

## АКУСТИКА НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД

<b>Исследование частотных зависимостей фазовой скорости продольных акустических волн в пористых углепластиках с использованием широкополосной акустической спектроскопии с лазерным источником ультразвука</b>	
<i>Ю.Г. Соколовская, Н.Б. Подымова, А.А. Карabutов</i> .....	2
<b>Оценка потока пузырьковых газовыделений в бухте Ласпи по акустическим сигналам от источника</b>	
<i>Ю.А. Якимычев, И.Н. Иванова, А.А. Будников, Т.В. Малахова</i> .....	6
<b>Новый акустический метод обнаружения беспилотных летательных аппаратов с винтом</b>	
<i>А.И. Корольков, Е.В. Медведева, А.С. Шуруп</i> .....	9
<b>Повышение эффективности метода микросейсмического зондирования за счёт сокращения времени накопления</b>	
<i>А.С. Нумалов, Р.А. Жостков, Д.А. Преснов</i> .....	13
<b>Применение голографической интерферометрии для передачи информации через возмущенную океаническую среду</b>	
<i>М. Badiey, В.М. Кузькин, С.А. Переселков, Е.С. Казначеева</i> .....	17
<b>Теоретическое моделирование и экспериментальное исследование теневой картины акустического поля, создаваемого ультразвуковым излучателем в жидкости</b>	
<i>А.И. Цеханович, С.А. Петросян, С.А. Цысарь, О.А. Сапожников</i> .....	21
<b>Топологические законы и новая картина рассеяния волны Рэлея на сверхрешётке</b>	
<i>В.Н. Чуков</i> .....	24
<b>Топологическое объединение акустических спектроскопий Брюкке-Фарадея-Тиндаля-Рэлея, Лява-Ми, Лауэ-Брэгга-Вульфа</b>	
<i>В.Н. Чуков</i> .....	28
<b>Исследование динамических атрибутов акустического отклика системы свая-грунт с использованием численного моделирования</b>	
<i>А.А. Чуркин, В.В. Капустин, И.Н. Лозовский, Р.А. Жостков</i> .....	30

## **Исследование частотных зависимостей фазовой скорости продольных акустических волн в пористых углепластиках с использованием широкополосной акустической спектроскопии с лазерным источником ультразвука**

Ю.Г. Соколовская<sup>1</sup>, Н.Б. Подымова<sup>1</sup>, А.А. Карабутов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

<sup>2</sup>*Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В. Ломоносова*  
[yu.sokolovskaya@mail.ru](mailto:yu.sokolovskaya@mail.ru)

В настоящее время проблема разработки и усовершенствования методов неразрушающего контроля полимерных композиционных материалов является весьма актуальной вследствие их широкого применения в промышленности. Одним из примеров таких материалов, часто используемых в авиации и ракетостроении, являются углепластики. Хорошо известно, что в углепластиках уже на этапе изготовления возможно возникновение некоторой пористости – объемной доли газовых пор [1]. 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, что приводит к снижению срока службы композитных конструкций. Таким образом, необходимо иметь возможность оперативной количественной оценки пористости углепластиков. Это может быть полезно как для контроля качества получаемых материалов с целью модернизации технологий изготовления, так и для предсказания поведения конструкций и деталей из данного материала под действием внешних нагрузок.

Исследование частотных зависимостей фазовой скорости и коэффициента затухания ультразвуковых волн дает возможность получить информацию о структурных особенностях композиционных материалов. Размер пор и неоднородностей в композитах может варьироваться от нескольких микрон до нескольких миллиметров, поэтому для количественного ультразвукового анализа структуры таких материалов необходимо использовать широкополосные зондирующие импульсы в спектральном диапазоне от нескольких сотен килогерц до десятков мегагерц [2]. Известно, что при использовании для этой цели традиционных пьезоэлектрических преобразователей существуют некоторые проблемы, связанные с низкой эффективностью пьезовозбуждения широкополосных акустических сигналов и с трудностями в получении равномерной частотной характеристики в широком спектральном диапазоне [2]. В качестве альтернативы пьезоэлектрических преобразователей представляется перспективным использование метода, основанного на лазерном термооптическом возбуждении широкополосных акустических импульсов [3, 4]. В данной работе для исследования частотных зависимостей фазовой скорости продольных акустических волн предлагается использовать метод широкополосной акустической спектроскопии с лазерным источником ультразвука [3, 4]. Такой метод позволяет получить короткие и мощные широкополосные зондирующие импульсы продольных акустических волн со спектральным диапазоном от долей до десятков мегагерц и амплитудой до сотен мегапаскалей, что актуально для исследования сильно поглощающих и рассеивающих ультразвук композиционных материалов.

Целью настоящей работы является применение метода широкополосной лазерно-ультразвуковой спектроскопии для исследования пористости углепластиков. Основная идея заключается в том, что влияние пористости материала на дисперсию фазовой скорости продольных акустических волн позволяет использовать величину ее

относительной дисперсии для количественной оценки содержания пористости в исследуемом образце. В работе исследовались восемь образцов однонаправленных углепластиков с различным объемным содержанием матрицы и наполнителя и различной средней пористостью. Для последующего сравнения полученных результатов пористость образцов также определялась методом рентгеновской компьютерной томографии.

Широкополосный оптико-акустический (ОА) спектрометр, используемый в данной работе, состоит из Nd:YAG-лазера с модуляцией добротности на длине волны 1064 нм, оптико-акустической ячейки, цифрового осциллографа и персонального компьютера [4]. При поглощении лазерного импульса в специальном источнике звука (ОА-источнике) происходит неоднородный нестационарный нагрев его приповерхностного слоя, приводящий к возникновению в нем механических напряжений, которые, в свою очередь, являются источниками продольных акустических волн. Возбуждаемый в источнике ОА-сигнал является зондирующим (опорным) в данном спектрометре. Характерная длительность лазерного импульса составляла 10–12 нс, частота повторения импульсов 10 Гц, энергия в импульсе 10–15 мДж. В качестве ОА-источника ультразвука использовался водный раствор черной туши. Регистрация ультразвуковых импульсов, прошедших через исследуемый образец, осуществлялась с помощью широкополосного пьезоприемника с рабочей полосой частот 0.1–30 МГц, изготовленного на основе ПВДФ пленки толщиной 30 мкм. Акустический контакт между образцом и пьезоприемником в ОА-ячейке обеспечивался слоем дистиллированной воды толщиной 3 мм. Электрические сигналы с пьезоприемника передавались на цифровой осциллограф с аналоговой полосой частот 200 МГц и затем обрабатывались на персональном компьютере.

