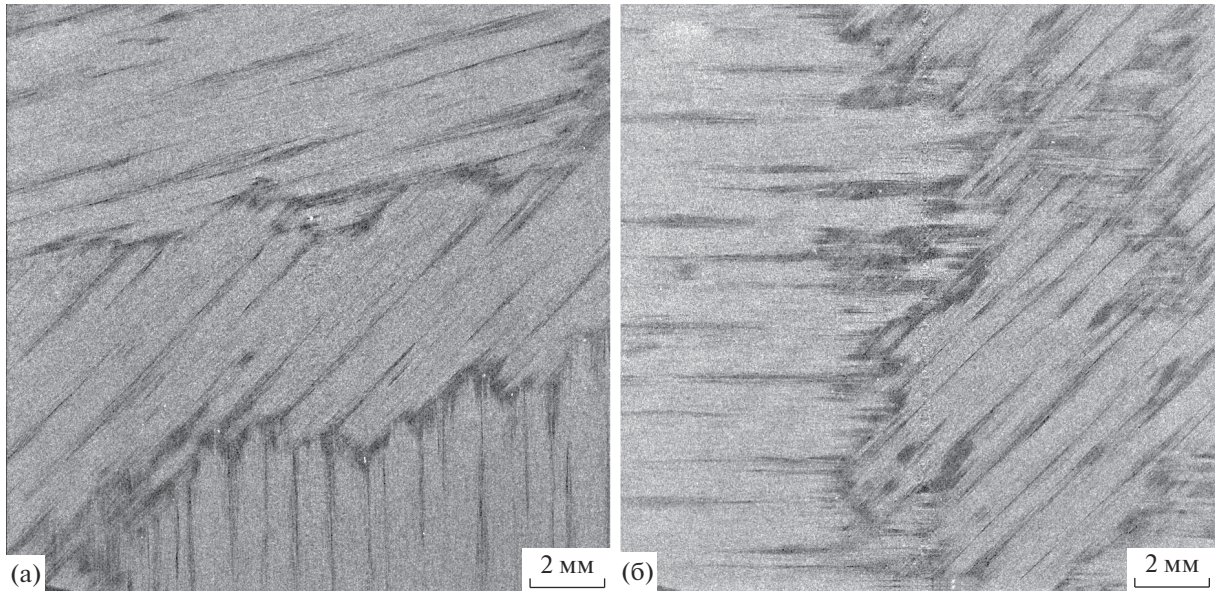


Рис. 3. Послойные изображения укладки углеродной ткани в углепластиках: (а) – слои 30°, 45°, 0°, (б) – слои 90°, 45°.

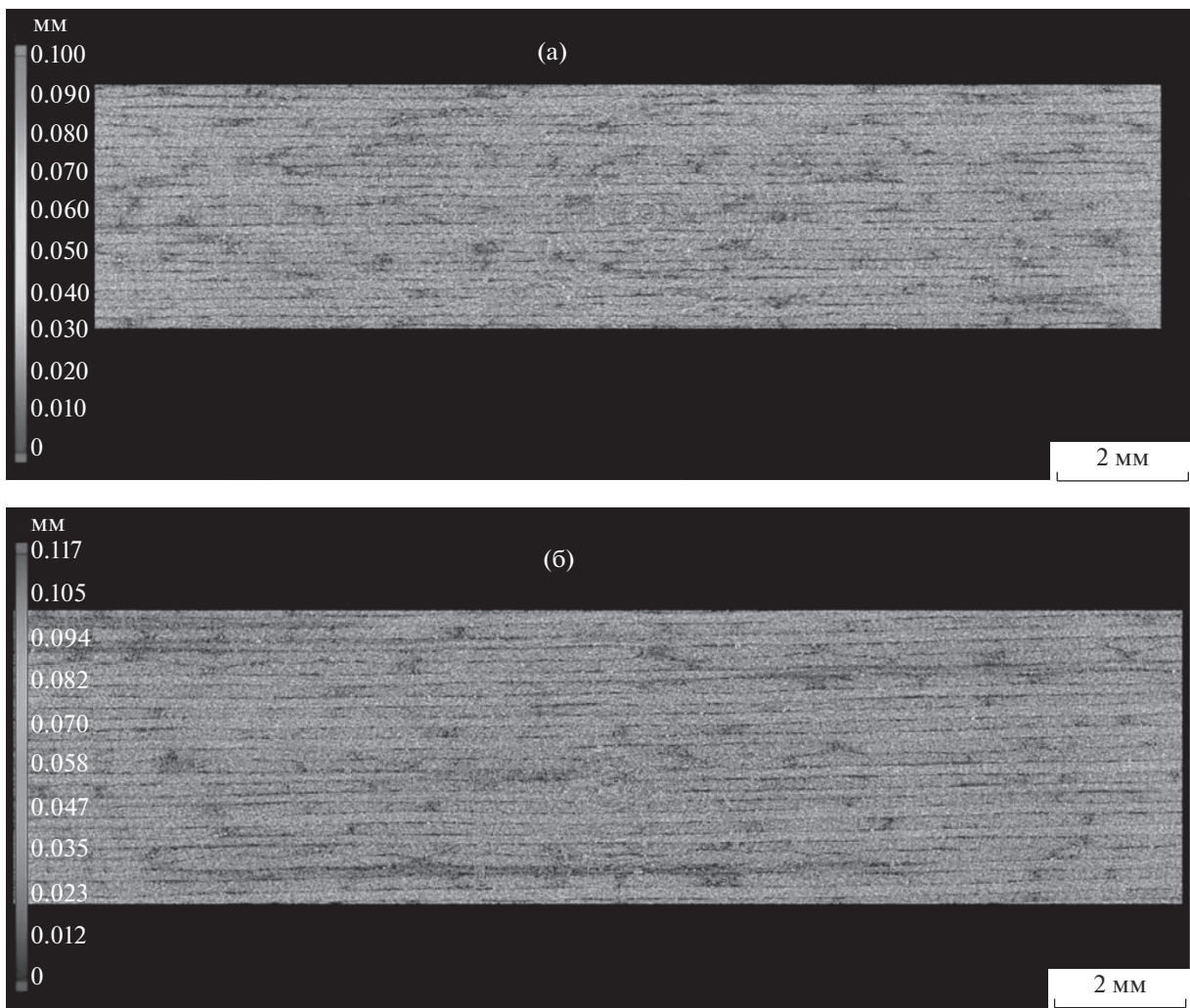


Рис. 4. Томографические изображения пористых образцов углепластиков: (а) – образец № 2-1 и (б) – образец № 3-1.

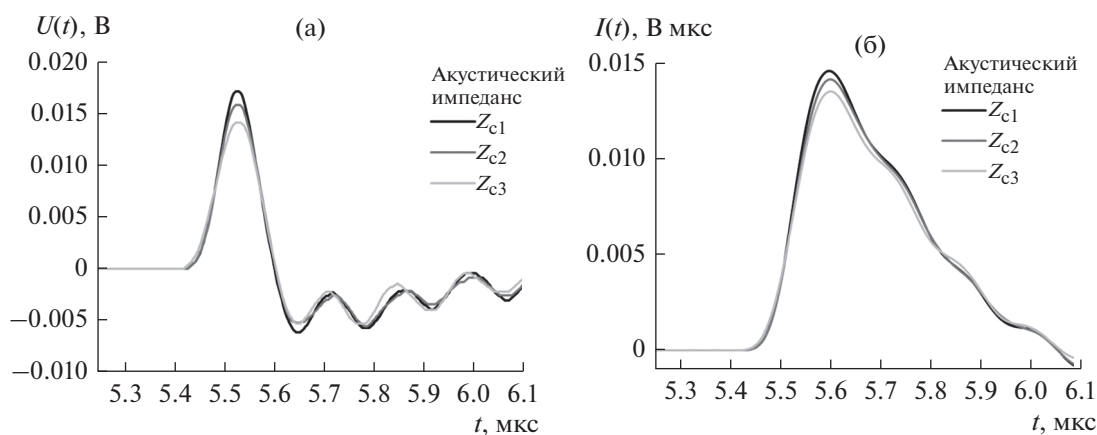


Рис. 5. Примеры ультразвуковых сигналов, отраженных от поверхности: (а) – для образцов углепластиков с акустическими импедансами $Z_{c1} > Z_{c2} > Z_{c3}$ и (б) – их первообразные.

отношением сигнал/шум для системы регистрации акустических сигналов, а также нестабильностью энергии лазерных импульсов. Для используемой экспериментальной установки относительная погрешность $\Delta I/I = \Delta A/A \approx 1-1.2\%$, что приводит к относительной погрешности измерения акустического импеданса композита $\Delta Z_c/Z_c \approx 1.6-1.8\%$.

Вообще говоря, распределение пор в углепластике вдоль плоскости укладки слоев углеродной ткани может быть неравномерным. Поэтому для оценки средней пористости образца и ее сравнения с данными рентгеновской томографии, измерение величины акустического импеданса и последующий расчет пористости проводились для нескольких участков каждого образца. Это позволяет определить так называемую локальную пористость. Как было сказано выше, представленная методика позволяет проводить измерения импеданса образца в локальных участках поперечного размера 2–3 мм. Измерение локальных величин акустического импеданса, и, соответственно, локальных пористостей в нескольких участках позволяет получить приближительную величину усредненной пористости каждого из образцов.

Пористость углепластиковых образцов рассчитывалась по измеренным значениям импедансов с использованием формулы (6). Образец № 1-1 группы № 1 по данным рентгеновской томографии может считаться практически беспористым ($P < 0.1\%$). Измерения, проведенные с использованием ОА-метода, показали, что изменения локальной величины акустического импеданса этого образца в исследованных участках не превышают 0.7% и не выходят за пределы погрешностей измерения (см. рис. 6а). Поэтому в качестве величины импеданса беспористого образца Z_{c0} в формуле (6) было взято максимальное значение импеданса для образца № 1-1. Это допустимо, так

как концентрация полимерной матрицы и углеродного наполнителя во всех исследованных образцах одинакова.

На рис. 6б приведены полученные значения локальных пористостей в семи исследованных точках каждого из образцов группы № 1. Видно, что в образце № 1-2 (как и в № 1-1) пористость также практически отсутствует ($P < 0.1\%$). В образце № 1-3 имеются как беспористые участки, так и участки с некоторой локальной пористостью, не превышающей 1.4%, а в среднем пористость этого образца составляет менее 1%. На рис. 6в и 6г приведены значения локальных пористостей в исследованных участках для образцов группы № 2 и группы № 3. Из рисунков видно, что распределение локальной пористости вдоль плоскости укладки слоев в этих образцах действительно является неоднородным. Неоднородность пористости углепластиковых образцов можно количественно охарактеризовать величиной $\Delta P = (P_{\max} - P_{\min})/P_{\max}$, где P_{\max} и P_{\min} – максимальное и минимальное значения локальной пористости в исследованных участках данного образца. Для образцов группы № 2 значение ΔP в пределах каждого исследуемого образца меняется от 1.2 до 2.9%, в то время как для образцов группы № 3 оно варьируется от 2 до 2.3%. Таким образом, для образцов группы № 2 наблюдаемый разброс величины локальной пористости сильнее, чем для образцов группы № 3. Эта разница, по-видимому, связана с отличием схем укладки слоев углеродной ткани, что может приводить к различному распределению газовых пор в материале в процессе его изготовления.

В табл. 1 приведены средние значения акустического импеданса $\langle Z_c \rangle$ для каждого из исследованных образцов, полученные ОА-методом, а также рассчитанные величины их средней пори-

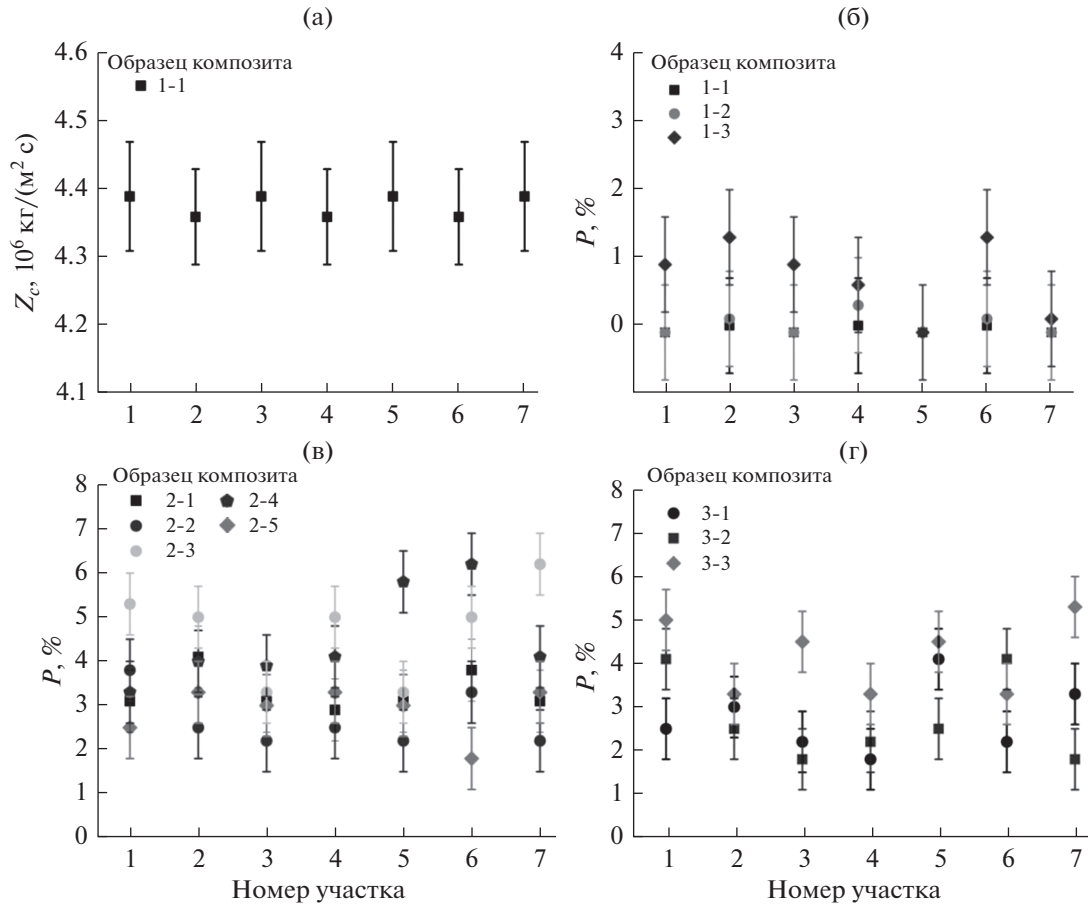


Рис. 6. (а) – Локальные значения акустического импеданса для образца № 1-1 и (б) – локальные значения пористости для образцов группы № 1, (в) – группы № 2 и (г) – группы № 3.

стости $\langle P \rangle_{OA}$. Усредненная по N точкам пористость определяется как $\langle P \rangle_{OA} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N P_N$, где P_N – локальная пористость в N -й точке образца. Для пяти образцов также приведены величины суммарной пористости $\langle P \rangle_{X-ray}$, полученные с помощью рентгеновской томографии. Из таблицы видно, что данные, полученные лазерным ОА-методом, в пределах погрешности измерений совпадают с результатами томографии. Таким образом, ОА-метод может быть использован для измерения акустических импедансов, оценки локальной и средней пористости углепластиков и распределения локальной пористости по образцу.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе предложен и экспериментально реализован лазерный оптико-акустический метод количественной оценки пористости углепластиков на основе измерения их акустических импедансов. Разработана методика измерения акустического импеданса образца композита

по первообразной ультразвукового сигнала, отраженного от поверхности композита на границе раздела иммерсионная жидкость–образец. Данный метод позволяет учесть возможное рассеяние ультразвуковых волн на шероховатой поверхности композитных образцов при измерении их импедансов, что особенно актуально для углепластиков, всегда имеющих некоторую шероховатость поверхности, обусловленную структурой углеродной ткани.