Дисперсия фазовой скорости продольных акустических волн в образце  $C(f)$  рассчитывается с использованием фазовых спектров зондирующего ультразвукового импульса  $\varphi_0(f)$ , и импульса, прошедшего через образец,  $\varphi(f)$  [5]:

$$C(f) = \frac{H}{\Delta T + [\varphi(f) - \varphi_0(f)] / 2\pi f}, \quad (1)$$

где  $\Delta T = T_2 - T_1$  – разность моментов начала записи в осциллографе ультразвукового импульса, прошедшего исследуемый образец, и опорного ультразвукового импульса. Оба значения  $T_1$  и  $T_2$  отсчитываются от момента излучения лазерного импульса.

Частотные зависимости фазовой скорости продольных ультразвуковых волн в исследованных образцах были получены в частотном диапазоне от 0.8 до 10 МГц. Для частот  $f < 0.8$  МГц фазовая скорость не определялась из-за достаточно большой погрешности, возникающей из-за дифракции низкочастотных составляющих сигнала в образцах. Из-за сильного затухания высоких частот в композитных образцах для частот  $f > 10$  МГц амплитуда прошедшего импульса достаточно мала и сравнима с уровнем шума, поэтому на частотах выше 10 МГц величина фазовой скорости также не определялась. Точность измерения фазовой скорости акустических волн определяется погрешностью измерения толщины исследуемого образца, а также соотношением сигнал-шум для спектральной амплитуды каждой гармоники сигнала. В данных экспериментах относительная погрешность измерения скорости ультразвука составляла около 0.5 %. Расчет фазовой скорости проводился по измеренным фазовым спектрам с помощью формулы (1). На рис. 1 показаны полученные частотные зависимости фазовой скорости продольных акустических волн в углепластиках  $C(f)$ .

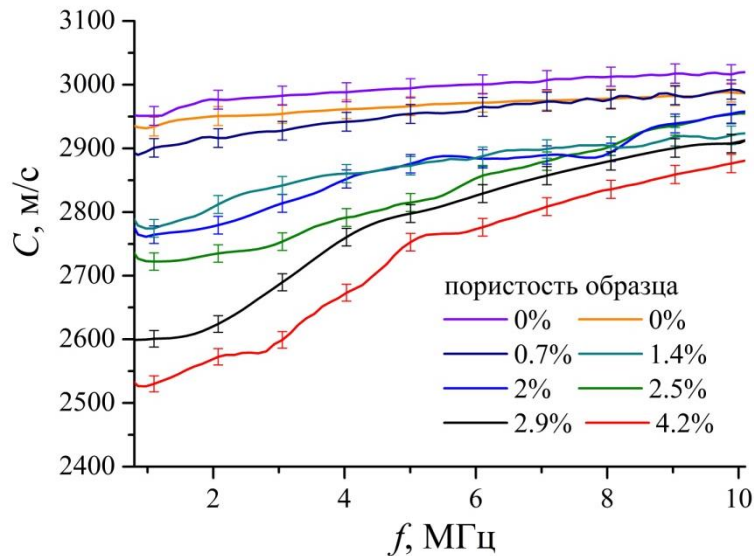


Рис. 1. Частотные зависимости фазовой скорости продольных акустических волн в пористых углепластиках.

Ранее авторами данной работы было показано, что дисперсия фазовой скорости продольных акустических волн может наблюдаться даже для беспористых углепластиков [4]. Это связано с наличием поглощения ультразвуковых волн в полимерной матрице, обусловленным особенностями внутренней структуры полимера, а также с рассеянием ультразвука на углеродных волокнах. Увеличение относительной дисперсии фазовой скорости для пористого материала происходит из-за преобразования исходной продольной акустической волны в объемную волну, которая будет огибать поры по их границам (см., напр., [6]). Это приводит к уменьшению скорости ультразвуковых волн на низких частотах по сравнению со скоростью в беспористом материале. Отсутствие частотных резонансов фазовой скорости затухания в исследуемых композитных образцах связано с технологией производства материала, обеспечивающей близкие значения акустических импедансов слоев волокон и матрицы, (не более 3 %) а также высокой степенью адгезии волокон к матрице. Абсолютное значение фазовой скорости для образцов с различным объемным содержанием матрицы и волокон будет отличаться, поскольку скорость ультразвука в углеродном волокне выше, чем в полимерной матрице.

Для получения зависимости дисперсии фазовой скорости от пористости материала предлагается рассматривать ее относительное изменение  $\Delta C = (C_0 - C_{min})/C_0$ , где  $C_0$  – расчетная величина фазовой скорости для беспористого композита с соответствующим содержанием волокна и матрицы. Экспериментально полученная зависимость  $\Delta C(P)$  показана на рис. 2. Величина фазовой скорости на высоких частотах стремится к величине  $C_0$ , зависящей только от процентного содержания компонентов.

Анализ полученных результатов показал, что экспериментальная зависимость  $\Delta C(P)$  может быть аппроксимирована по методу наименьших квадратов степенной функцией с корреляцией не хуже 0.994:

$$y = 0.017 + 0.023x^{1.32}, \quad (2)$$

где независимая переменная  $x$  соответствует пористости углепластика  $P$ , а переменная  $y$  – величине относительного изменения фазовой скорости продольных акустических волн  $\Delta C$  в исследуемом частотном диапазоне. В пределах погрешности измерений данная зависимость справедлива для всех исследованных образцов вне зависимости от объемного содержания матрицы и наполнителя в материале. Полученное эмпирическое

соотношение (2) может быть использовано для оперативной неразрушающей оценки пористости композитов по частотной зависимости скорости ультразвука.

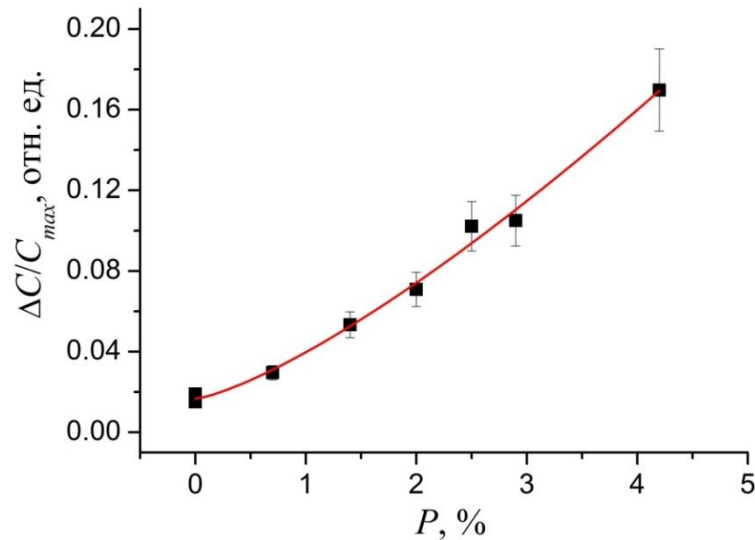


Рис. 2. Зависимость величины относительной дисперсии фазовой скорости от пористости углепластика.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. R.D. Adams, P. Cawle // NDT Int. 1988. V. 21. No 4. P. 208.
2. Р. Труэлл, Ч. Эльбаум, Б. Чик “Ультразвуковые методы в физике твердого тела” М.: Мир, 1972.
3. А.А. Карабутов, Н.Б. Подымова // Акуст. журн. 2017. Т. 63. No 3. С. 265.
4. А.А. Карабутов, Н.Б. Подымова, Ю.Г. Соколовская // Акуст. журн. 2019. Т. 65. No 2. С. 182.
5. D.W. Fitting, L. Adler “Ultrasonic spectral analysis for nondestructive evaluation” New York: Plenum Press, 1981.
6. T.W. Wright // J. Mech. Phys. Solids. 1998. V. 46. No 10. P. 2033.

## Оценка потока пузырьковых газовыделений в бухте Ласпи по акустическим сигналам от источника

Ю.А. Якимычев<sup>1</sup>, И.Н. Иванова<sup>1</sup>, А.А. Будников<sup>1</sup>, Т.В. Малахова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия

<sup>2</sup>Федеральный исследовательский центр «Институт биологии южных морей  
имени А. О. Ковалевского РАН», Севастополь, Россия

E-mail: [YakimychevUA@yandex.ru](mailto:YakimychevUA@yandex.ru), [ivair@yandex.ru](mailto:ivair@yandex.ru)

Исследования струйных пузырьковых газовыделений (холодных метановых сипов) имеют важное прикладное значение во многих сферах: оценка вклада в общее количество парниковых газов, возможность использования выделяющегося газа в качестве альтернативного источника топлива или в качестве маркера подземных залежей природного газа. Изучение локализации и объемов газовых высачиваний в прибрежных областях необходимо для оценки опасности возможных катастрофических выбросов при землетрясениях.

Для оценки газовых потоков с морского дна используются различные дополняющие друг друга методы, в том числе пассивный акустический метод, преимуществом которого является невысокая стоимость оборудования и относительная простота реализации при исследованиях на малых глубинах. Наличие отработанной методики может позволить проводить натурные исследования струйных газовыделений в течение длительного времени, что, в свою очередь, даст возможность с большей точностью оценивать временную изменчивость объемов газовой разгрузки.

Целью данных исследований была оценка суточного объема газа, выделяющегося на площадке постоянно действующих пузырьковых газовыделений в бухте Ласпи (N44.42099°, E33.70766°), с помощью пассивного акустического метода.

Натурный эксперимент проводился 26 и 27 августа 2019 года. Для записи аудиосигнала использовался микрофон видеокамеры GoPro3, которая была установлена на глубине 2 м, в непосредственной близости от точечного источника пузырьковых выделений. Выход пузырьков происходил из песчаного дна.

В работе исследуются три аудиозаписи для 3-х отдельных сипов (далее - GP1, GP2 и GP3) (длительность каждой записи составила 17 минут 17 секунд). По данным полученных аудиозаписей, после подавления посторонних шумов, в программе Audacity были построены частотные спектры. Один из таких спектров представлен на рис.1.

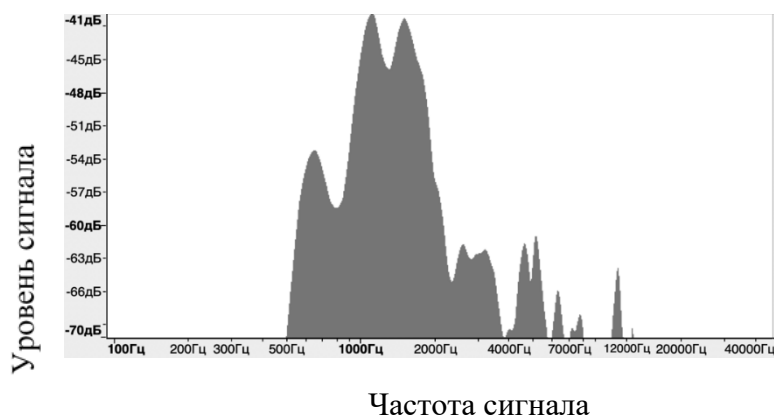


Рис.1. Частотный спектр, полученный по данным аудиозаписи GP

На основе полученных спектров была выделена резонансная частота пульсаций пузырьков газа для трех аудиозаписей, которая составила для GP1 - 1050 Гц, GP2 - 1100 Гц, GP3- 1270 Гц.

Общепринятой на настоящее время формулой, использующейся для оценки размеров пузырьков газа, выделяющегося из точечного источника, является формула Минаерта, связывающая резонансную частоту пузырька газа с его радиусом [1]:

$$f = \frac{1}{2\pi r} \sqrt{\frac{3\gamma p}{\rho}}$$

где  $r$  - радиус пузырька,  $\gamma \sim 1,32$  - показатель адиабаты газа в пузырьке,  $p$  - давление с внешней стороны пузырька,  $\rho$  - плотность жидкости. Расчет радиуса пузырька по измеренным частотам практически совпал с проведенными ранее оценками, полученными по результатам подводной видеосъемки, проведенной в данном районе [2].

Анализ аудиозаписей показал, что преимущественно пузырьки газа выделялись непрерывно, за редким исключением (прерывания составляли менее 1 секунды каждые 2-3 минуты записи), когда канал выхода закупоривался песком.

Общий объем газовыделений был рассчитан по методике, предложенной в работе [3].

$V = \frac{N \cdot V_{bub}}{T}$ , где  $V$  — суммарный поток газа;  $N$  — количество выделившихся пузырей;  $V_{bub} = \frac{4}{3}\pi r^3$  — объем пузырька, связанный с его радиусом;  $T$  — общее время записи.

Для расчета количества пузырей  $N$ , выделившихся из источника за время записи, была использована специально написанная на языке программирования Python программа, позволяющая строить спектрограммы полученных аудиозаписей и на их основе в автоматическом режиме производить расчет. (Рис.2)

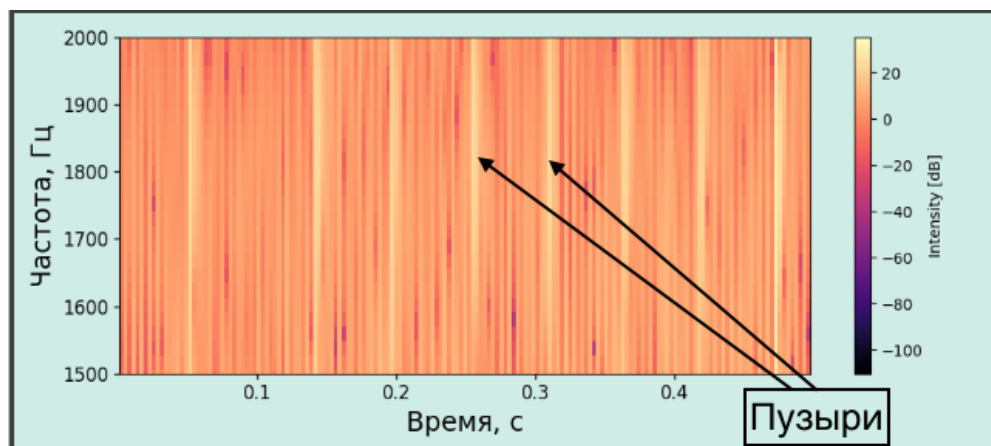


Рис.2. Спектрограмма аудиозаписи.