Показано, что в исследованных пористых образцах присутствует неоднородное распределение пористости в плоскости укладки слоев – локальная пористость в некоторых участках может значительно отличаться от средней по объему. Это связано с особенностями технологий изготовления материала. Распределение локальной пористости в углепластике также зависит от схемы укладки слоев углеродной ткани. Локальность исследования образцов в поперечном направлении составляла 2–3 мм. Для пяти образцов проведено сравнение величины средней пористости, измеренной лазерным оптико-акустическим методом, с результатами рентгеновской томогра-

фии. Полученные результаты практически совпадают в пределах погрешностей измерения.

Достоинством предложенного метода является возможность оперативной диагностики пористости материала при одностороннем доступе к исследуемому объекту без измерения его габаритов и массы, что может применяться для композитных конструкций сложной формы. Измерение локальной пористости и ее распределения позволяет обнаружить потенциально уязвимые участки композитной конструкции с повышенной пористостью. Метод может быть использован как для контроля качества получаемых композитов при модернизации технологий и подборе оптимальных условий производства, так и для диагностики изменений структуры композитов в процессе их эксплуатации или при усталостных испытаниях деталей и изделий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Soutis C.* Fibre reinforced composites in aircraft construction // *Progress in Aerospace Sciences*. 2005. V. 41. P. 143–151.
2. *Chand S.* Carbon fibers for composites // *J. Mater. Sci*. 2000. V. 35. P. 1303–1313.
3. *Ibrahim M.E.* Nondestructive evaluation of thick-section composites and sandwich // *Composites Part A*. 2014. V. 64. P. 36–48.
4. *Зверев А.Я., Черных В.В.* Экспериментальное определение акустических и виброакустических характеристик многослойных композитных панелей // *Акуст. журн.* 2018. Т. 64. № 6. С. 727–736.
5. *Adams R.D., Cawle P.* A review of defect types and non-destructive testing techniques for composites and bonded joints // *NDT Int.* 1988. V. 21. № 4. P. 208–222.
6. *Перепелкин К.Е.* Армирующие волокна и волокнистые полимерные композиты. СПб.: Научные основы и технологии, 2009. 380 с.
7. *Scott A.E., Sinclair I., Spearing S.M., Mavrogordato M.N., Hepples W.* Influence of voids on damage mechanisms in carbon/epoxy composites determined via high resolution computed tomography // *Compos. Sci. Technol.* 2014. V. 90. P. 147–153.
8. *Stamopoulos A.G., Ilio A.D.* On the predictive tools for assessing the effect of manufacturing defects on the mechanical properties of composite materials // *Procedia CIRP*. 2019. V. 79. P. 563–567.
9. *Мурашов В.В., Румянцев А.Ф.* Дефекты монолитных деталей и многослойных конструкций из полимерных композиционных материалов и методы их выявления. Часть 1. Дефекты монолитных деталей и многослойных конструкций из полимерных композиционных материалов // *Контроль. Диагностика*. 2007. № 4. С. 23–32.
10. *Душин М.И., Донецкий К.И., Караваев Р.Ю.* Установление причин образования пористости при изготовлении ПКМ // *Электронный научный журнал “Труды ВИАМ”*. 2016. № 6. С. 68–78.
11. *Chimenti D.E.* Review of air-coupled ultrasonic materials characterization // *Ultrasonics*. 2014. V. 54. P. 1804–1816.
12. *Sachse W., Castagnede B., Grabec I., Kim K.Y., Weaver R.L.* Recent developments in quantitative ultrasonic NDE of composites // *Ultrasonics*. 1990. V. 28. P. 97–104.
13. *Карабутов А.А., Подымова Н.Б.* Влияние пористости на дисперсию фазовой скорости продольных акустических волн в изотропных металломатричных композитах // *Акуст. журн.* 2017. Т. 63. № 3. С. 265–274.
14. *Кожушко В.В., Палтауф Г., Кренн Х.* Регистрация наносекундных оптико-акустических импульсов в стали // *Акуст. журн.* 2013. Т. 59. № 2. С. 279–282.
15. *Карабутов А.А., Подымова Н.Б., Беляев И.О.* Исследование влияния пористости на затухание ультразвука в углепластиковых композитах методом лазерно-ультразвуковой спектроскопии // *Акуст. журн.* 2013. Т. 59. № 6. С. 714–721.
16. *Карабутов А.А., Подымова Н.Б., Соколовская Ю.Г.* Локальные соотношения Крамерса-Кронига для коэффициента затухания и фазовой скорости продольных ультразвуковых волн в полимерных композитах // *Акуст. журн.* 2019. Т. 65. № 2. С. 182–189.
17. *Юсупов В.И., Коновалов А.Н., Ульянов В.А., Багратшвили В.Н.* Генерация акустических волн непрерывным лазерным излучением на торце оптического волокна в воде // *Акуст. журн.* 2016. Т. 62. № 5. С. 531–539.
18. *Соколовская Ю.Г., Карабутов А.А.* Лазерно-ультразвуковая дефектоскопия конструкций из мультиаксиальных полимерных композиционных материалов // *Конструкции из композиционных материалов*. 2018. № 1. С. 56–60.
19. *Karabutov A.A., Podymova N.B.* Nondestructive porosity assessment of CFRP composites with spectral analysis of backscattered laser-induced ultrasonic pulses // *J. Nondestruct. Eval.* 2013. V. 32. № 2. P. 315–324.
20. *Karabutov A.A. (Jr.), Karabutov A.A., Sapozhnikov O.A.* Determination of the elastic properties of layered materials using laser excitation of ultrasound // *Phys. Wave Phenomena*. 2010. V. 18. № 4. P. 297–302.
21. *Физические величины. Справочник. Ред. Григорьев И.С., Мейлихов Е.З.* М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
22. *Поляков В.В., Головин А.В.* Влияние пористости на скорости ультразвуковых волн в металлах // *Письма в ЖТФ*. 1994. Т. 20. № 11. С. 54–57.
23. *Поляков В.В., Головин А.В.* Упругие характеристики пористых материалов // *ПМТФ*. 1993. Т. 34. № 5. С. 32–35.
24. *Тарнопольский Ю.М., Жигун И.Г., Поляков В.А.* Пространственно-армированные композиционные материалы. Справочник. М.: Машиностроение, 1987. 224 с.
25. *Любин Дж.* Справочник по композиционным материалам. М.: Машиностроение, 1988. 447 с.

**ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ
ТЕХНИЧЕСКОЙ АКУСТИКИ**

УДК 534.211

ПЕРЕДАТОЧНЫЕ МАТРИЦЫ ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКОВ УПРУГОГО ПОРИСТОГО СЛОЯ

© 2020 г. Л. Р. Яблоник*

*Научно-производственное объединение по исследованию и проектированию энергетического оборудования им. И.И. Ползунова,
ул. Атаманская 3/6, Санкт-Петербург, 191167 Россия*

**e-mail: yablonik@gmail.com*

Поступила в редакцию 06.05.2019 г.

После доработки 27.08.2019 г.

Принята к публикации 05.09.2019 г.

Предложены соотношения для передаточных матриц линейных четырехполосников, связывающих давления и нормальные компоненты скорости на свободных и/или непроницаемых границах плоского упругого пористого слоя. Зависимости получены в рамках безвихревой модели, предполагающей пренебрежимо малое влияние сдвиговых напряжений на передачу волновых возмущений поперек слоя. Показана возможность использования полученных результатов применительно к слоям нежестких пористых материалов в широком диапазоне углов падения звуковых волн.

Ключевые слова: упругий пористый слой, передаточная матрица, продольные и поперечные волны, безвихревая модель

DOI: 10.31857/S0320791920010128

ВВЕДЕНИЕ

Матричные методы традиционно используются при решении линейных задач акустики слоистых сред и многослойных систем [1–4]. При рассмотрении систем с упругими пористыми слоями, в частности, широко применяются [5–7] передаточные матрицы, определенным образом связывающие векторы динамических параметров на входной и выходной границах слоя. Ввиду возможности существования трех типов волн [6, 8] в упругой пористой среде, динамическое состояние на границах упругого пористого слоя принято в общем случае определять 6-мерным вектором, а передаточные свойства слоя – передаточной матрицей размера 6×6 .

Существенно, что в дискретно-слоистой структуре границы слоя в терминах механики сплошной среды [9] представляют собой поверхности сильного разрыва, на которых скачкообразно разнятся физические свойства контактирующих сред. Форма динамических условий на внешних сторонах границ упругого пористого слоя, включая размерность вектора динамических параметров, зависит при этом от характеристик сред в примыкающих слоях либо полупространствах. В частности, внешние условия на обеих границах могут определяться стандартной парой динамических параметров – давлением p и нормальной компо-

нентой скорости v , присущих однородным средам. В таком случае объединенная система “упругий пористый слой плюс границы” определяет линейную связь входного и выходного векторов с компонентами p , v , что позволяет рассматривать ее как линейный четырехполосник вне зависимости от специфики волновых процессов, происходящих внутри слоя. Собственно передаточные свойства такого четырехполосника при этом безусловно зависят как от особенностей волновых взаимодействий в слое, так и от вида условий, связывающих параметры на внешних и внутренних сторонах его границ.

В настоящей работе решается задача нахождения прямых выражений для передаточных матриц четырехполосников, формируемых упругим пористым слоем со свободными и/или непроницаемыми границами. Предлагаемые зависимости получены для случаев, когда можно пренебречь влиянием сдвиговых напряжений (поперечных волн) на передачу волновых возмущений поперек слоя. Данное условие очевидно выполняется для волн, направленных по нормали к слою. Кроме того, как показано в [10], влияние поперечных волн незначительно в широком диапазоне углов падения для большинства волокнистых материалов ввиду относительно низкой скорости распространения структурных волн. Количественные

соотношения для оценки роли поперечных волн рассматриваются в заключительной части статьи.

Статья ориентирована на акустические приложения, связанные с работой упругих пористых материалов в составе находящихся все более широкое применение [4, 5, 11] многослойных структур. Задание передаточных свойств пористого слоя в такой структуре матрицей четырехполюсника способно существенно упростить прикладные акустические расчеты [10].

Используемая далее форма соотношений для передаточных матриц предполагает трактовку продольных волн первого и второго типа соответственно как воздушных (airborne) и структурных (frame-borne) волн. При этом никаких дополнительных ограничительных условий на характер волновых процессов в слое такая трактовка не требует.

Представляемые результаты – развитие и обобщение работы [10], в которой применен аналогичный подход при дополнительном условии частичного разделения (partial decoupling) воздушных и структурных волн.

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ И СООТНОШЕНИЯ

Волновые свойства изотропной упругой пористой среды определяются зависящими от частоты комплексными значениями динамической плотности и динамического модуля объемного сжатия насыщающей жидкости, а также объемной плотности и модулей упругости пористого каркаса в вакууме и модуля объемного сжатия материала каркаса. Задание этих значений совместно с пористостью ϕ , равной отношению объема пор, известным образом [6, 10] определяет три упругих (P, Q, R) и три массовых ($\rho_{11}, \rho_{12}, \rho_{22}$) параметра, посредством которых представляются основные соотношения для волновых характеристик среды. К таковым, в частности, относятся волновые числа δ_1, δ_2 продольных волн (волн сжатия-расширения) первого и второго типа, а также соответству-

ющие им отношения μ_1, μ_2 скорости движения насыщающей среды к скорости каркаса.

Волновые числа δ_1, δ_2 волн определяются по значениям корней квадратного уравнения

$$\left| \omega^2 \begin{bmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} \\ \rho_{12} & \rho_{22} \end{bmatrix} - \delta^2 \begin{bmatrix} P & Q \\ Q & R \end{bmatrix} \right| = 0. \quad (1)$$

Параметры μ_1 и μ_2 , как отмечено в [10], могут быть найдены из системы равенств

$$P + Q(\mu_1 + \mu_2) + R\mu_1\mu_2 = 0, \quad (2)$$

$$\rho_{11} + \rho_{12}(\mu_1 + \mu_2) + \rho_{22}\mu_1\mu_2 = 0. \quad (3)$$

В рамках безвихревой волновой модели, предполагающей отсутствие поперечных волн и сдвиговых напряжений, связанные перемещения каркаса и насыщающей среды характеризуются соответственно потенциалами ϕ^s и ϕ^f , при этом давления \tilde{p}^s каркаса и \tilde{p}^f насыщающей среды, а также нормальные к плоскости слоя компоненты их скоростей \tilde{v}^s, \tilde{v}^f определяются соотношениями [10]

$$\tilde{p}^s = -P \frac{\partial^2 \phi^s}{\partial \xi^2} - Q \frac{\partial^2 \phi^f}{\partial \xi^2}, \quad (4)$$

$$\tilde{p}^f = -R \frac{\partial^2 \phi^f}{\partial \xi^2} - Q \frac{\partial^2 \phi^s}{\partial \xi^2}, \quad (5)$$

$$\tilde{v}^s = i\omega \frac{\partial \phi^s}{\partial x}, \quad (6)$$

$$\tilde{v}^f = i\omega \frac{\partial \phi^f}{\partial x}, \quad (7)$$

в которых ω – угловая частота, ξ – направление волны, x – направление нормали к слою.

Представление звукового поля в слое суперпозицией встречно направленных гармонических волн, потенциалы которых имеют амплитуды A_1^+ , A_1^- для волн первого типа и A_2^+ , A_2^- для волн второго типа приводит, ввиду (4)–(7), к зависимостям для амплитуд динамических параметров, которые представляются в матричной форме:

$$\begin{bmatrix} p^s \\ v^s \\ p^f \\ v^f \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} D_1 \cos(\delta_1^x x) & -iD_1 \sin(\delta_1^x x) & D_2 \cos(\delta_2^x x) & -iD_2 \sin(\delta_2^x x) \\ -i\omega \delta_1^x \sin(\delta_1^x x) & \omega \delta_1^x \cos(\delta_1^x x) & -i\omega \delta_2^x \sin(\delta_2^x x) & \omega \delta_2^x \cos(\delta_2^x x) \\ E_1 \cos(\delta_1^x x) & -iE_1 \sin(\delta_1^x x) & E_2 \cos(\delta_2^x x) & -iE_2 \sin(\delta_2^x x) \\ -i\omega \mu_1 \delta_1^x \sin(\delta_1^x x) & \omega \mu_1 \delta_1^x \cos(\delta_1^x x) & -i\omega \mu_2 \delta_2^x \sin(\delta_2^x x) & \omega \mu_2 \delta_2^x \cos(\delta_2^x x) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1^+ + A_1^- \\ A_1^+ - A_1^- \\ A_2^+ + A_2^- \\ A_2^+ - A_2^- \end{bmatrix}. \quad (8)$$

В последнем соотношении δ_1^x, δ_2^x – проекции соответствующих волновых векторов на нормаль к плоскости слоя; параметры E_1, D_1, E_2, D_2 выражаются равенствами

$$D_n = (P + Q\mu_n)\delta_n^2 \quad (n = 1, 2), \quad (9)$$

$$E_n = (R\mu_n + Q)\delta_n^2 \quad (n = 1, 2). \quad (10)$$

Формула (8) отличается от соответствующей зависимости в [10], использующей гипотезу частичного разделения структурных и воздушных волн, наличием четырех ненулевых членов в пра-

вом нижнем углу квадратной матрицы. По сути, эта формула может рассматриваться как частный случай общих соотношений [6], относящийся к принятому условию несущественности поперечных волн и сдвиговых напряжений.