Полученный суточный объем газовыделений составил 106 л/сут для аудиозаписи GP1, 69 л/сут - для GP2 и 97 л/сут - для GP3.

В работе [3] приводятся данные суточных потоков двух аналогичных сипов в бухте Ласпи, полученные в 2018 г. Тогда объем газовыделений составлял 40 л/сут и 6 л/сут, что на порядок ниже максимальных значений, полученных для 2019 г. Для установления причин таких значительных вариаций в активности сипов необходимо проведение более длительных измерений, дополненное измерениями внешних

параметров среды, которые могут влиять на интенсивность газовыделений: давление в точке газовыделений, температура окружающей среды, соленость и другие параметры.

#### **ЛИТЕРАТУРА**

1. R.P. Dziak et al. // Deep-Sea Research Part II 150 2018. pp. 210–217, <https://doi.org/10.1016/j.dsr2.2018.04.001>
2. Т. В Малахова и др. // Микробиология. 2015 84, № 6 С. 743
3. А.А. Будников и др. // ВМУ. Серия 3 ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 2019 № 6 С. 106–112.



## Новый акустический метод обнаружения беспилотных летательных аппаратов с винтом

А.И. Корольков<sup>1</sup>, Е.В. Медведева<sup>1,2</sup>, А.С. Шуруп<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>Московский Государственный университет имени М.В. Ломоносова,  
физический факультет, кафедра акустики

<sup>2</sup>Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН

<sup>3</sup>Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН  
medvedeva.ev15@physics.msu.ru

В настоящее время использование беспилотных летательных аппаратов (БПЛА) находит все большее применение в различных сферах деятельности человека. Появление сравнительно дешевых моделей БПЛА привело к взрывному росту их использования для решения различных задач. Например, реализация планов создания «умных городов», как одного из важнейших направлений современного развития социотических систем, требует решения целого комплекса задач, связанных с повсеместным внедрением беспилотных транспортных средств, обеспечивающих перемещение людей и грузов в пределах города и прилегающих к нему территорий и акваторий. Следует отметить и вопросы безопасности, возникающие при несанкционированном использовании БПЛА. Среди методов обнаружения БПЛА можно выделить радиолокационные, оптические, инфразвуковые и акустические [1]. Основным преимуществом акустических методов является сравнительно низкая стоимость их реализации [2] и при этом достаточно высокая точность обнаружения и идентификации целей. К основным недостаткам акустических методов можно отнести небольшую дальность обнаружения (как правило, до 300 метров), которая определяется достаточно высокими уровнями шумов в исходных данных и чувствительностью результатов локации к вариациям характеристик среды распространения. Развитие новых акустических методов локации БПЛА является перспективным направлением исследований [3, 4].

В настоящей работе предлагается новый метод активной акустической моностатической локации летательных аппаратов с несущим винтом или тянущим/толкающим пропеллером. Метод заключается в облучении БПЛА линейно частотно модулированным акустическим сигналом в слышимом диапазоне, приеме отраженного сигнала, выполнении кросс-корреляции принятого сигнала с посылкой и изучении полученной корреляции (рис. 1). Получаемая локационная отметка будет иметь специфическую структуру (триплет или мультиплет), которая будет указывать на наличие винта (рис. 2). В этом случае удастся предложить новый метод идентификации, что важно в случаях, когда из-за небольших размеров БПЛА традиционные методы сталкиваются с трудностями. Например, в активном режиме обнаружения малогабаритные БПЛА оказывается сложно отличить от птиц [5].

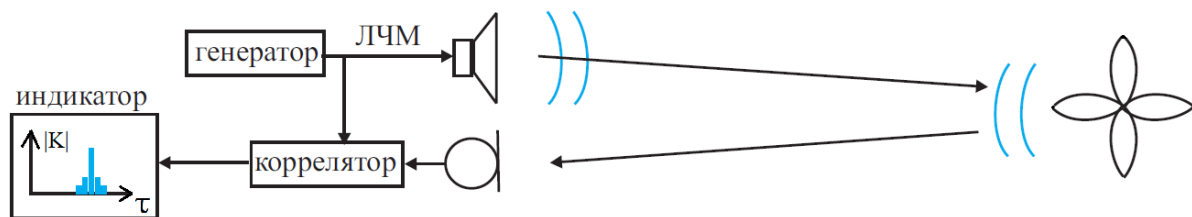


Рис. 1. Схема эксперимента.

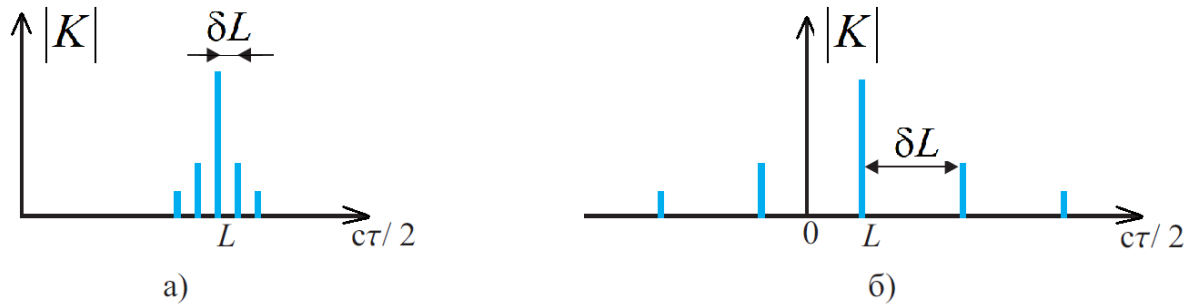


Рис. 2. Характерный вид кросс-корреляционной функции при отражении ЛЧМ сигнала от вращающегося винта а) при  $L \gg \delta L$ , б) при  $L \ll \delta L$ .

Поясним природу искажения локационной отметки. Будем считать, что на частоте  $f$  посылки для заданного положения оси пропеллера и заданного положения источника коэффициент отражения пропеллера  $R(t)$  является периодической функцией времени  $t$  с периодом  $1/(NF)$ , где  $F$  – частота вращения вала пропеллера, а  $N$  – число лопастей:

$$R(t) = R_0 + \sum_{m=1}^{\infty} R_m \cos(2\pi m N F t + \phi_m)$$

для некоторых значений  $R_0$ ,  $R_m$ ,  $\phi_m$ . Пусть посылка  $u_{in}(t)$  представляет собой ЛЧМ-сигнал, мгновенная частота которого  $f(t) = f_0 + bt$  меняется достаточно медленно:

$$u_{in}(t) = A \cos(2\pi (f_0 + bt) t), \quad (1)$$

где постоянная  $b$  определяет скорость изменения мгновенной частоты,  $t \in [0, T]$ , где  $T$  – время излучения посылки. В этом случае спектр отраженного сигнала  $u_r(t) \equiv u_{in}(t)R(t)$  в каждый момент времени будет содержать частоту  $f(t)$  и комбинационные частоты  $f(t) \pm mNF$ . Рассмотрим функцию взаимной корреляции

$$K(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} u_{in}(t+\tau) u_r(t) dt. \quad (2)$$

В интеграл (2) входят произведения сигналов, близких к гармоническим (с медленно меняющимися частотами). Ненулевой вклад в интеграл дают фрагменты произведения, на которых мгновенные частоты совпадают. Поэтому сдвиг по частоте на  $\delta f = NF$  в сигнале  $u_r(t)$  соответствует сдвигу по переменной  $\tau$  на  $\delta\tau = \delta f/b$ . сдвиг по частоте  $\delta f$  приведет к смещению корреляционного пика по дальности  $L = c\tau/2$  на величину

$$\delta L = \frac{c \delta f}{2b} = \frac{c N F}{2b},$$

где  $c$  – скорость звука в среде (предполагается, что среда распространения представляет собой однородную, стационарную среду со скоростью  $c$ ). Если в каждый момент времени имеются сигналы с мгновенными частотами  $f(t)$ ,  $f(t) + \delta f$ ,  $f(t) - \delta f$ , то корреляционный пик будет представлять собой триплет. В рассматриваемом случае присутствия в сигнале  $u_r(t)$  комбинационных частот  $f(t) \pm mNF$  приводит к формированию не триплета, а мультиплета (рис. 2). Для практического применения можно предложить два режима зондирования в зависимости от выбора соответствующей посылки  $u_{in}(t)$ :

- 1). Дальность до цели  $L$  много больше смещения по дальности  $\delta L$  (рис. 2а).
- 2). Дальность до цели  $L$  много меньше смещения по дальности  $\delta L$  (рис. 2б).

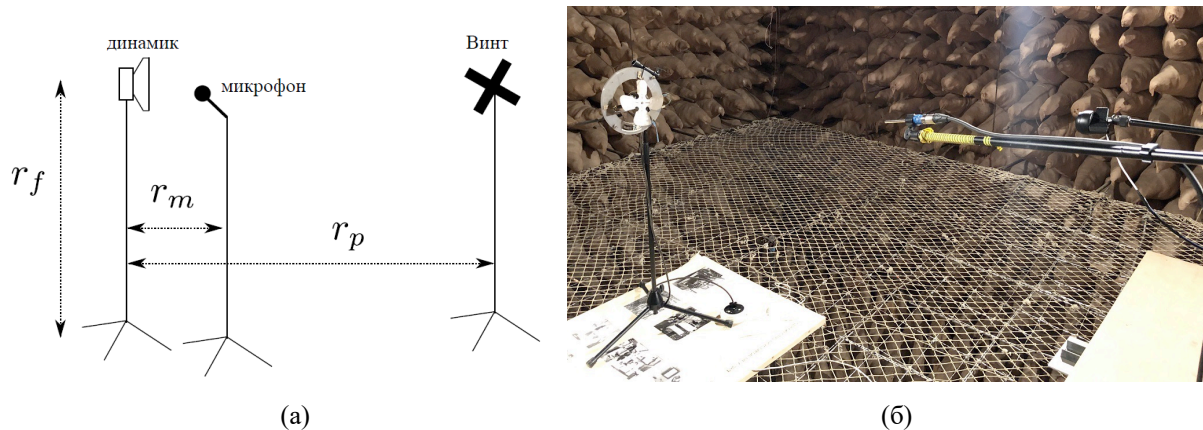


Рис. 3. Схема (а) и фотография (б) экспериментальной установки.

Интересно отметить, что в случае 2) в качестве критерия обнаружения может использоваться факт присутствия или отсутствия информативных пиков корреляционной функции в области отрицательных временных задержке. т.е. там, где их быть не должно в случае отражения сигнала от неподвижного рассеивателя.

Для экспериментальной проверки принципиальной работоспособности обсуждаемого подхода был проведен эксперимент в звукозаглушенной камере кафедры акустики физического факультета МГУ. Использовался источника звука с рабочей частотой 3-20 кГц, измерительный микрофон и закрепленный на штативе вентилятор. Вентилятор имеет  $N = 4$  лопасти и вращается с частотой  $f = 50$  Гц. Схема экспериментальной установки и фотография, сделанная при проведении эксперимента, представлены на рис. 3. На динамик подается ЛЧМ сигнал, синтезированный цифровым способом. Принятый микрофоном сигнал оцифровывается звуковой картой и обрабатывается ЭВМ. Частота дискретизации для ЦАП и АЦП равняется 44.1 кГц. В процессе обработки вычисляется КФ принятого сигнала с исходной ЛЧМ посылкой. Главной задачей эксперимента является наблюдение побочных пиков КФ.

Вентилятор облучался с направления, отличающегося от осевого. При строго осевом падении звука нельзя ожидать, что коэффициент отражения будет зависеть от угла поворота винта в силу симметрии. Наилучших результатов можно ожидать, когда одна из лопастей дает блик от источника на приемника в каком-то положении вентилятора. Модуляция коэффициента отражения достигается с помощью периодического попадания блика на приемник.

В условиях эксперимента рассматривается случай, в котором дальность до цели  $L$  много меньше смещения по дальности  $\delta L$ , проверяется наличие пиков в отрицательных и положительных временных задержках.

Геометрические параметры установки приведены ниже (в соответствии с обозначениями на рис. 3):

$$r_f = 1 \text{ м}, \quad r_m = 0.4 \text{ м}, \quad r_p = 1.6 \text{ м}.$$

Характеристики изучаемого ЛЧМ сигнала следующие. Начальная частота  $f_0 = 5$  кГц, конечная частота  $f_1 = 15$  кГц, длительность излучения сигнала  $T = 10$  с. Это соответствует

$$b = \frac{f_1 - f_0}{T} = 1000 \text{ с}^{-2}.$$

На рис. 4 приведен результат вычисления КФ при неподвижном вентиляторе (слева) и при работающем вентиляторе (справа). Отчетливо виден пик,

соответствующий сигналу, отраженному от пропеллера, и несколько побочных пиков мультиплета. Стоит отметить, что пики на отрицательных расстояниях видны более отчетливо так как менее зашумлены. Для неподвижного вентилятора побочные пики не наблюдаются.