УНИВЕРСАЛЬНЫЕ ПЕРЕДАТОЧНЫЕ МАТРИЦЫ ВТОРОГО ПОРЯДКА

Соотношение (8) преобразуется к двум независимым системам, которые могут быть представлены в виде

$$\begin{bmatrix} p^f + \frac{1}{\mu_1} p^s \\ v^f - \mu_2 v^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_1 \left(1 - \frac{\mu_2}{\mu_1}\right) \cos(\delta_1^x x) & -iE_1 \left(1 - \frac{\mu_2}{\mu_1}\right) \sin(\delta_1^x x) \\ -i\omega\mu_1 \left(1 - \frac{\mu_2}{\mu_1}\right) \delta_1^x \sin(\delta_1^x x) & \omega\mu_1 \left(1 - \frac{\mu_2}{\mu_1}\right) \delta_1^x \cos(\delta_1^x x) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 + A_1' \\ A_1 - A_1' \end{bmatrix}, \quad (11)$$

$$\begin{bmatrix} p^s + \mu_2 p^f \\ v^s - \frac{1}{\mu_1} v^f \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} D_2 \left(1 - \frac{\mu_2}{\mu_1}\right) \cos(\delta_2^x x) & -iD_2 \left(1 - \frac{\mu_2}{\mu_1}\right) \sin(\delta_2^x x) \\ -i\omega \left(1 - \frac{\mu_2}{\mu_1}\right) \delta_2^x \sin(\delta_2^x x) & \omega \left(1 - \frac{\mu_2}{\mu_1}\right) \delta_2^x \cos(\delta_2^x x) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_2 + A_2' \\ A_2 - A_2' \end{bmatrix}. \quad (12)$$

Представление (11), (12) использует равенства

$$\frac{D_1}{E_1} = -\mu_2; \quad \frac{D_2}{E_2} = -\mu_1,$$

следующие из формул (2), (9), (10).

Очевидно, что в силу равноправия волн первого и второго типа в исходных соотношениях индексы “1” и “2” в системах (11), (12) взаимозаменяемы, т.е. возможно тождественное представление этих равенств, в котором индексы “1” и “2” меняются местами. Представленный здесь выбор вносит определенность в трактовку физического смысла волн первого и второго типа в конкретных приложениях. Так, применительно к задачам распространения звука в слое заполненного воздухом пористого материала волны с индексом “1” в выбранном представлении трактуются как воздушные, а волны с индексом “2” – как структурные.

Используя формулы (11), (12) применительно ко входному (индекс “i”) и выходному (индекс “e”) сечениям слоя толщиной h и вводя смешанные динамические параметры

$$p^{fs} = p^f + \frac{1}{\mu_1} p^s, \quad v^{fs} = v^f - \mu_2 v^s, \quad (13)$$

$$p^{sf} = p^s + \mu_2 p^f, \quad v^{sf} = v^s - \frac{1}{\mu_1} v^f, \quad (14)$$

получаем из (11), (12) передаточные соотношения слоя в виде

$$\begin{bmatrix} p_i^{fs} \\ v_i^{fs} \end{bmatrix} = \mathbf{T}^{1u} \begin{bmatrix} p_e^{fs} \\ v_e^{fs} \end{bmatrix}, \quad (15)$$

$$\begin{bmatrix} p_i^{sf} \\ v_i^{sf} \end{bmatrix} = \mathbf{T}^{2u} \begin{bmatrix} p_e^{sf} \\ v_e^{sf} \end{bmatrix}. \quad (16)$$

Каждая из передаточных матриц второго порядка

$$\mathbf{T}^{1u} = \begin{bmatrix} \cos(\delta_1^x h) & i \frac{E_1}{\omega\mu_1 \delta_1^x} \sin(\delta_1^x h) \\ i \frac{\omega\mu_1 \delta_1^x}{E_1} \sin(\delta_1^x h) & \cos(\delta_1^x h) \end{bmatrix}, \quad (17)$$

$$\mathbf{T}^{2u} = \begin{bmatrix} \cos(\delta_2^x h) & i \frac{D_2}{\omega\delta_2^x} \sin(\delta_2^x h) \\ i \frac{\omega\delta_2^x}{D_2} \sin(\delta_2^x h) & \cos(\delta_2^x h) \end{bmatrix} \quad (18)$$

определяется исключительно характеристиками соответствующего типа волн. При этом в предельном случае $|\mu_1| \rightarrow \infty$ и $|\mu_2| \rightarrow 0$ равенства (15)–(18) сводятся к представлению передаточных характеристик независимых колебаний насыщающей среды (индекс “1”) и каркаса (индекс “2”).

Соотношения (15), (16) характеризуют передачу смешанных динамических параметров (13), (14) по толщине слоя при безвихревом волновом движении посредством передаточных матриц второго порядка. Собственно передаточные матрицы (17), (18) не зависят от внешних условий на грани-

цах слоя, и в этом смысле являются универсальными. Линейные комбинации универсальных передаточных матриц позволяют по аналогии с [10] формировать в типовых схемах со свободными и/или непроницаемыми границами единую передаточную матрицу слоя, определяя тем самым параметры четырехполюсника, связывающего давления и нормальные компоненты скорости во входном и выходном сечениях.

ПОСТРОЕНИЕ ПЕРЕДАТОЧНЫХ МАТРИЦ ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКОВ УПРУГОГО ПОРИСТОГО СЛОЯ

В дальнейшем будем полагать, что динамические условия на внешних сторонах границ упругого пористого слоя определяются давлением и нормальной компонентой скорости, обозначаемыми соответственно p_i^p, v_i^p применительно ко входному сечению и p_e^p, v_e^p применительно к выходному сечению.

Для определения свойств четырехполюсника, связывающего указанные пары параметров на входе и выходе, необходимо дополнить четыре универсальных передаточных соотношения (15), (16) внутри слоя шестью условиями, согласовывающими параметры по обе стороны его границ. Тогда получаемая система десяти равенств относительно двенадцати переменных ($p_{i,e}^p, v_{i,e}^p, p_{i,e}^f, v_{i,e}^f, p_{i,e}^s, v_{i,e}^s$) формально определяет при задании величин p_e^p, v_e^p значения остальных параметров, в том числе входных параметров p_i^p, v_i^p четырехполюсника.

Далее, основываясь на универсальных представлениях (15), (16) и учитывая граничные условия, установим выражения для передаточных матриц четырехполюсников плоских упругих пористых слоев с непроницаемыми и свободными границами. Рассмотрим все четыре варианта сочетания таких границ. При анализе помимо передаточных матриц $[\mathbf{T}]$, определяемых общим равенством

$$\begin{bmatrix} p_i \\ v_i \end{bmatrix} = [\mathbf{T}] \begin{bmatrix} p_e \\ v_e \end{bmatrix},$$

будем использовать также матрицы импедансов $[\mathbf{Z}]$ и проводимостей $[\mathbf{Y}]$, а также перекрестные матрицы $[\mathbf{X}]$ и $[\bar{\mathbf{X}}]$, вводимые зависимостями

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} p_i \\ p_e \end{bmatrix} &= [\mathbf{Z}] \begin{bmatrix} v_i \\ v_e \end{bmatrix}, & \begin{bmatrix} v_i \\ v_e \end{bmatrix} &= [\mathbf{Y}] \begin{bmatrix} p_i \\ p_e \end{bmatrix}, \\ \begin{bmatrix} p_e \\ v_i \end{bmatrix} &= [\mathbf{X}] \begin{bmatrix} p_i \\ v_e \end{bmatrix}, & \begin{bmatrix} p_i \\ v_e \end{bmatrix} &= [\bar{\mathbf{X}}] \begin{bmatrix} p_e \\ v_i \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (19)$$

Задание любой из матриц (19) эквивалентно заданию передаточной матрицы $[\mathbf{T}]$, их компоненты связаны простыми соотношениями.

В качестве **первого варианта** рассмотрим случай двух непроницаемых границ слоя. Условия на границах слоя в таком сочетании имеют вид:

$$v_i^f = v_i^p, \quad v_i^s = v_i^p, \quad v_e^f = v_e^p, \quad v_e^s = v_e^p, \quad (20)$$

$$p_i^f + p_i^s = p_i^p, \quad p_e^f + p_e^s = p_e^p. \quad (21)$$

В терминах матриц импедансов соотношения (15), (16) представляются в форме:

$$\begin{bmatrix} p_i^f + \frac{1}{\mu_1} p_i^s \\ p_e^f + \frac{1}{\mu_1} p_e^s \end{bmatrix} = [\mathbf{Z}^{1u}] \begin{bmatrix} v_i^f - \mu_2 v_i^s \\ v_e^f - \mu_2 v_e^s \end{bmatrix}, \quad (22)$$

$$\begin{bmatrix} p_i^s + \mu_2 p_i^f \\ p_e^s + \mu_2 p_e^f \end{bmatrix} = [\mathbf{Z}^{2u}] \begin{bmatrix} v_i^s - \frac{1}{\mu_1} v_i^f \\ v_e^s - \frac{1}{\mu_1} v_e^f \end{bmatrix}. \quad (23)$$

С учетом граничных условий (20), формулы (22), (23) приводятся к виду:

$$\begin{bmatrix} p_i^f \\ p_e^f \end{bmatrix} + \frac{1}{\mu_1} \begin{bmatrix} p_i^s \\ p_e^s \end{bmatrix} = (1 - \mu_2) [\mathbf{Z}^{1u}] \begin{bmatrix} v_i^p \\ v_e^p \end{bmatrix},$$

$$\mu_2 \begin{bmatrix} p_i^f \\ p_e^f \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} p_i^s \\ p_e^s \end{bmatrix} = \left(1 - \frac{1}{\mu_1}\right) [\mathbf{Z}^{2u}] \begin{bmatrix} v_i^p \\ v_e^p \end{bmatrix}.$$

Отсюда следует, что

$$\begin{bmatrix} p_i^f \\ p_e^f \end{bmatrix} = \frac{(1 - \mu_2) [\mathbf{Z}^{1u}] - \frac{1}{\mu_1} \left(1 - \frac{1}{\mu_1}\right) [\mathbf{Z}^{2u}]}{1 - \frac{\mu_2}{\mu_1}} \begin{bmatrix} v_i^p \\ v_e^p \end{bmatrix},$$

$$\begin{bmatrix} p_i^s \\ p_e^s \end{bmatrix} = \frac{-\mu_2 (1 - \mu_2) [\mathbf{Z}^{1u}] + \left(1 - \frac{1}{\mu_1}\right) [\mathbf{Z}^{2u}]}{1 - \frac{\mu_2}{\mu_1}} \begin{bmatrix} v_i^p \\ v_e^p \end{bmatrix}.$$

Суммируя последние равенства, получаем, ввиду (21), простое выражение

$$\begin{bmatrix} \bar{p}^p \end{bmatrix} = \frac{(1 - \mu_2)^2 [\mathbf{Z}^{1u}] + \left(1 - \frac{1}{\mu_1}\right)^2 [\mathbf{Z}^{2u}]}{1 - \frac{\mu_2}{\mu_1}} \quad (24)$$

для матрицы импедансов $\left[\underline{\mathbf{Z}}^p \right]$ упругого пористого слоя, заключенного между двумя непроницаемыми плоскими поверхностями. Равенство (24) однозначно определяет передаточные свойства слоя, которые в рассмотренной конфигурации зависят лишь от свойств универсальных передаточных матриц и параметров μ_1 и μ_2 .

В качестве **второго варианта** рассмотрим пористый слой с двумя свободными границами. Граничные условия в данном случае представляются в виде [6]:

$$\begin{aligned} p_i^f &= \phi p_i^p, & p_i^s &= (1 - \phi) p_i^p, \\ p_e^f &= \phi p_e^p, & p_e^s &= (1 - \phi) p_e^p, \end{aligned} \quad (25)$$

$$(1 - \phi) v_i^s + \phi v_i^f = v_i^p, \quad (1 - \phi) v_e^s + \phi v_e^f = v_e^p. \quad (26)$$

Здесь для построения передаточной матрицы пористого слоя используем матрицу проводимостей $[\mathbf{Y}]$. При этом, в силу (15), (16),

$$\begin{bmatrix} v_i^f - \mu_2 v_i^s \\ v_e^f - \mu_2 v_e^s \end{bmatrix} = [\mathbf{Y}^{1u}] \begin{bmatrix} p_i^f + \frac{1}{\mu_1} p_i^s \\ p_e^f + \frac{1}{\mu_1} p_e^s \end{bmatrix},$$

$$\begin{bmatrix} v_i^s - \frac{1}{\mu_1} v_i^f \\ v_e^s - \frac{1}{\mu_1} v_e^f \end{bmatrix} = [\mathbf{Y}^{2u}] \begin{bmatrix} p_i^s + \mu_2 p_i^f \\ p_e^s + \mu_2 p_e^f \end{bmatrix}.$$

Ввиду условий (25) данные соотношения представляются в виде

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} v_i^f \\ v_e^f \end{bmatrix} - \mu_2 \begin{bmatrix} v_i^s \\ v_e^s \end{bmatrix} &= [\mathbf{Y}^{1u}] \left(\phi + \frac{1 - \phi}{\mu_1} \right) \begin{bmatrix} p_i^p \\ p_e^p \end{bmatrix}, \\ -\frac{1}{\mu_1} \begin{bmatrix} v_i^f \\ v_e^f \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} v_i^s \\ v_e^s \end{bmatrix} &= [\mathbf{Y}^{2u}] (1 - \phi + \phi \mu_2) \begin{bmatrix} p_i^p \\ p_e^p \end{bmatrix}. \end{aligned}$$

Из последних зависимостей следует, что

$$\begin{aligned} \phi \begin{bmatrix} v_i^f \\ v_e^f \end{bmatrix} &= \\ &= \phi \frac{[\mathbf{Y}^{1u}] \left(\phi + \frac{1 - \phi}{\mu_1} \right) + \mu_2 [\mathbf{Y}^{2u}] (1 - \phi + \phi \mu_2)}{1 - \frac{\mu_2}{\mu_1}} \begin{bmatrix} p_i^p \\ p_e^p \end{bmatrix}, \\ (1 - \phi) \begin{bmatrix} v_i^s \\ v_e^s \end{bmatrix} &= (1 - \phi) \times \\ &\times \frac{\frac{1}{\mu_1} [\mathbf{Y}^{1u}] \left(\phi + \frac{1 - \phi}{\mu_1} \right) + [\mathbf{Y}^{2u}] (1 - \phi + \phi \mu_2)}{1 - \frac{\mu_2}{\mu_1}} \begin{bmatrix} p_i^p \\ p_e^p \end{bmatrix}. \end{aligned}$$

После суммирования последних равенств получаем, с учетом (26), выражение для матрицы проводимостей $[\mathbf{Y}^p]$ упругого пористого слоя со свободными границами:

$$[\mathbf{Y}^p] = \frac{\left(\phi + \frac{1 - \phi}{\mu_1} \right)^2 [\mathbf{Y}^{1u}] + (1 - \phi + \phi \mu_2)^2 [\mathbf{Y}^{2u}]}{1 - \frac{\mu_2}{\mu_1}}. \quad (27)$$

В данном случае, в отличие от формулы (24), в соотношении для передаточных характеристик слоя дополнительно входит пористость ϕ каркаса.