Полученные данные указывают на принципиальную возможность экспериментального наблюдения побочных пиков корреляционной функции сигналов, отраженных вращающимся винтом, в том числе, в области отрицательных временных задержек, что может использоваться в качестве дополнительного информативного параметра при идентификации малогабаритных винтовых БПЛА. Взаимное расположение этих пиков вдоль оси временных задержек зависят от параметров излучаемого сигнала и характеристик винта. Важной отличительной особенностью рассматриваемого подхода является анализ не самих отраженных сигналов, а результатов их корреляционной обработки, что позволяет улучшить отношение сигнал/помеха, повысив тем самым достоверность получаемых оценок. Полученные в работе результаты требуют дальнейшего детально исследования с целью оценки возможности их применения к решению конкретных практических задач.

Авторы выражают искреннюю благодарность Н.С. Виноградову за помощь в организации и проведении эксперимента в звукозаглушенной камере.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-29-06048 мк.

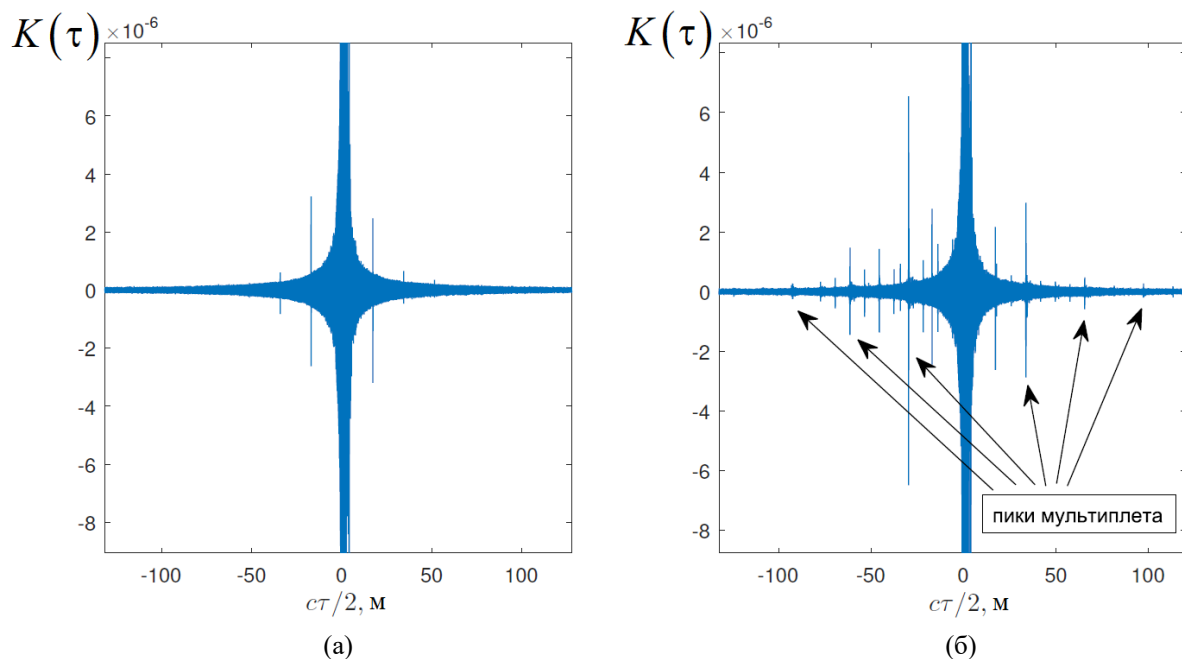


Рис. 4. Результат вычисления экспериментальной кросс-корреляционной функции при измерениях в заглушенной камере: при выключенном винте (а), и в случае, когда винт вращался (б).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Farlik J. et. al. // Sensors. 2019. V.19. No 7. P. 1517.
2. Sedunov A. et. al. // IEEE International Symposium on Technologies for Homeland Security (HST). 2019. DOI: 10.1109/HST47167.2019.9032916
3. Shi Zhiguo et. al. // IEEE Trans. on Vehicular Tech. 2020. V.69. No 3. P. 2731.
4. <http://drones.cnas.org>
5. Coluccia A. et. al. // 16th IEEE Int. Conf. on Advanced Video and Signal Based Surveillance (AVSS). 2019. DOI: 10.1109/AVSS.2019.8909876

## **Повышение эффективности метода микросейсмического зондирования за счёт сокращения времени накопления**

А. С. Нумалов, Р. А. Жостков, Д. А. Преснов

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта Российской академии наук (ИФЗ РАН), Москва, Россия  
nartems@bk.ru*

В последние годы всё большую популярность набирают пассивные сейсмические технологии изучения глубинного строения Земли в различных масштабах – от единиц метров, до сотен километров. Пассивные методы, основанные на анализе низкочастотного фонового шума, обладают рядом преимуществ перед классической сейсморазведкой, к основным, из которых относятся экологическая безопасность и экономическая эффективность. Наиболее развитые в настоящее время методы базируются на анализе кинематических [Chmiel et. al., 2019] или динамических [Горбатиков и др., 2010] параметров поверхностной волны рэлеевского типа, которые могут быть определены в результате анализа микросейсмического шума.

В рамках настоящей работы были проведены опытные экспериментальные геофизические исследования на достаточно изученном сейсморазведкой и бурением объекте в Красноярском крае с целью верификации различных пассивных сейсмических методов. В результате эксперимента с использованием современных автономных сейсмических станций были выполнены профильные измерения шумового фона в течение продолжительного времени. Путём сопоставления сейсмических разрезов, полученных с использованием МОГТ и пассивных методов, оценивается перспективность новых технологий в разведочной геофизике.

### **Описание полигона и геофизического эксперимента**

Исследования выполнялись на Быстринской площади Минусинской впадины Красноярского края, расположенной неподалёку от деревни Быстрая и города Минусинска. Территория достаточно хорошо изучена, имеется, по меньшей мере, двенадцать скважин. В одной из законсервированных разведочных скважин наблюдается выход газа, сопряжённый с процессом горения. В разные годы проводились геофизические исследования: гравиразведочные, магниторазведочные и сейсморазведочные. В результате геофизических исследований и бурения были обнаружены сильнопарафиновая нефть, а также в больших объёмах газ, однако по экономическим соображениям добыча налажена не была. Один из последних геологических отчетов по изучению региона относится к 80-ым годам [Псарев и др., 1986]. Современные исследования выполнялись специалистами ООО «Эвенкиягеофизика», входящего в холдинг «ГЕОТЕК Сейсморазведка». в 2018 году с использованием оригинальных импульсных вибраторов производился отстрел сейсморазведочного профиля длиной примерно 3 км, с шагом между пунктами приёма 25 метров.