Третий вариант пористого слоя со свободной границей во входном сечении и с непроницаемой границей на выходе рассматривается похожим образом. Граничные условия в этом случае записываются в форме:

$$v_e^f = v_e^p, \quad v_e^s = v_e^p, \quad p_i^f = \phi p_i^p, \quad p_i^s = (1 - \phi) p_i^p, \quad (28)$$

$$(1 - \phi) v_i^s + \phi v_i^f = v_i^p, \quad p_e^f + p_e^s = p_e^p. \quad (29)$$

Соотношения (15), (16) в терминах перекрестной матрицы $[\mathbf{X}]$ из (19) с учетом равенств (28) принимают вид:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} p_e^f + \frac{1}{\mu_1} p_e^s \\ v_i^f - \mu_2 v_i^s \end{bmatrix} &= [\mathbf{X}^{1u}] \begin{bmatrix} \phi p_i^p + \frac{1 - \phi}{\mu_1} p_i^p \\ v_e^p - \mu_2 v_e^p \end{bmatrix}, \\ \begin{bmatrix} p_e^s + \mu_2 p_e^f \\ v_i^s - \frac{1}{\mu_1} v_i^f \end{bmatrix} &= [\mathbf{X}^{2u}] \begin{bmatrix} (1 - \phi) p_i^p + \mu_2 \phi p_i^p \\ v_e^p - \frac{1}{\mu_1} v_e^p \end{bmatrix}. \end{aligned}$$

Элементарные преобразования приводят последние зависимости к равенствам

$$\begin{bmatrix} p_e^f \\ v_i^f \end{bmatrix} = [\mathbf{X}^{fp}] \begin{bmatrix} p_i^p \\ v_e^p \end{bmatrix}, \quad (30)$$

$$\begin{bmatrix} p_e^s \\ v_i^s \end{bmatrix} = [\mathbf{X}^{sp}] \begin{bmatrix} p_i^p \\ v_e^p \end{bmatrix}, \quad (31)$$

содержащим вспомогательные матрицы

$$[\underline{\mathbf{X}}^{fp}] = \frac{\begin{bmatrix} \left(\phi + \frac{1-\phi}{\mu_1}\right) \underline{\mathbf{X}}_{11}^{lu} & (1-\mu_2) \underline{\mathbf{X}}_{12}^{lu} \\ \left(\phi + \frac{1-\phi}{\mu_1}\right) \underline{\mathbf{X}}_{21}^{lu} & (1-\mu_2) \underline{\mathbf{X}}_{22}^{lu} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} -\frac{1}{\mu_1}(1-\phi + \mu_2\phi) \underline{\mathbf{X}}_{11}^{2u} & -\frac{1}{\mu_1}\left(1 - \frac{1}{\mu_1}\right) \underline{\mathbf{X}}_{12}^{2u} \\ \mu_2(1-\phi + \mu_2\phi) \underline{\mathbf{X}}_{21}^{2u} & \mu_2\left(1 - \frac{1}{\mu_1}\right) \underline{\mathbf{X}}_{22}^{2u} \end{bmatrix}}{1 - \mu_2/\mu_1}, \quad (32)$$

$$[\underline{\mathbf{X}}^{sp}] = \frac{\begin{bmatrix} (1-\phi + \phi\mu_2) \underline{\mathbf{X}}_{11}^{2u} & \left(1 - \frac{1}{\mu_1}\right) \underline{\mathbf{X}}_{12}^{2u} \\ (1-\phi + \phi\mu_2) \underline{\mathbf{X}}_{21}^{2u} & \left(1 - \frac{1}{\mu_1}\right) \underline{\mathbf{X}}_{22}^{2u} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} -\mu_2\left(\phi + \frac{1-\phi}{\mu_1}\right) \underline{\mathbf{X}}_{11}^{lu} & -\mu_2(1-\mu_2) \underline{\mathbf{X}}_{12}^{lu} \\ \frac{1}{\mu_1}\left(\phi + \frac{1-\phi}{\mu_1}\right) \underline{\mathbf{X}}_{21}^{lu} & \frac{1}{\mu_1}(1-\mu_2) \underline{\mathbf{X}}_{22}^{lu} \end{bmatrix}}{1 - \mu_2/\mu_1}. \quad (33)$$

Из (30), (31) очевидно следуют соотношения

$$\begin{bmatrix} p_e^f \\ \phi v_i^f \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \underline{\mathbf{X}}_{11}^{fp} & \underline{\mathbf{X}}_{12}^{fp} \\ \phi \underline{\mathbf{X}}_{21}^{fp} & \phi \underline{\mathbf{X}}_{22}^{fp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_i^p \\ v_e^p \end{bmatrix},$$

$$\begin{bmatrix} p_e^s \\ (1-\phi) v_i^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \underline{\mathbf{X}}_{11}^{sp} & \underline{\mathbf{X}}_{12}^{sp} \\ (1-\phi) \underline{\mathbf{X}}_{21}^{sp} & (1-\phi) \underline{\mathbf{X}}_{22}^{sp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_i^p \\ v_e^p \end{bmatrix}.$$

Суммируя их, получаем с учетом (29) выражение

$$[\underline{\mathbf{X}}^p] = \begin{bmatrix} \underline{\mathbf{X}}_{11}^{fp} & \underline{\mathbf{X}}_{12}^{fp} \\ \phi \underline{\mathbf{X}}_{21}^{fp} & \phi \underline{\mathbf{X}}_{22}^{fp} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \underline{\mathbf{X}}_{11}^{sp} & \underline{\mathbf{X}}_{12}^{sp} \\ (1-\phi) \underline{\mathbf{X}}_{21}^{sp} & (1-\phi) \underline{\mathbf{X}}_{22}^{sp} \end{bmatrix}, \quad (34)$$

задающее перекрестную матрицу $[\underline{\mathbf{X}}^p]$ рассматриваемого пористого слоя с входной свободной и выходной непроницаемой границей.

В четвертом варианте с непроницаемой границей во входном сечении и со свободной границей на выходе определение передаточной матрицы пористого слоя производится практически по тем же соотношениям, что и в предыдущем случае. Разница состоит лишь в перемене местами индексов “*i*” и “*e*” во всех соотношениях, где они присутствуют, и замене перекрестных матриц $[\underline{\mathbf{X}}^{lu}], [\underline{\mathbf{X}}^{2u}]$ на обратные матрицы $[\bar{\mathbf{X}}^{lu}], [\bar{\mathbf{X}}^{2u}]$ (19). На основании последних аналогично (32), (33) рассчитываются вспомогательные матрицы $[\bar{\mathbf{X}}^{fp}]$ и $[\bar{\mathbf{X}}^{sp}]$ и, в соответствии с (34), перекрестная матрица слоя $[\bar{\mathbf{X}}^p]$ представляется равенством:

$$[\bar{\mathbf{X}}^p] = \begin{bmatrix} \bar{\mathbf{X}}_{11}^{fp} & \bar{\mathbf{X}}_{12}^{fp} \\ \phi \bar{\mathbf{X}}_{21}^{fp} & \phi \bar{\mathbf{X}}_{22}^{fp} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \bar{\mathbf{X}}_{11}^{sp} & \bar{\mathbf{X}}_{12}^{sp} \\ (1-\phi) \bar{\mathbf{X}}_{21}^{sp} & (1-\phi) \bar{\mathbf{X}}_{22}^{sp} \end{bmatrix}. \quad (35)$$

Полученные соотношения (24), (27), (34), (35) определяют форму зависимостей для передаточных матриц четырехполюсников упругого пористого слоя с непроницаемыми и свободными границами в условиях безвихревой волновой модели.

ОЦЕНКИ ВЛИЯНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ ВОЛН

Как было показано в [10], допущение о слабом влиянии поперечных волн и связанных с ними сдвиговых напряжений на передаточные характеристики пористого упругого слоя оправдано при прохождении звука через слой волокнистого пористого материала, поскольку в этом случае скорость распространения структурных волн в слое как правило значительно ниже скорости звука во внешней воздушной среде. По той же причине используемое представление о несущественности поперечных волн применимо в широком диапазоне углов падения и для других относительно мягких пористых материалов достаточно высокой объемной плотности.

Практические оценки степени влияния вихревой компоненты на передаточные свойства слоя пористого материала при различных углах падения звуковых волн могут быть выполнены исходя из рассмотрения модели упругого пористого полупространства, на границе которого внешний звук формирует волновое возмущение.

Для получения конкретных соотношений рассмотрим схему заполняющей полупространство $x > 0$ пористой изотропной упругой среды, на границу которой извне падает наклонная плоская звуковая волна. От границы вглубь среды распространяются две продольные и одна поперечная волна. Потенциалы соответствующих волновых перемещений каркаса $\tilde{\varphi}_1^s, \tilde{\varphi}_2^s, \tilde{\psi}_z^s$ этих волн представляются в форме:

$$\tilde{\varphi}_n^s = A_n^{s0} \exp(-i\delta_n^s x) \exp(-ik_y y) \quad (n = 1, 2), \quad (36)$$

$$\tilde{\psi}_z^s = A_3^{s0} \exp(-i\delta_3^s x) \exp(-ik_y y). \quad (37)$$

Здесь k_y – проекция волнового вектора падающей волны на плоскость раздела; $\tilde{\psi}_z^s$ – проекция векторного потенциала $\boldsymbol{\psi}^s$ поперечных волн кар-

каса на ось z , перпендикулярную плоскости, образуемой осями x, y .

Компоненты u_x^s, u_y^s перемещения каркаса определяются суперпозицией указанных трех волн, при этом

$$u_x^s = \frac{\partial \tilde{\varphi}_1^s}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{\varphi}_2^s}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{\psi}_z^s}{\partial y}; \quad (38)$$

$$u_y^s = \frac{\partial \tilde{\varphi}_1^s}{\partial y} + \frac{\partial \tilde{\varphi}_2^s}{\partial y} - \frac{\partial \tilde{\psi}_z^s}{\partial x}. \quad (39)$$

Далее основное внимание будет уделено варианту непроницаемой границы, на которой нормальная компонента u_x^f перемещения насыщающей жидкости

$$u_x^f = \mu_1 \frac{\partial \tilde{\varphi}_1^s}{\partial x} + \mu_2 \frac{\partial \tilde{\varphi}_2^s}{\partial x} + \mu_3 \frac{\partial \tilde{\psi}_z^s}{\partial y}$$

равна u_x^s , так что справедливо равенство

$$(\mu_1 - 1) \frac{\partial \tilde{\varphi}_1^s}{\partial x} + (\mu_2 - 1) \frac{\partial \tilde{\varphi}_2^s}{\partial x} + (\mu_3 - 1) \frac{\partial \tilde{\psi}_z^s}{\partial y} \Big|_{x=0} = 0. \quad (40)$$

Последнее, в силу (36), (37), может быть представлено в виде

$$(\mu_1 - 1) A_1^s \delta_1^x + (\mu_2 - 1) A_2^s \delta_2^x + (\mu_3 - 1) A_3^s k_y = 0. \quad (41)$$

В случае отсутствия касательных напряжений, имеющем место как в случае свободной границы, так и при нефиксированном примыкании пористого материала к ограничивающему непроницаемому элементу (пластине, мембране, защитной пленке), сдвиговые деформации каркаса на граничной плоскости равны нулю. При этом, в силу (38), (39),

$$2 \frac{\partial^2 (\tilde{\varphi}_1^s + \tilde{\varphi}_2^s)}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 \tilde{\psi}_z^s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{\psi}_z^s}{\partial y^2} \Big|_{x=0} = 0.$$

Отсюда, ввиду равенств (36), (37), следует соотношение между амплитудами продольных и поперечных волн, распространяющихся по каркасу:

$$A_3^s = \frac{2k_y (A_1^s \delta_1^x + A_2^s \delta_2^x)}{\delta_3^2 - 2k_y^2}. \quad (42)$$

Другому случаю фиксированного контакта пористого материала с относительно жестким граничным элементом соответствует модель нерастяжимой границы, в рамках которой выполняется условие

$$\frac{\partial^2 (\tilde{\varphi}_1^s + \tilde{\varphi}_2^s)}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \tilde{\psi}_z^s}{\partial x \partial y} \Big|_{x=0} = 0, \quad (43)$$

приводящее к равенству

$$A_3^s = \frac{k_y (A_1^s + A_2^s)}{\delta_3^x}. \quad (44)$$

Пары соотношений (41), (42) и (41), (44) однозначно определяют относительные значения амплитуды A_3^{s0} поперечной структурной волны на граничной плоскости применительно к рассматриваемым случаям граничных условий. Одновременно, в силу равенств (36)–(38), устанавливаются и соотношения между амплитудами нормальных компонент волновых перемещений $U_1^{sx}, U_2^{sx}, U_3^{sx}$ элементов каркаса, связанных с тремя рассматриваемыми волнами. При этом безразмерная величина

$$|\bar{U}_3^{sx}| = \frac{|U_3^{sx}|}{|U_1^{sx} + U_2^{sx}|}$$

характеризует относительную роль поперечных волн в передаче звука по каркасу. Применительно к границе без касательных напряжений этот параметр определяется лишь соотношением (42) и имеет вид

$$|\bar{U}_3^{sx}| = \frac{2k_y^2}{|\delta_3^2 - 2k_y^2|}, \quad (45)$$

справедливый как для свободной поверхности, так и для нефиксированного примыкания к непроницаемому граничному элементу. В данном случае значение \bar{U}_3^{sx} зависит лишь от соотношения параметров δ_3 и k_y .

Для фиксированного контакта, в силу (40), (43) выполняется равенство

$$|\bar{U}_3^{sx}| = k_y^2 \frac{\delta_2^x (\mu_2 - 1) - \delta_1^x (\mu_1 - 1)}{k_y^2 (\mu_3 - 1) (\delta_1^x - \delta_2^x) - \delta_1^x \delta_2^x \delta_3^x (\mu_1 - \mu_2)}. \quad (46)$$

Аналогичным образом находятся значения модулей относительных амплитуд \bar{U}_3^{fx} нормальных перемещений насыщающей жидкости

$$|\bar{U}_3^{fx}| = \frac{|\mu_3 U_3^{sx}|}{|\mu_1 U_1^{sx} + \mu_2 U_2^{sx}|}$$

для случая непроницаемой границы. Соответствующие выражения могут быть представлены в виде

$$|\bar{U}_3^{fx}| = 2k_y^2 \frac{\mu_3}{|\delta_3^2 - 2\mu_3 k_y^2|} \quad (47)$$

для случая простого примыкания к граничному элементу и

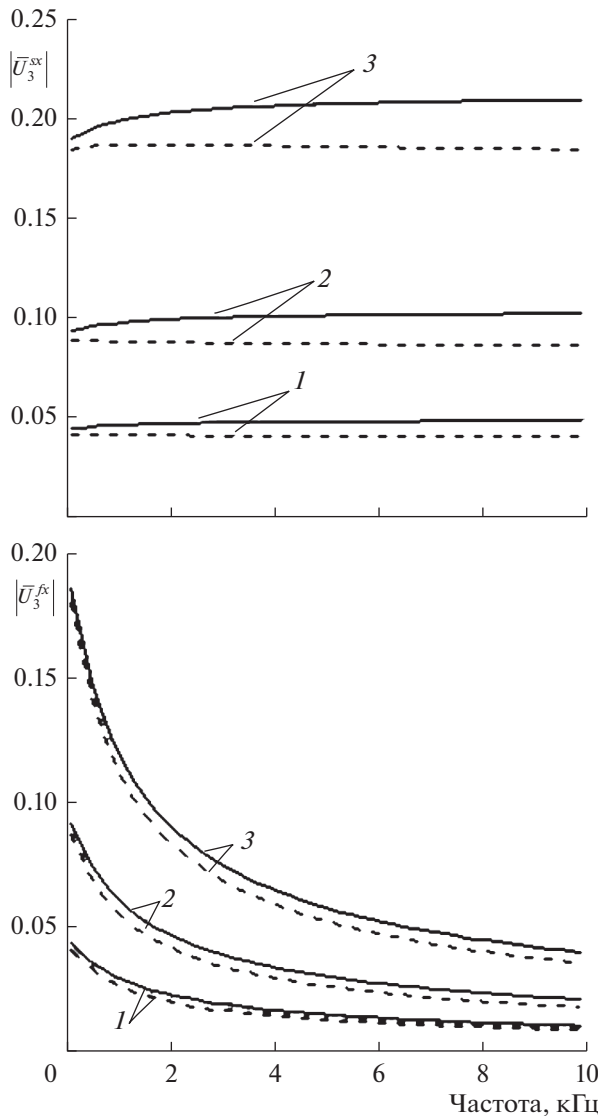


Рис. 1. Относительные амплитуды нормальной компоненты перемещений каркаса и насыщающей среды в поперечной волне, формирующейся на непроницаемой границе эластичного пеноматериала. Углы падения звуковой волны: 1 – 30°; 2 – 45°; 3 – 75°. — — граница без трения; ---- — нерастяжимая граница.

$$|\bar{U}_3^{fx}| = k_y^2 \left| \mu_3 \frac{\delta_2^x (\mu_2 - 1) - \delta_1^x (\mu_1 - 1)}{k_y^2 (\mu_3 - 1) (\delta_1^x \mu_1 - \delta_2^x \mu_2) - \delta_1^x \delta_2^x \delta_3^x (\mu_1 - \mu_2)} \right| \quad (48)$$

для фиксированного контакта.

В качестве примера на рис. 1 представлены результаты расчета относительных амплитуд $|\bar{U}_3^{sx}|$ и $|\bar{U}_3^{fx}|$ для эластичного пеноматериала, плотность которого равна 11.2 кг/м³, динамический модуль Юнга $2.93 \times 10^5 \times (1 + 0.06i)$ Па; коэффициент

Пуассона 0.2; пористость $\phi = 0.98$; сопротивление продуванию 6.6×10^4 Па с/м²; насыщающая среда – воздух в нормальных условиях. Для оценок по формулам (45)–(48) при расчете динамической плотности и динамического модуля объемного сжатия насыщающей жидкости (воздуха) аналогично [10] использовалась модифицированная модель Делани–Базли [12].

Априори допустимость пренебрежения вкладом поперечных волн в процессы прохождения звука в рассматриваемом примере не вполне очевидна, т.к. скорость распространения продольных волн по каркасу пеноматериала в вакууме (составляющая около 170 м/с) здесь, в отличие от рассмотренного в [10] случая волокнистых материалов, всего лишь вдвое ниже скорости звука в воздушной среде. Тем не менее, как свидетельствуют данные рис. 1, даже при больших углах падения звуковой волны относительные амплитуды, обусловленные поперечными волнами, довольно малы. Это позволяет, в частности, полагать, что передаточные характеристики слоев достаточно широкого класса нежестких пористых материалов могут быть с приемлемой точностью описаны матрицами четырехполюсников в пределах рассмотренной выше безвихревой модели.

Последний вывод подтверждается представленными на рис. 2 результатами использования матрицы четырехполюсника при расчете звукоизоляции двуслойной системы, состоящей из алюминиевой пластины и слоя рассматриваемого пеноматериала, в диффузном поле падающих звуковых волн. Показатель звукоизоляции \tilde{D}^{dif} , дБ определяется здесь интегрированием по углам θ падения звуковой волны. Используется соотношение

$$\tilde{D}^{\text{dif}} = -10 \lg \left\{ 2 \int_0^{\pi/2} 10^{-0.1 \tilde{D}(\theta)} \sin(\theta) \cos(\theta) d\theta \right\},$$

в котором значения звукоизоляции $\tilde{D}(\theta)$ при каждом угле падения определяются в соответствии с [10] по компонентам передаточной матрицы, являющейся произведением передаточной матрицы пластины толщиной 1.6 мм и матрицы $[\bar{T}^p]$ пористого слоя толщиной 25.4 мм.

На рисунке приведены также заимствованные из [6] (рис. 11.19) экспериментальные данные и результаты полного расчета той же системы, основанного на общей процедуре построения ее передаточной матрицы и использовании моделей [13, 14] с дополнительным заданием трех параметров пеноматериала – извилистости и двух характеристических длин.

Сопоставление данных рис. 2 показывает, что применение матрицы четырехполюсника приводит в данном случае к результатам, соответствие

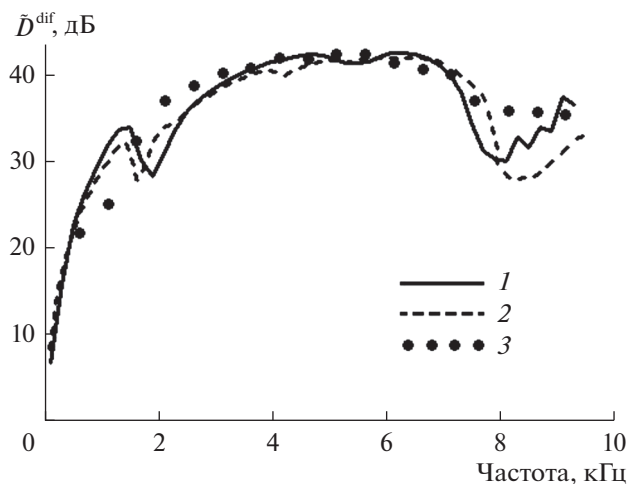


Рис. 2. Звукоизоляция двуслойной системы “пластина–пеноматериал” в диффузном поле. 1 – расчет по матрице четырехполосника и модели [12]; 2 – полный расчет [6]; 3 – данные измерений [6].

которых экспериментальным данным находится примерно на том же уровне, что и при использовании схемы полного расчета [6].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Особенность упругого пористого слоя, ограниченного свободными и/или непроницаемыми границами, состоит в возможности определения его передаточных свойств линейным четырехполосником, задающим связь граничных давлений и нормальных компонент скорости. В статье получены соотношения для передаточных матриц таких четырехполосников в безвихревом приближении. Безвихревая модель основана на пренебрежении влиянием сдвиговых напряжений на передачу волновых возмущений поперек слоя, допустимом в общем случае при малых углах прохождения волны. Представленные в статье оценки показывают, что применительно к слоям нежестких пористых материалов полученные соотношения для передаточных матриц четырехполосников мо-

гут использоваться в широком диапазоне углов падения звуковых волн.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бреховских Л.М., Годин О.А. Акустика слоистых сред. М.: Наука, 1989. 416 с.
2. Бабич В.М., Краукдис П.В., Молотков Л.А. Динамические задачи геоакустики // Акуст. журн. 1984. Т. 30. № 5. С. 693–695.
3. Молотков Л.А. Матричный метод в теории распространения волн в слоистых упругих и жидких средах. Л.: Наука, 1984. 201 с.
4. Li B., Li M., Lu T. Interface waves in multilayered plates // J. Acoust. Soc. Am. 2018. V.143. P. 2541–2553.
5. Tanneau O., Casimir J.B., Lamary P. Optimization of multilayered panels with poroelastic components for an acoustical transmission objective // J. Acoust. Soc. Am. 2006. V. 120. P. 1227–1238.
6. Allard J.F., Atalla N. Propagation of sound in porous media: Modelling sound absorbing materials. 2nd ed. Wiley, 2009. 358 p.
7. Verdière K., Panneton R., Elkoun S., Dupont T., Leclaire P. Transfer matrix method applied to the parallel assembly of sound absorbing materials // J. Acoust. Soc. Am. 2013. V. 134. P. 4648–4658.
8. Biot M.A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. I. Low frequency range // J. Acoust. Soc. Am. 1956. V. 28. P. 168–178.
9. Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т. 1. М.: Наука, 1994. 528 с.
10. Яблоник Л.Р. Упрощенный метод расчета многослойной звукоизоляции, включающей слои волокнистого пористого материала // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 5. С. 639–646.
11. Зверев А.Я., Черных В.В. Экспериментальное определение акустических и виброакустических характеристик многослойных композитных панелей // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 6. С. 727–736.
12. Miki Y. Acoustical properties of porous materials – Modifications of Delany-Bazley models // J. Acoust. Soc. Jpn. (E) 1990. V. 11. № 1. P. 19–24.
13. Johnson D.L., Koplik J., Dashen R. Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid-saturated porous media // J. Fluid Mech. 1987. V. 176. P. 379–402.
14. Champoux Y., Allard J.F. Dynamic tortuosity and bulk modulus in air saturated porous media // J. Appl. Phys. 1991. V. 70. P. 1975–1979.

УДК 001.92;002.6;004.91

РУССКОЯЗЫЧНОЕ НАПРАВЛЕНИЕ РАБОТЫ РОССИЙСКИХ ИНФОРМАЦИОННЫХ СЛУЖБ

© 2020 г. В. Г. Шамаев^а, *, А. Б. Горшков^б

^аМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический ф-т,
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991 Россия

^бМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический ин-т
им. П.К. Штернберга, Москва 119234 Россия

*e-mail: shamaev08@gmail.com

Поступила в редакцию 26.06.2019 г.

После доработки 26.06.2019 г.

Принята к публикации 09.07.2019 г.

Рассматривается проблема отражения научных печатных и электронных источников информации в информационном поле, которое сейчас тесно связано с Интернетом. В настоящее время можно говорить только о первом этапе агрегирования основных русскоязычных научных электронных ресурсов. Рассматриваются политематические ресурсы, среди них Банк данных ВИНИТИ РАН, Научная электронная библиотека, “Истина” Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Scopus и несколько тематических ресурсов, которые имеют большое будущее даже в условиях ограничения доступных их создателям материальных ресурсов. Обращается внимание на необходимость создания государственной наукометрической системы для объективной оценки научной работы как учреждений, так и отдельных научных коллективов и их сотрудников. Отдельным блоком на примере архива “Акустического журнала” описывается технология наложения текстового слоя на изображения статей журнала, количество которых достигает 10 000. Это может быть полезным при оцифровке ретроспективных печатных изданий.

Ключевые слова: русскоязычные научные ресурсы, национальный индекс цитирования, импакт-фактор русскоязычных журналов, тематические информационные продукты, технология полной оцифровки научных журналов

DOI: 10.31857/S0320791919060157

ВВЕДЕНИЕ

Одной из важных задач на нынешнем этапе развития информационных технологий и выпуска информационных продуктов является получение полной информации о русскоязычных публикациях как в нашей стране, так и в окружающем нас русскоязычном пространстве. В консолидированном виде информации об этих публикациях нет ни у нас, разве что за последние пару десятков лет в Научной электронной библиотеке, ни тем более за рубежом. Для западного читателя, не владеющего русским языком, их как бы и не существует. Отсюда низкий уровень получаемого по данным Web of Science (WoS) или Scopus значения импакт-факторов почти всех русскоязычных журналов, а соответственно, и индекса цитирования наших научных сотрудников, которые в подавляющей массе пишут в наши журналы и, конечно, на русском языке. По этой же причине многие публикации ученых, пишущих на русском языке, остаются неизвестными на западе, и их ис-

следования в лучшем случае воспроизводятся заново, а в худшем — публикуются на английском языке с другими авторами. Началось это не сейчас (см. http://www.akzh.ru/pdf/1978_1_156.pdf), но в последнее время приняло массовый характер.

ЗАДАЧИ РАЗВИТИЯ РУССКОЯЗЫЧНОГО НАПРАВЛЕНИЯ

В недавней статье и.о. директора ВИНИТИ РАН Ю.Н. Шуко в журнале “Научно-техническая информация. Сер. 1. Организация и методика информ. работы” об аспектах развития института проведен краткий анализ деятельности ВИНИТИ предшествующего периода и сформулированы задачи текущего [1]. Автор называет их тактическими. Среди них мы выделим очевидные, касающиеся темы уже этой статьи и которые давно необходимо было решить:

1. Провести оценку текущего состояния Банка данных ВИНИТИ (Бнд ВИНИТИ) как основно-

Таблица 1. Количество научных журналов по различным тематикам в Scopus

Тематика	Всего журналов по тематике	Российские журналы
Биология	1903	26
Математика	1272	20
Информатика. Компьютерные науки	1378	7
Химия	802	28
Технические науки	2338	24
Физика. Механика. Астрономия	992	43

го на сегодняшний день информационного ресурса в стране, претендующего на роль национального.

Ранее, до начала 1990-х гг., таким национальным ресурсом был Реферативный журнал ВИНТИ (РЖ) и, как одна из его тематических частей, – выпуск РЖ “Акустика”. Другие информационные продукты ВИНТИ – как “Экспресс-информация”, “Сигнальная информация”, да и нынешний Банк данных – даже во времена СССР не только не дотягивали до уровня национального продукта, но и никогда не рассматривались в этом качестве даже самыми горячими головами. Разве что “Итоги науки и техники” были, так же как Реферативный журнал, достаточно известны. За последние четверть века Итоги, как и Экспресс-, и Сигнальная информация, практически закончили свое существование [1–3].

2. Сформулировать пути решения задач по оценке перспективных направлений развития науки и техники и традиционного информационного обеспечения научных исследований.

Мы бы добавили в этот список еще и:

3. Обеспечение в БНД ВИНТИ полного покрытия русскоязычных публикаций.

4. Создание национального индекса цитирования и ежегодная публикация импакт-факторов русскоязычных журналов.

5. Формирование тематических и проблемно-ориентированных информационных ресурсов и продуктов и создание на их основе информационно-поисковых систем. Разработка механизма взаимодействия между ними. И, в первую очередь, связь между их рубриками и ключевыми словами.

6. Разработка единой технологии полнотекстовой оцифровки научных журналов с выкладкой их в Интернете. Нами предполагается, что эту роль мог бы выполнять ВИНТИ РАН как наи-

более подготовленный к этой работе информационный центр.

Вышеприведенные пункты расположены не в порядке их важности – они все важны, так же как и еще три пункта, которые есть в вышеуказанной статье, но которые мы не приводим. Необходима параллельная и оперативная работа по всем этим направлениям. Слишком много потеряно времени.

Если с первым пунктом все ясно, то с оценкой перспективных направлений и традиционным информационным обеспечением научных исследований все гораздо сложнее. Основываясь на нашем опыте работы в ВИНТИ, можно предположить, что выполнение этого пункта возможно только с привлечением ведущих специалистов из научных учреждений РАН, Минобрнауки и других профильных специалистов по каждой тематической области.

Далее в этом же номере журнала следует интересная статья Р.С. Гиляревского и Е.В. Мельниковой “О разработке концепции государственной наукометрической системы...” [4], которая хорошо коррелирует с предыдущей статьей журнала [1] и добавленными нами пунктами. Это, вместе с изложенным в [5] направлением развития БНД ВИНТИ, как нам кажется, является началом реализации в ВИНТИ основных задач в области информации о русскоязычных исследованиях, публикуемых в русскоязычных научных изданиях и, тем самым, весомым подспорьем для научных и технических работников.