Задачей настоящей работы было выполнить продолжительные измерения фонового сейсмического шума на указанном профиле (рис. 1) с целью сопоставления результатов различных пассивных методов с данными, полученными классической сейсморазведкой. Работы выполнялись с 21.08.2019 по 25.08.2019. Профиль проходил по межгорной низине, пересечённой сетью оврагов. В качестве измерительного оборудования использовались 7 автономных широкополосных сейсмических станций нового поколения [Собисевич и др., 2018] и одна опорная станция (регистратор RefTek и трехкомпонентный молекулярно-электронный велосиметр типа СМЕ-4211), которые вкапывались на глубину около 40 см. За день до проведения работ выполнялась сверка

всех измерительных приборов на территории завода невзрывных источников «Эвенкиягеофизика» в г. Минусинск. Проектный профиль включал 21 измерительный пункт, с шагом между приёмниками 150 метров. Накопление шумового сигнала в точке измерения производилось более 24 часов. На время проведения работ на горе у середины профиля был разбит полевой лагерь, дающий полный обзор над изучаемой территорией с высоты. Профиль брал начало в низинном поле, пересекал незначительный овраг, и завершался у подножья горы, поэтому можно считать, что вдоль исследуемого профиля рельеф местности практически плоский, поэтому нет необходимости учитывать влияние криволинейной границы на поверхностные волны [Жостков, 2018(а), 2019]. Необходимо отметить, что каждый день периодически шёл дождь (один из которых продлился целые сутки).

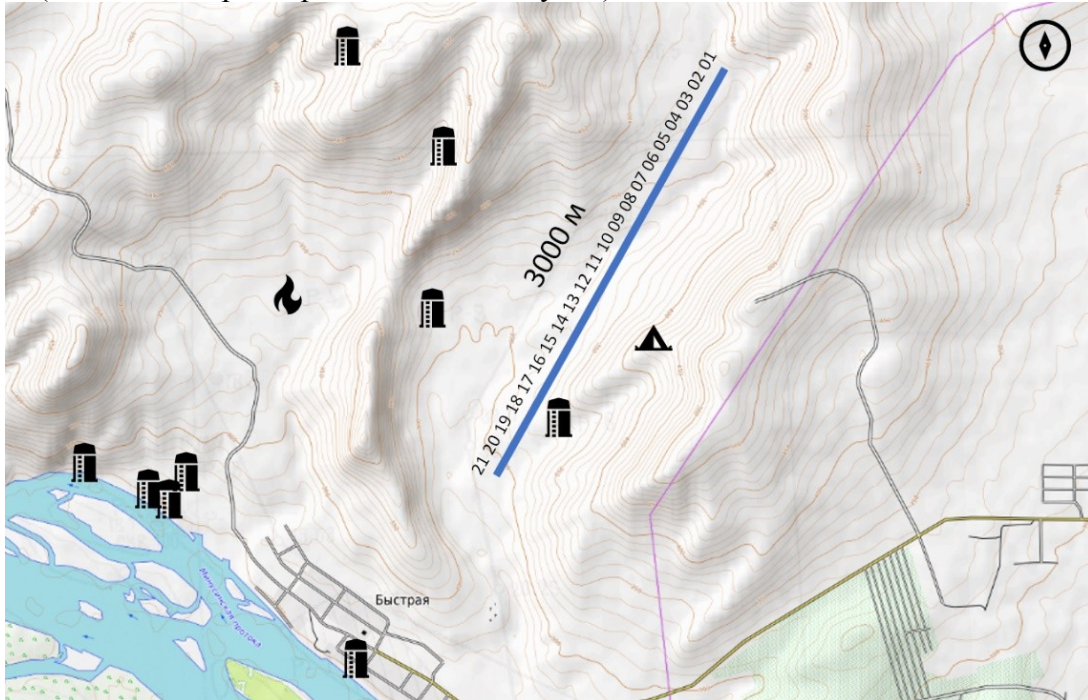


Рис 1. Профиль микросейсмических измерений на Быстрянском геофизическом полигоне.

### Метод исследования

На первом этапе исследования выполнена обработка экспериментальных данных по методу микросейсмического зондирования [Горбатов, 2006]. Метод является статистическим и основан на том, что неоднородности верхних слоев земной коры искажают спектр микросейсмического поля. На поверхности Земли над высокоскоростными неоднородностями амплитуды микросейсм в некоторой части спектра уменьшаются, а над низкоскоростными неоднородностями – возрастают, объяснить этот эффект можно сохранением потока энергии при распространении поверхностной волны [Жостков и др., 2015]. В ходе модельных экспериментов было выявлено, что глубина залегания неоднородностей составляет примерно половину длины волны, на которой происходит искажение спектра. Записи опорной станции и приёмников на профиле синхронизируются и разделяются на интервалы, длительностью несколько минут. После этой операции, амплитудный спектр вертикальной компоненты сейсмического шума каждого приёмника делится на спектр опорной станции и далее полученные отношения усредняются по числу временных интервалов. Для построения глубинного разреза используется дисперсионная кривая скорости поверхностной волны. Полученные отношения амплитуд спектров

приёмников и опорной станции привязываются к глубине, соответствующей длине волны, после чего строился разрез.

Помимо классического метода обработки [Жостков, 2018(б)] использовался модифицированный подход, заключающийся в автоматическом подборе временного интервала и отбраковки данных. Вместо фиксированного временного интервала длительностью 5 минут (стандарт для микросейсмического зондирования) для каждой частоты использовался свой интервал равный десяти периодам, что достаточно для определения спектральной компоненты. В будущем будет разработан строгий алгоритм выбора длительности временного интервала в зависимости от условий стационарности и эргодичности сигнала. Надо сделать картинку с профилем при использовании интервала в 10 периодов, а не 1. Отбраковка данных производилась путем сравнения ошибки определения значения спектральной компоненты, рассчитанной по каждому отдельному временному интервалу, с величиной стандартного отклонения усредненного значения спектральной компоненты по всем оставшимся интервалам, т.е. отбрасывались значения, существенно отличающиеся от среднего. Напомню, что в классическом методе отбраковываются не отдельные значения спектральных компонент, а целиком спектры отдельных временных интервалов. Таким образом, реализуется более полное использование экспериментальных данных и численно оценивается ошибка результатов, что ранее не проводилось.

### Результаты

На рис. 2 представлен разрез, на котором цветовая шкала отображает относительную интенсивность микросейсмических сигналов в децибелах.