К этому мы еще вернемся, а сейчас отметим, что в статье Р.С. Гиляревского и Е.В. Мельниковой четко формулируется, что такое наукометрическая система и цель ее создания на уровне государства. Отмечается то, что и нас беспокоит [6], а именно, что повсеместное применение публикуемых материалов Web of Science и Scopus для оценки работы наших научных учреждений и отдельных научных работников создает проблемы. Одна из них заключается в том, что в этих информационно-поисковых системах (их базах данных) недостаточно отражаются русскоязычные публикации. Сошлемся здесь на доклад О.В. Кирилловой на конференции РИНЦ в Австрии (см. табл. 1) [7].

Отметим также, что в настоящее время большинство научных журналов распределено по квартилям – категориям научных журналов, каждую из которых определяют библиометрические показатели, отражающие уровень цитируемости журнала. Всего квартилей четыре, начиная от Q1 (самый высокий, к которому принадлежат наиболее авторитетные журналы) до Q4 (самый низкий). Предполагается, что система квартилей позволяет наиболее объективно оценить качество – уровень журнала вне зависимости от предметной области.

Приведем суммарное распределение по квартилям российских журналов, обрабатываемых в Scopus (см. табл. 2) [7].

И здесь, как и количество отражаемых в Scopus, так и качество наших научных журналов не является удовлетворительным.

Еще отметим, что в статье [4] делается, на наш взгляд, правильный вывод: “Наукометрический анализ нельзя строить на базах данных только двух–трех мировых корпораций, владеющих системами индексирования и цитирования. Это может привести к полной монополизации мирового рынка научно-информационных услуг и искажению результирующей информации в интересах монополиста”. Мы это и видим на приведенном примере одного такого монополиста как Scopus, который практически полностью игнорирует русскоязычные журналы. Подобный же вывод делается в работе И.В. Зибаревой [8] (см. рис. 1).

ПУТИ РАЗВИТИЯ РУССКОЯЗЫЧНОГО НАПРАВЛЕНИЯ

Политематические информационные ресурсы

Как мы видим, потребность в заполнении научной ниши с русскоязычными публикациями велика, в том числе и в Интернете. Именно поэтому, на наш взгляд, важной работой является актуализация Банка данных ВИНТИ с упором на этот аспект. Мы имеем в виду как распространение его русскоязычной части в ретроспективную область, так и дополнение документами,

Таблица 2. Распределение российских журналов по квартилям и тематическим областям в Scopus

Тематика	Q1	Q2	Q3	Q4
Биология	0	2	10	14
Математика	1	3	11	5
Информатика. Компьютерные науки	0	1	6	0
Химия	1	1	17	9
Технические науки	0	6	12	6
Физика. Механика. Астрономия	1	10	25	7

изъятыми в процессе переработки по разным причинам из полных журнальных комплектов. Отметим, что в последнее десятилетие наполнение БНД ВИНТИ характеризуется увеличением доли статей из периодических изданий в общем потоке его наполнения. Так, для разных тематических фрагментов этот показатель варьируется от 52 до 98% [1]. Хорошо ли это, так как при этом, видимо, игнорируются книжные издания, а также труды конференций, семинаров и т.д.

В то же время в БНД ВИНТИ стало увеличиваться процентное соотношение русскоязычных работ. Такой вывод можно сделать, анализируя табл. 3. В 1990 г., собственно, последнем году “советского” ВИНТИ, ситуация была иной, что и видно из таблицы. Проценты дают нам, надо сказать, цифры условные, т. к. политика ВИНТИ с

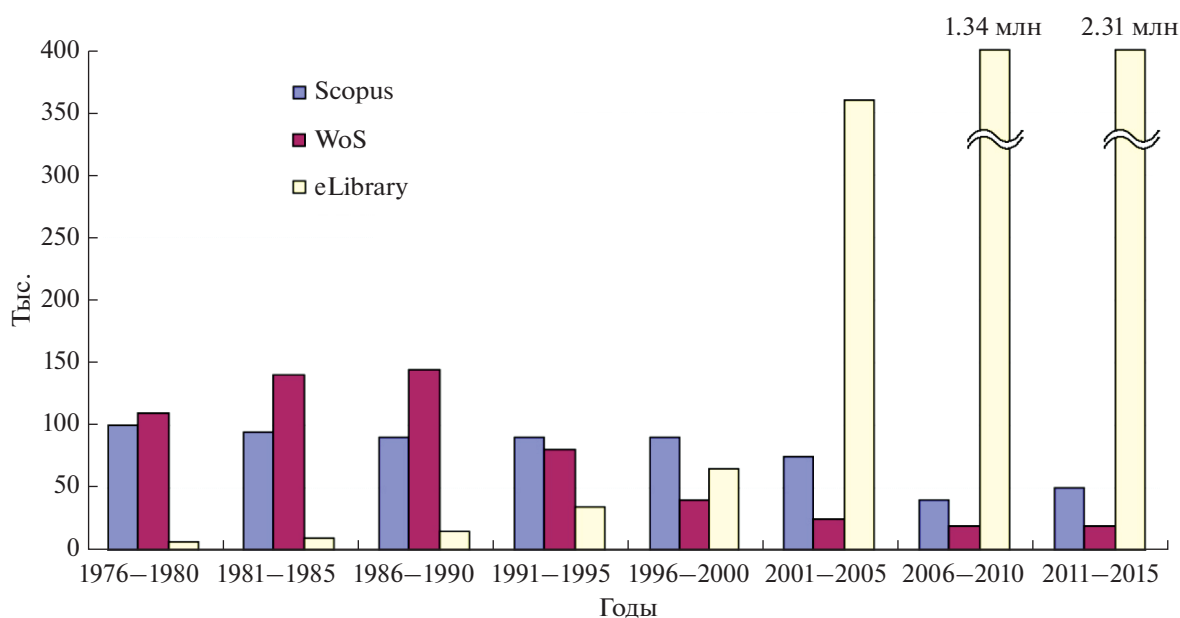


Рис. 1. Количество русскоязычных публикаций в различных информационных системах в период 1976–2015 гг. (для 2006–2010 и 2011–2015 гг. по данным Научной электронной библиотеки — 1.34 и 2.31 млн соответственно).

Таблица 3. Количество документов на русском языке в некоторых тематических фрагментах БНД ВИНТИ

Тематика	Кол-во русскоязычных документов в % к общему кол-ву			
	1990	2010	2017	2018
АиРЭ	21.5	41.8	53.2	54.0
Астрономия	27.1	27.8	42.5	46.5
Геология	46.5	57.4	56.5	63.6
Математика	—	38.3	36.9	37.1
Машиностроение	32.5	36.5	48.0	47.4
Механика	40.4	42.3	38.8	41.8
Физика	22.6	11.8	14.0	16.2
Химия	27.8	24.5	29.7	30.1

1990-х гг. заключалась в уменьшении плановых показателей, чтобы казалось, что выполняется 100% плана (см. табл. 1 и 2 в [1]). Если же рассматривать цифры в абсолютном значении, то ситуация выглядит, наверное, удручающе, но не совсем безнадежно для русскоязычных публикаций, по крайней мере для большинства из приведенных тематических фрагментов. К сожалению, по физике, а следовательно, и акустике число отраженных русскоязычных публикаций уменьшается, несмотря на увеличение их реального количества, что можно посмотреть в информационно-поисковой системе “Акустика” [9].

Какова же на самом деле в БНД ВИНТИ ситуация в области отражения акустических исследований — она приведена в [10], и в связи с этим еще в 2012 г. нами начата работа, которая названа “Акустика. Русскоязычные источники”. В рамках этого проекта создана информационно-аналитическая система, позволяющая собрать в одном месте публикации акустической тематики и оценивать как количественную, так и качественную сторону научной деятельности русскоязычного сегмента информационного поля в области акустики. Ведь главное сейчас — это представить в наиболее полном объеме русскоязычные публикации и довести их до пользователя — научного работника. Реализацией портала “Акустика. Русскоязычные источники” мы решаем в области акустики третью задачу из выделенных в начале статьи — задачу обеспечения полного покрытия русскоязычных документов.

Подробное обсуждение пути решения четвертой задачи, а именно создания национального индекса цитирования и получения импакт-факторов русскоязычных журналов, проведено в статье [4]. Выполнение пятой задачи, сформулированной нами, но и затронутой в той же статье, требует пояснения. Поэтому мы остановимся на функциональной структуре системы формирования тематических и проблемно-ориентирован-

ных информационных ресурсов. На наш взгляд, их список в статье [4] выглядит внушительным, но далеко не однородным. И это понятно, координации между ресурсами, о необходимости которой говорится в этой статье, нет и в помине [10]. Каждый создает свой ресурс, не обращая внимания на остальных. О БНД ВИНТИ и его претензии на звание национального ресурса мы рассказали ранее. Приведем пример с ресурсом Киберленинка (<https://cyberleninka.ru>), преподносимом его создателями как “научная электронная библиотека, построенная на парадигме открытой науки (Open Science)”. Ресурс в предлагаемом виде очень слабый. Нет приемлемого интерфейса для пользователя, поисковые возможности многоступенчатые с использованием “древовидной” структуры, что является весьма архаичным. Выдачи скудные в ответ на запрос и избыточные по обильно появляющейся на экране сторонней информации. Даже неоднократно критикуемые нами ресурсы интернета по диссертациям (<https://www.dissercat.com>, <https://www.twirpx.com> или <http://www.dslib.net>) гораздо удобнее в использовании, хотя и сильно загрязнены в результате плохой работы корректоров [11]. Или корректуры совсем нет, что ближе к истине. Но, чтобы уж совсем не впасть в пессимизм, отметим прекрасный реферат в Киберленинке Е.Г. Гребенщиковой нашей статьи “Навигация по русскоязычным источникам научной информации” из “Вестника РАН” [12].

Неплохим примером среди политематических ресурсов выступает Научная электронная библиотека (<https://elibrary.ru>). Ресурс с хорошим интерфейсом в плане показа информации по конкретному журналу (рис. 2) и огромен по объему, собранному за относительно небольшой промежуток времени. К сожалению, сам поиск в этой системе крайне перегружен (рис. 3), да и выдача его результатов не кажется нам продуманной.

ОГЛАВЛЕНИЕ ВЫПУСКА ЖУРНАЛА

АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ
Российская академия наук (Москва)

Том: **65** Номер: **4** Год: **2019**

Название статьи	Страницы	Цит.
КЛАССИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЛИНЕЙНОЙ АКУСТИКИ И ТЕОРИИ ВОЛН		
<input type="checkbox"/> ДИФРАКЦИЯ ГАУССОВА ПУЧКА НА СИЛЬНО ВЫТЯНУТОМ СФЕРОИДЕ <i>Анданов И.В.</i>	435-439	0
<input type="checkbox"/> ДИФРАКЦИЯ НА ВЫТЯНУТОМ ТЕЛЕ ВРАЩЕНИЯ С ИМПЕДАНСНЫМИ ГРАНИЦАМИ. МЕТОД ГРАНИЧНОГО ИНТЕГРАЛЬНОГО ПАРАБОЛИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ <i>Корольков А.И., Шанин А.В., Белоус А.А.</i>	440-447	0
<input type="checkbox"/> ДВА ПОДХОДА К РЕШЕНИЮ ЗАДАЧИ ДИФРАКЦИИ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ НА ДВОЙКОПЕРИОДИЧЕСКОЙ НЕРОВНОЙ ПОВЕРХНОСТИ <i>Кюркчан А.Г., Маненков С.А.</i>	448-459	0
ФИЗИЧЕСКАЯ АКУСТИКА		
<input type="checkbox"/> РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВИБРОАКУСТИЧЕСКИХ НАГРУЗОК НА ПРОЧНОСТЬ КОМПЗИТНОГО СОЕДИНЕНИЯ <i>Дубинский С.В., Севастьянов Ф.С., Голубев А.Ю., Денисов С.Л., Костенко В.М., Жаренов И.А.</i>	460-470	0
<input type="checkbox"/> ШИРОКОПОЛОСНАЯ АКУСТООПТИЧЕСКАЯ МОДУЛЯЦИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ <i>Котов В.М.</i>	471-476	0
<input type="checkbox"/> ВЯЗКОСТЬ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ ПРИ КОЛЕБАНИЯХ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ <i>Полушин В.М., Рыжолов П.А., Жакин А.И., Шельдешова Е.В.</i>	477-483	0
<input type="checkbox"/> ИНВАРИАНТНОСТЬ ФУНКЦИИ ПРОПУСКАНИЯ АКУСТООПТИЧЕСКОГО УСТРОЙСТВА ПРИ ИЗМЕНЕНИИ УГЛА СНОСА АКУСТИЧЕСКОГО ПУЧКА <i>Проколов В.В., Резвов Ю.Г., Подольский В.А., Сивкова О.Д.</i>	484-489	0

Рис. 2. Интерфейс “Акустического журнала” в Научной электронной библиотеке (Дата обращения 28.06.2019).

Примерно с 2012 г. мы наблюдаем за развитием портала “Истина” Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (Интеллектуальная Система Тематического Исследования Наукометрических данных – <https://istina.msu.ru/>) [13], предназначенного для учета и анализа научной деятельности сотрудников, а также в помощь научным сотрудникам. На этот портал обращают внимание и авторы статьи [14], и пользователи, работающие за рубежом. “Истина”, кроме статистических данных для отчета учебно-научных подразделений МГУ, дает возможность и самим пользователям вести систематический учет своей деятельности, к тому же система внесения записей слегка формализована, что облегчает работу. Тем самым, в эту информационную систему введен элемент унификации. Но у “Истины” есть существенный изъян, заключающийся в том, что сведения по публикациям вносят сами пользователи. В результате встречается много ошибок во всех элементах библиографии, начиная с названия работ, занесения данных по авторам, присутствия многих вариантов написания источников. Встречаются многочисленные ошибки в выходных данных как номеров выпусков, так и страниц публикаций и т.д. “Истине”, на наш взгляд, не хватает экспертной группы, а точнее редакторов, которые бы осуществляли контроль корректности вносимых данных. Поиск в системе также

примитивен, впрочем, такой задачи авторы разработки, видимо, и не ставили. Также в системе слишком большое внимание уделяется публикациям в престижных журналах [15].

Приведенные ресурсы политематические, что привлекает к ним внимание многих пользователей, да и при поиске в Интернете, как правило, они появляются в выдаче в числе первых.

Тематические информационные ресурсы

Из тематических информационно-поисковых систем, имеющих в основе хорошую базу данных русскоязычных публикаций, отметим следующие:

1. общероссийский математический портал Math-Net.Ru (рис. 4), который создан и развивается Математическим институтом им. В.А. Стеклова РАН совместно с Отделением математических наук РАН;

2. портал “Акустика. Русскоязычные источники” AkData.Ru (рис. 5), создан и развивается на кафедре акустики физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова совместно с редакцией “Акустического журнала”;

3. портал издательства Сибирского отделения РАН с полнотекстовыми архивами 24-х журналов (<http://sibran.ru/journals/>);

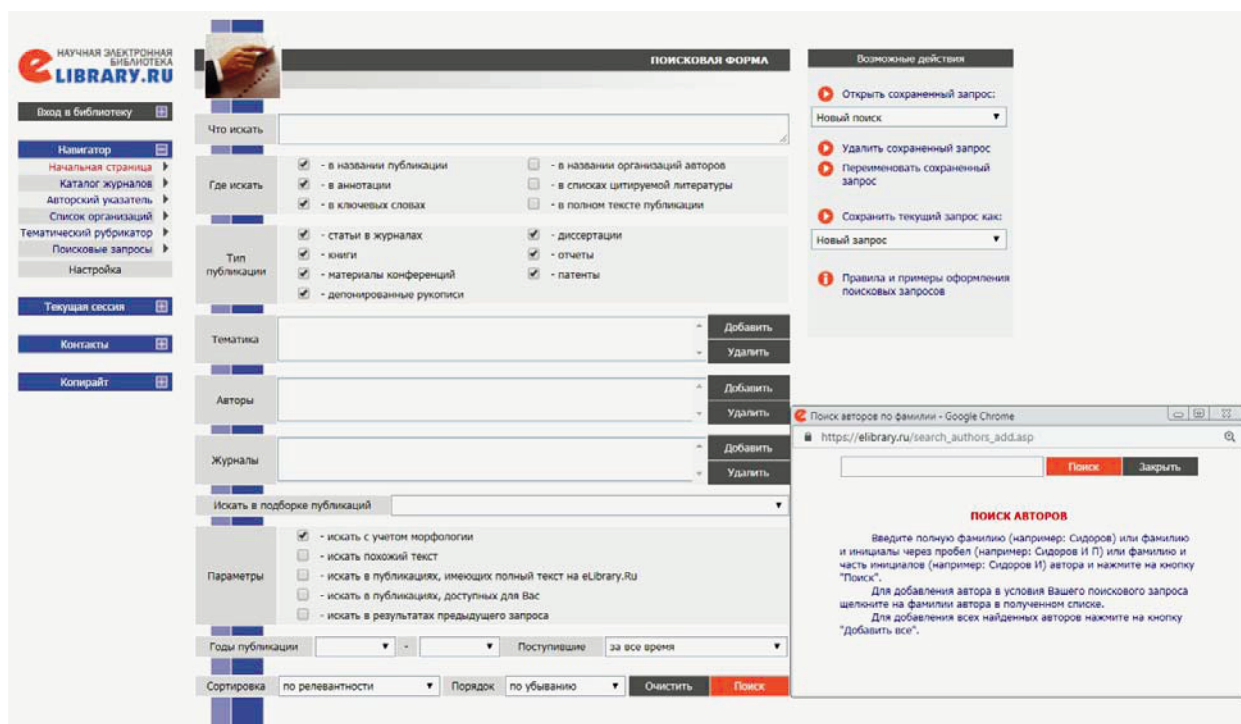


Рис. 3. Интерфейс поискового запроса в Научной электронной библиотеке.

4. а также портал журнала “Успехи физических наук” как пример правильной и законченной системы представления научного журнала в Интернете (<https://ufn.ru>).

Почему именно эти? Мы считаем, что они должны быть в первую очередь взяты в рассмотрение при реализации предложений по пятому пункту – “формирование тематических и проблемно-ориентированных информационных продуктов и разработка единой технологии полнотекстовой оцифровки научных журналов”.

Общероссийский математический портал Math-Net.Ru, что следует из названия, посвящен математике, лишь с небольшим вкраплением физических журналов. Он прекрасно организован, имеет продуманную структуру и удобный интерфейс, обладает хорошим наполнением и поисковыми возможностями. Тут же можно прочитать тексты большинства статей. Авторы проекта подумали даже о такой необходимой функции, как поиск по приставке в списке литературы, которая раньше нам особенно не встречалась, а является крайне востребованной. Такой поиск является дополнительной функцией получения полезной информации, функцией продуманной и тщательно выполненной авторами разработки. На основе своей базы данных математических работ составляется импакт-фактор журналов и авторский индекс цитирования [16]. Отмечается,

что “далеко не все ссылки из вполне достойных журналов попадают в числитель IF ISI (Impact factor, Institute for Scientific Information)”, т.е. WoS занижает импакт-факторы российских журналов, а следовательно, и индексы цитирования наших авторов [17]. На это же мы обратили внимание при анализе отраженной в WoS информации по “Акустическому журналу”, который на западе выходит под названием “Acoustical Physics”.

На портале Информационной системы “Акустика. Русскоязычные источники” AkData.Ru обрабатывается около 800 журналов, и наполнение его БД составляет более 55 тыс. статей [9]. Портал использует рубрикатор, составленный на основе PACS, и является тематическим, что означает выборку статей акустической тематики из журналов. На нем мы видим улучшение информативности вследствие как рубрицирования каждой статьи, так и возможности поиска по пяти параметрам, включая и рубрики статей. Ключевые параметры – источники, авторы, рубрики – связаны гиперссылками. На портале также помещен полнотекстовый архив “Акустического журнала” с момента его организации в 1955 г. и присутствует “Сигнальная информация” по акустике, которая выходит шесть раз в год.

Таким образом, пятый пункт (задача) по подготовки тематических продуктов из списка, сформу-

Рис. 4. Портал Math-Net.Ru (Дата обращения 03.07.2019).

Рис. 5. Портал AkData.Ru (Дата обращения 03.07.2019).

лированного в начале статьи, имеет хороший задел по технологии и способам ее реализации.

Перейдем теперь к последнему пункту – разработке единой технологии полнотекстовой оцифровки научных журналов. В этой области тоже есть хорошо разработанные технологии, например, как использованная при представлении в Интернете журнала “Успехи физических наук”, так и технология подготовки близкого нам сайта “Акустического журнала”. Есть еще технологии вывода в Интернет журналов издательства Сибирского отделения РАН и других, например, журналов Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН. Но мы бы остановились на первых двух, т.к. сайты последних, несмотря на хорошее выполнение, являются лишь интернет-проекциями печатных изданий. Не будем все это описывать, каждый может сам посмотреть. Отметим лишь, что сайты интересных нам журналов представляют собой информационные системы с большими поисковыми возможностями, и как раз на их основе может разрабатываться технология полнотекстовой оцифровки ретроспективных номеров печатных научных журналов, например, на базе ВИНТИ как организации РАН. А лучше всего привлечь самих авторов технологий к этой работе.

Нами же выполнена подобная работа по “Акустическому журналу”, о фрагменте технологии которой в части реализации наложения текстового слоя мы кратко и расскажем.

ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛНОТЕКСТОВОГО АРХИВА “АКУСТИЧЕСКОГО ЖУРНАЛА”

Электронный полнотекстовый архив “Акустического журнала” (АкЖ) представляет собой набор PDF-файлов с изображениями страниц журнала (каждый файл содержит отдельную статью), размещенный на интернет-сайте архива akzh.ru. Сайт предоставляет пользователю доступ к статьям журнала посредством списка статей по каждому выпуску журнала (с резюме), а также по рубрике и авторскому указателю [18].

На середину 2019 г. архив содержал более 350 выпусков АкЖ в ~10000 файлах формата PDF общим объемом порядка 50000 страниц или 20 Гб.

Изначально архив содержал PDF-файлы без текстового слоя, что не позволяло поисковым системам (Google, Yandex и т.п.) производить индексацию этих файлов и ограничивало возможности поиска нужной статьи в архиве только ее названием, списком авторов и резюме. Возможность поиска по текстам статей отсутствовала. Для расширения комфортности работы с архивом

было принято решение добавить в PDF-файлы архива текстовый слой.

При создании текстового слоя использовалась программа ABBY FineReader 12 Professional как дающая на наш взгляд наиболее качественный результат. В то же время, эта версия программы не поддерживает пакетную обработку файлов и не воспринимает параметры командной строки. Чтобы избежать необходимости запускать ручную обработку каждой из порядка 10 000 статей, в функциональность программы Pub2Site (программа нашей разработки, создающая HTML-файлы сайта архива АкЖ на основе информации в базе данных) были добавлены функции “сборки” группы PDF-файлов в один документ и, соответственно, “разборки” этого сборного документа на исходные файлы. Добавленные функции использовались для непосредственной обработки PDF-файлов свободно распространяемый пакет PDFtk Free (<https://www.pdfabs.com/tools/pdftk-the-pdf-toolkit/>).

Алгоритм работы получился следующий:

– Программа Pub2Site. “Сборка” выбранной группы PDF-файлов в один сборный PDF-файл, создание “журнала” с информацией об имени каждого исходного файла и его позиции в сборном файле.

– Программа FineReader. Добавление текстового слоя в сборный PDF-файл.

– Pub2Site. “Разборка” полученного PDF-файла на файлы отдельных статей.

Опишем подробнее.

В связи с ограничениями, связанными с возможностями компьютера и отдельных программ, данный алгоритм применялся последовательно к ограниченному порциям архива объемом примерно 0.5 Гб каждая.

Объединение PDF-файлов статей в один сборный PDF-файл:

1. Поместить файлы, предназначенные для сборки, в отдельную папку.

2. Запустить программу Pub2Site, открыть вкладку “Нарезка PDF”. В поле “Путь к PDF выпусков” указать адрес папки.

3. Нажать кнопку “Собрать PDF” (рис. 6).

По данной команде программа Pub2Site:

– составляет список PDF-файлов в папке;

– создает подпапку “sborka”;

– последовательно (по одному) добавляет PDF-файлы в сборный PDF-файл, записывая в отдельный текстовый файл (журнал) имя исходного файла и его положение в сборном файле (начальная и конечная страницы).

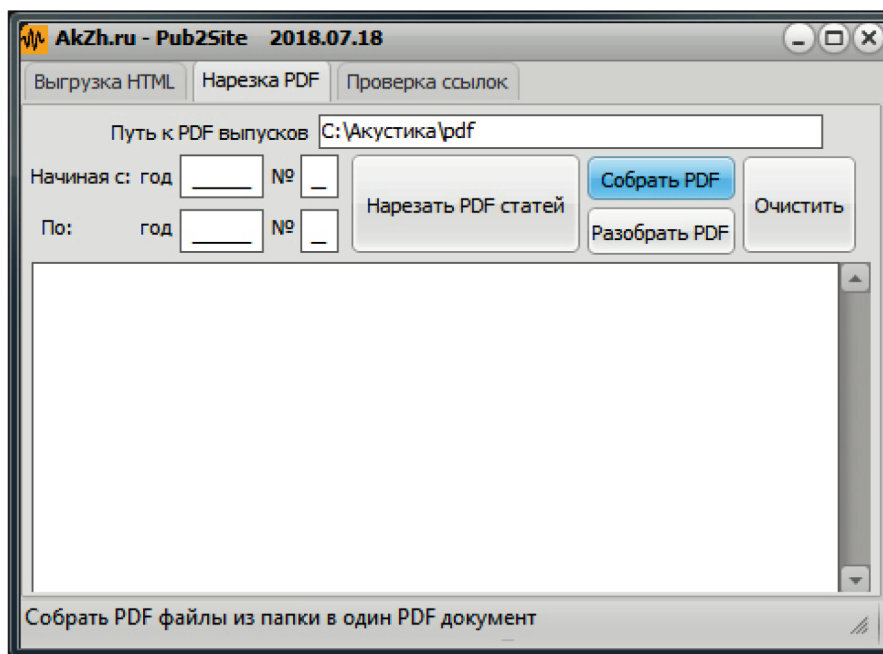


Рис. 6. APM программы Pub2Site в режиме сборки PDF-файлов.

Собственно добавление PDF-файла производится при помощи вызова утилиты pdftk.exe с соответствующими параметрами командной строки.

Имя сборного файла задается автоматически в виде sborkaNNNN.pdf, где NNNN – порядковый номер. Каждый раз при запуске сборки программа проверяет имеющиеся сборные файлы и создает новый с уникальным номером NNNN. Журнал сборки содержится в текстовом файле с именем sborkaNNNN.txt. Пример его содержимого:

```
1955_1_12-22.pdf%1%12
1955_1_23-30.pdf%13%20
1955_1_3-11.pdf%21%29
1955_1_31-39.pdf%30%38
1955_1_40-47.pdf%39%46
1955_1_48-57.pdf%47%56
1955_1_58-69.pdf%57%68
1955_1_70-77.pdf%69%76
1955_1_78-88.pdf%77%87
1955_1_89-95.pdf%88%94
1955_1_96.pdf%95%95
1955_1_cover.pdf%96%102
```

Каждая строка соответствует одному исходному PDF-файлу и содержит его имя, а также положение (начальную и конечную страницы) в сборном PDF-файле, разделенные символом процента.

Создание в сборном PDF-файле текстового слоя при помощи ABBY FineReader:

1. Запустить FineReader, в стартовом меню выбрать “Adobe PDF” (рис. 7).
2. Выбрать формат выходного файла “PDF”, язык документа “Русский и английский”.
3. Настроить качество изображения (рис. 8).
4. Нажать на панель “Файл изображения в PDF” (рис. 7).
5. Выбрать с помощью появившегося диалогового окна PDF файл, предназначенный для добавления текстового слоя.

FineReader загрузит выбранный файл и произведет его распознавание. Созданный текстовый слой будет размещен под изображением страниц в новом, “выходном” PDF-файле, который изначально имеет имя вида sntd14.pdf (комбинация букв и цифр в имени файла может отличаться) и располагается во временной папке FineReader по адресу: C:\Windows\Temp\FineReader12.00. Вместо C:\Windows\Temp может быть другая папка – в зависимости от текущего значения системной переменной TEMP.

Далее удобнее всего поступить так: не закрывая FineReader и не удаляя в нем распознанные страницы, переименовываем исходный сборный файл sborkaNNNN.pdf, например, в sborkaNNN-N_0.pdf, а на его место копируем полученный временный PDF-файл из E:\Temp\FineRead-

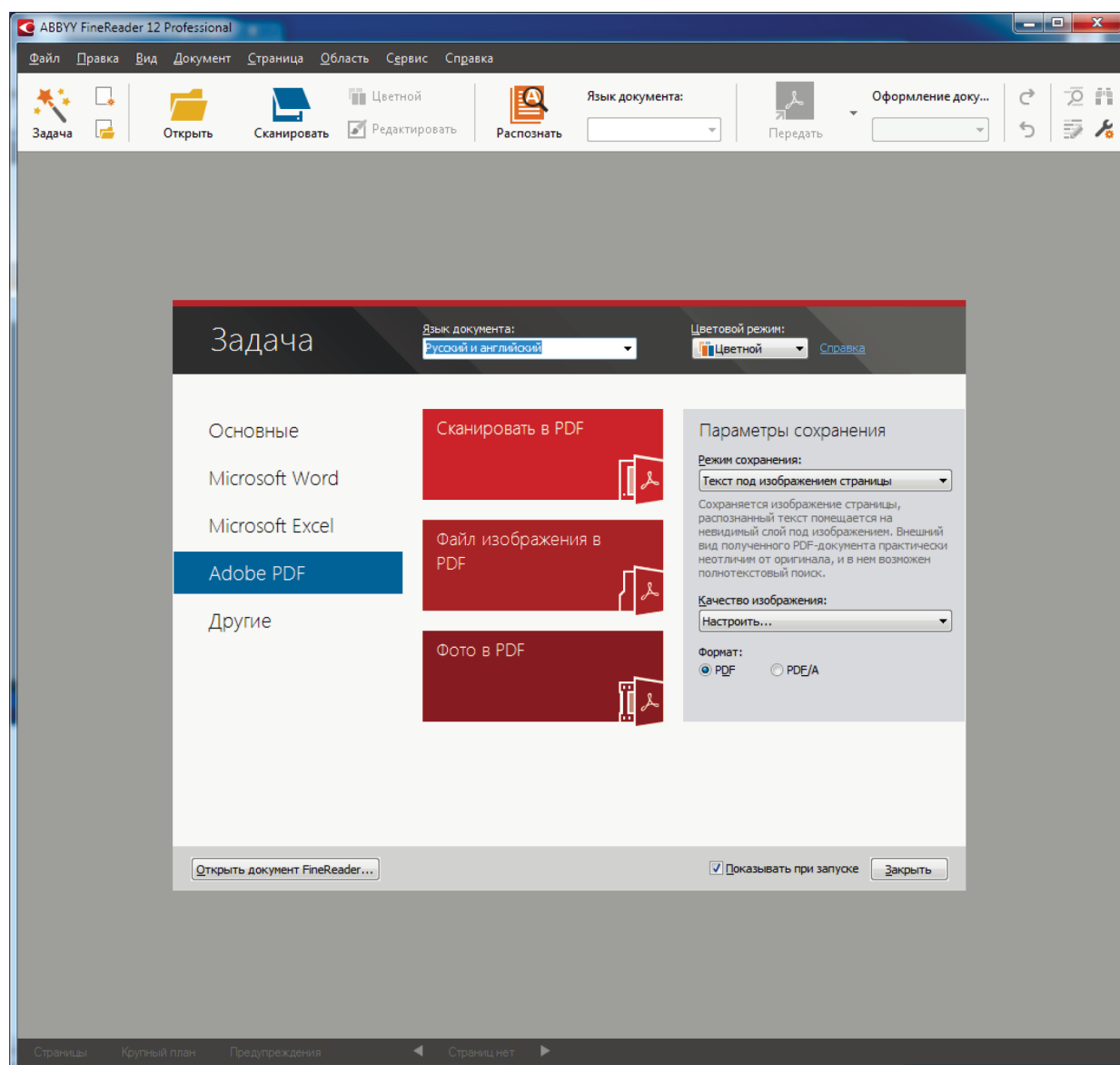


Рис. 7. Стартовое меню программы FineReader.

er12.00, переименовывая его из sndt&d14.pdf в sborkaNNNN.pdf.

После этого можно закрыть FineReader или удалить в нем распознанные страницы, готовясь к обработке следующего файла.

Извлечение PDF-файлов статей из сборного PDF-файла:

Поместить сборные файлы, предназначенные для разборки, в одну папку.

В эту же папку поместить файлы журналов, созданных на стадии сборки. Эти файлы должны иметь расширение.txt и имя, совпадающее с именем соответствующего сборного PDF-файла.

Запустить программу Pub2Site, открыть вкладку “Нарезка PDF”. В поле “Путь к PDF выпусков” указать адрес папки. Наличие косой черты в конце адреса папки не обязательно.

Нажать кнопку “Разобрать PDF” (рис. 9).

По данной команде программа Pub2Site:

- составляет список TXT-файлов в папке, рассматривая их в качестве журналов сборки;
- создает подпапку “razborka”;
- последовательно (по одному) обрабатывает TXT-файлы журналов сборки. Если обнаруживает соответствующий PDF-файл (с тем же именем, что и у журнала, но расширением .pdf), то запускает процедуру его разборки – извлекает из сбор-

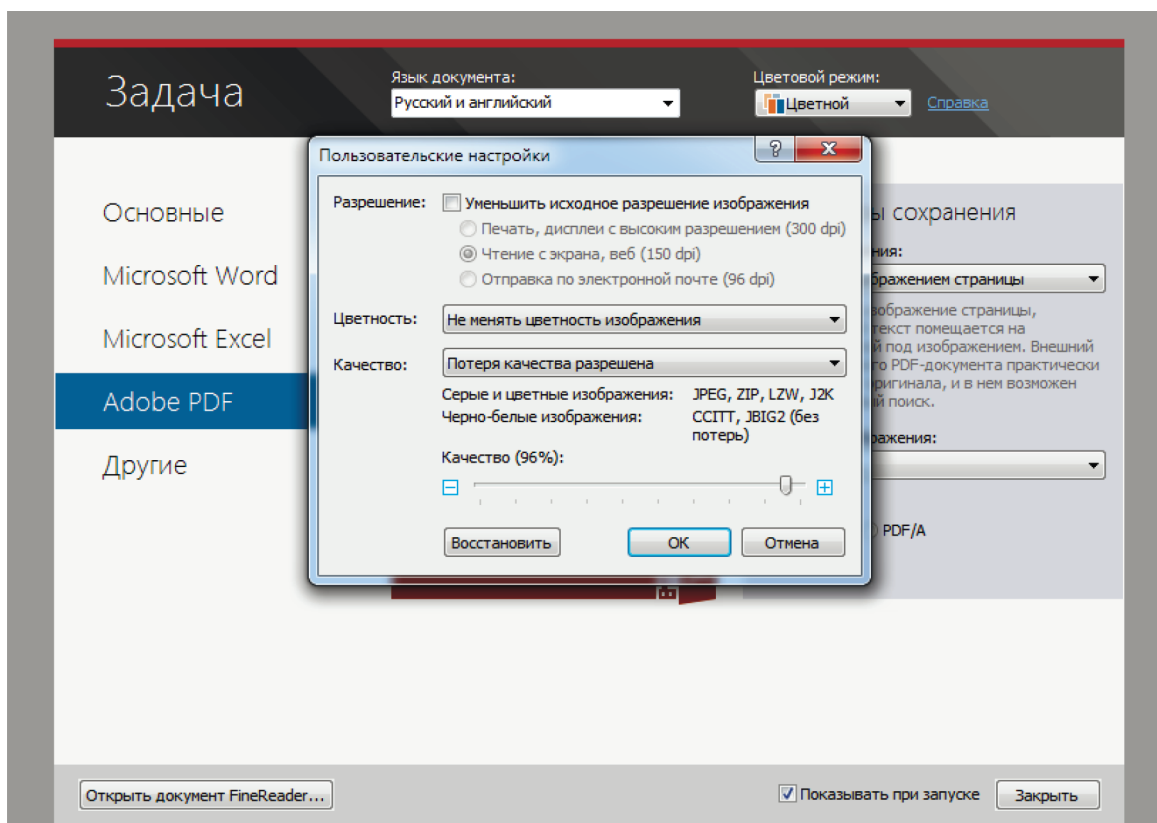


Рис. 8. Панель выбора выходного файла, языка распознавания и настройки изображения.

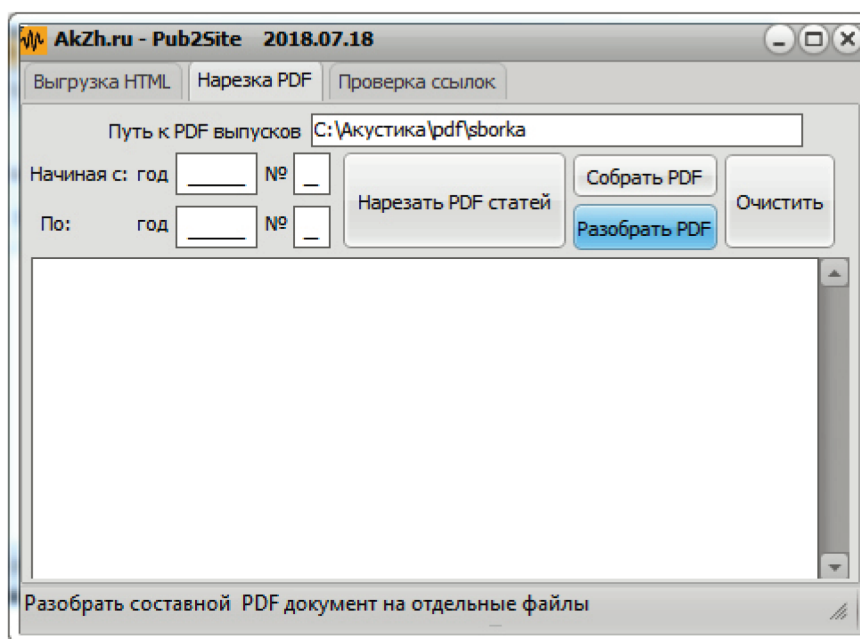


Рис. 9. АРМ программы Pub2Site в режиме разборки PDF-файлов.

Journal Impact Factor Calculation

$$2018 \text{ Journal Impact Factor} = \frac{154}{179} = 0.860$$

How is Journal Impact Factor Calculated?

$$\text{JIF} = \frac{\text{Citations in 2018 to items published in 2016 (86) + 2017 (68)}}{\text{Number of citable items in 2016 (93) + 2017 (86)}} = \frac{154}{179}$$

Рис. 10. Импакт-фактор “Акустического журнала” на 2018 г. по данным Clarivate Analytics.

ного PDF-файла файлы статей согласно записям в журнале об их имени и положении.

Собственно извлечение каждого PDF-файла производится при помощи вызова утилиты `pdfk.exe` с соответствующими параметрами командной строки.

Если при извлечении очередного файла в подпапке “razborka” уже существует файл статьи с таким именем, то программа замещает его новым.

На этом процесс наложения на изображения статей текстового слоя заканчивается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Надо отметить, что работы в информационном поле русскоязычных публикаций активно ведутся и другими организациями см. например, [19–21]. Естественно, это можно только приветствовать. В целом, тема сбора русскоязычных публикаций, перевода их в электронный вид и доступа к ним является, на наш взгляд, важной как со стороны их сохранения, ликвидации повторных разработок и выявления плагиата, так и со стороны подтверждения при необходимости приоритета наших исследователей. Последнее, по мнению многих, является проблемой из-за слабого знакомства в англоязычном мире с русскоязычными публикациями. Таким образом, основной посыл нашей статьи заключается в необходимости облегчения доступа к русскоязычным

источникам информации и наращивания их полноты в электронном виде.

В заключение отметим, что отраженный в статье аспект наукометрической деятельности в современных условиях является чрезвычайно важным. “По несчастью или к счастью”, чиновничество обратило на него свое внимание в попытке оценки перспективных направлений развития науки и техники, формализации оценки деятельности как научных сотрудников, так и научных и образовательных учреждений. Поэтому мы обращаем внимание читателей на более тщательное использование пристатейной литературы, не забывая при этом “Акустический журнал”, а в особенности цитирования его статей за предшествующие два года. Ведь именно эти ссылки дают как импакт-фактор нашего журнала, так и индексы цитирования наших авторов. На рис. 10 мы приводим скан страницы компании Clarivate Analytics по “Акустическому журналу” (Acoustical Physics) с информацией по импакт-фактору журнала на 2018 г. Сделай мы с вами на 25 ссылок больше, и импакт-фактор стал бы более единицы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шуко Ю.Н. Некоторые аспекты развития Всероссийского института научной и технической информации // НТИ. Сер. 1. Организация и методика информ. работы. 2018. № 9. С. 1–6.

2. Семенов В.В. Нынешние реалии Реферативного журн. // Вестник Российской академии наук (РАН). 2010. Т. 80. № 4. С. 337–341.
3. Шамаев В.Г. Реферативный журнал “Физика” ВИНТИ: проблемы и решения // Вестник РАН. 2011. Т. 85. № 5. С. 430–435.
4. Гиляревский Р.С., Мельникова Е.В. О разработке концепции государственной наукометрической системы и методики ее функционирования // НТИ. Сер. 1. Организация и методика информ. работы. 2018. № 9. С. 7–12.
5. Шамаев В.Г., Шуко Ю.Н. Банк данных ВИНТИ РАН. Проблемы и перспективы развития // НТИ. Сер. 1. Организация и методика информ. работы. 2019. № 9. С. 1–8.
6. Шамаев В.Г., Горшков А.Б. Русскоязычные публикации по акустике: фрагменты инфометрического анализа // Ученые записки физического факультета Московского Университета. 2018. № 5. С. 1850501-1–1850501-6.
7. Кириллова О.И. Российские журналы в международном пространстве: перспективы признания и повышения авторитета // Конференция РИНЦ Science Online XXI “Электронные информационные ресурсы для науки и образования”, 27 января–3 февраля 2018 г., Австрия. <https://elibrary.ru/projects/conference/austria2018/presentations/KirillovaRussianJournals.pdf> (Дата обращения 03.07.2019).
8. Зибарева И.В. Российская научная периодика в глобальных информационно-аналитических ресурсах: вчера и сегодня // Научное издание международного уровня–2017: мировая практика подготовки и продвижения публикаций. Материалы 6-й Международ. науч.-практ. конф. М., 18–21 апреля 2017 г. С. 43–53. <https://doi.org/10.24069/2017.978-5-7996-2227-5.07>
9. Шамаев В.Г., Горшков А.Б. Открытая система информационного обеспечения акустики // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 4. С. 449–458.
10. Шамаев В.Г., Горшков А.Б. Система информационного обеспечения и поддержка научных исследований в области физико-математических наук. М: ВИНТИ, 2017. 272 с. ISBN 978-5-9002-4251-4.
11. Шамаев В.Г., Горшков А.Б. О новых информационных ресурсах и авторефератах диссертаций по акустике и смежным дисциплинам, опубликованных за 2007–2017 гг. // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 2. С. 241–288.
12. Шамаев В.Г., Горшков А.Б. Навигация по русскоязычным источникам научной информации // Вестник Российской академии наук. 2017. Т. 87. № 7. С. 650–654.
13. Интеллектуальная система тематического исследования научно-технической информации. Ред. Садовничий В.А. М.: Изд-во МГУ, 2014. 262 с. <https://istina.msu.ru/media/publications/book/4cd/546/7375366/Istina-book.pdf> (Дата обращения 12.04.2019).
14. Шамаев В.Г., Горшков А.Б., Гущина Л.Г., Якименко В.И. Анализ информационно-поисковых систем по физике: проблема поиска в Интернете на примере акустики // Ученые записки физического фа-та МГУ. 2017. № 4. С. 1740801-1–1740801-9.
15. Некрылов Н. Q1 не то, что кажется // Троицкий вариант. 2019. № 281. С. 4–5.
16. Жижченко А.Б., Изаак А.Д. Информационная система Math-Net.Ru. Современное состояние и перспективы развития. Импакт-факторы российских математических журналов // Успехи мат. наук. 2009. Т. 64. № 4. С. 195–204.
17. Чебуков Д.Е. Поиск потерянных цитирований в Web of Science. Исправление ошибок в списках литературы Web of Science // Научный сервис в сети Интернет: труды XIX Всероссийской научной конференции. Новороссийск, 18–23 сентября 2017 г. М.: ИПМ им. М.В. Келдыша, 2017. С. 461–467.
18. Шамаев В.Г., Горшков А.Б., Якименко В.И. Полнотекстовый архив “Акустического журнала” в Интернете (<http://www.akzh.ru>). Опыт первых пяти лет // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 5. С. 573–580.
19. Атаева О.М., Серебряков В.А. Онтология цифровой семантической библиотеки LibMeta // Информатика и ее применение. 2018. Т. 12. № 1. С. 2–10.
20. Атаева О.М., Серебряков В.А. Персональная открытая семантическая цифровая библиотека LibMeta. Конструирование контента. Интеграция с источниками LOD // Информатика и ее применение. 2017. Т. 11. № 2. С. 85–100.
21. Огальцов А.В., Бахтеев О.Ю. Автоматическое извлечение метаданных из научных PDF-документов // Информатика и ее применение. 2018. Т. 12. № 2. С. 75–82.