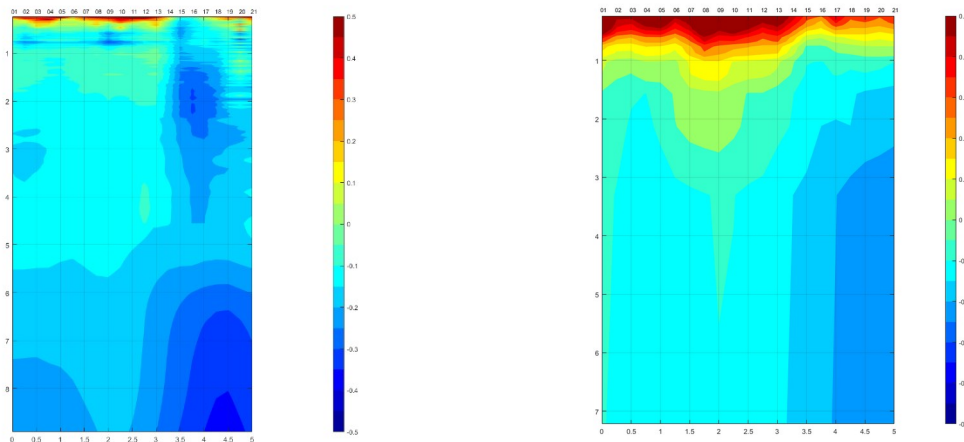


Рис. 2. Профиль микросейсмического зондирования, построенный по классической методике (слева) и с использованием модифицированного подхода (справа).

Породам с более высокими скоростями сейсмических волн, соответствуют зоны пониженных относительных интенсивностей (холодные тона), а осадочным породам с низкими скоростями сейсмических волн – зоны повышенных относительных интенсивностей (тёплые тона). Верхняя часть разреза сложена в основном песчано-глинистыми породами верхнего девона с относительно низкими скоростями по сравнению с нижележащими структурами, среди которых, по-видимому, аргиллиты с более высокими скоростями сейсмических волн.

Может показаться, что профиль, построенный по классической методике, содержит более детальную информацию о строении среды. Однако, если мы обратимся к рассчитанному значению статистической ошибки (что не делалось в предыдущих исследованиях [Собисевич и др., 2015; Лиходеев и др., 2017; Преснов и др., 2020]) (рис.

3), то станет очевидным, что классическая обработка обладает слишком большой погрешностью и доверять ей, строго говоря, нельзя. Напротив, использование автоматического подбора длительности временного интервала, по которому происходит усреднение, и отбраковки данных приводит к значительному повышению точности получаемых результатов.

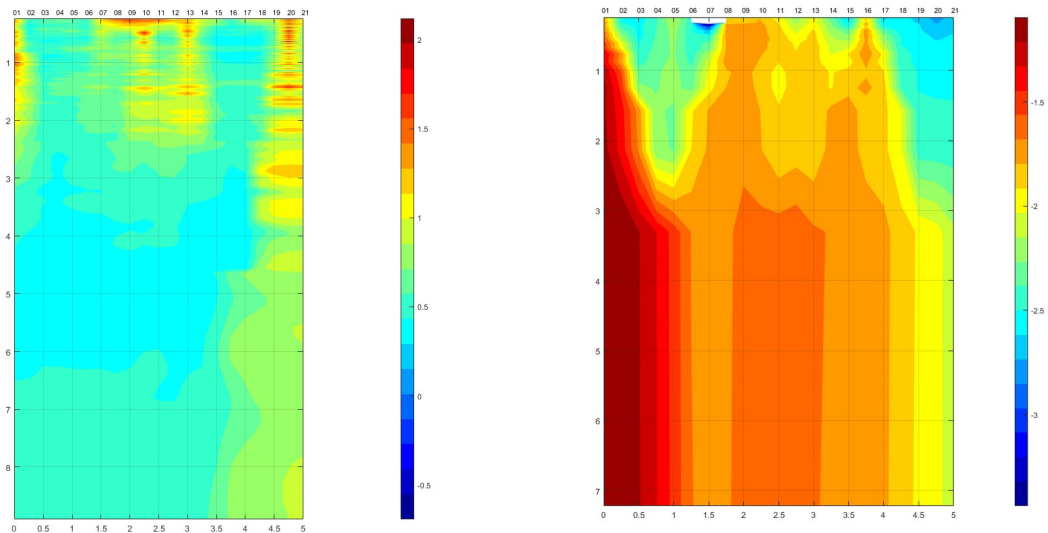


Рис. 3. Статистическая ошибка микросейсмического зондирования, построенная для профиля по классической методике (слева) и с использованием модифицированного подхода (справа).

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (проекты № 18-05-70034 и № 18-35-00541).

### Список литературы

*Chmiel M., Mordret A., Boué P., Brenguier F., Lecocq T., Courbis R., Hollis D., Campman X., Romijn R., Van der Veen W.* Ambient noise multimode Rayleigh and Love wave tomography to determine the shear velocity structure above the Groningen gas field, *Geophys. J. Int.* – 2019. – V. 218, № 3. – P. 1781–1795.

*Горбатилов А.В.* Пат. РФ № 2271554. Бюллетень изобретений. 2006. № 7.

*Горбатилов А.В., Степанова М.Ю., Цуканов А.А., Тинакин О.В., Комаров А.Ю., Одинцов С.Л.* Новая технология микросейсмического зондирования в задачах изучения глубинного строения месторождений нефти и газа // *Нефтяное хозяйство.* – 2010. – № 6. – С. 15–17.

*Жостков Р.А., Преснов Д.А., Собисевич А.Л.* Развитие метода микросейсмического зондирования // *Вестник Камчатской региональной ассоциации Учебно-научный центр.* Серия: Науки о Земле. – 2015. – Т. 2, № 26. – С. 11–19.

*Жостков Р.А.* Совершенствование некоторых методов сейсморазведки с помощью данных о рассеянии волн Рэля на рельефе // *Известия Российской академии наук. Серия физическая.* – 2018(а). – Т. 82, № 11. – С. 1555–1559.

*Жостков Р.А.* Программа для обработки синтетических и экспериментальных сейсмограмм в соответствии с методом микросейсмического зондирования // Свидетельство о регистрации прав на ПО № 2018662815. Дата получения: 13 декабря 2018(б) г.

*Лиходеев Д.В., Дударов З.И., Жостков Р.А., Преснов Д.А., Долов С.М., Данилов К.Б.* Исследование глубинного строения вулкана Эльбрус методом микросейсмического зондирования // *Вулканология и сейсмология.* – 2017. – № 6. – С. 28–32.



## Применение голографической интерферометрии для передачи информации через возмущенную океаническую среду

М. Badiey<sup>1</sup>, В.М. Кузькин<sup>2</sup>, С.А. Пересёлков<sup>3</sup>, Е.С. Казначеева<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Университет штата Делавер, Неварк, США

<sup>2</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

<sup>3</sup>Воронежский государственный университет, физический факультет, кафедра математической физики и информационных технологий  
pereselkov@yandex.ru

Эксперимент SWARM-95 проводился на побережье штата Нью-Джерси [1]. Стационарная акустическая трасса располагалась под углом  $\beta = 39^\circ$  к фронту интенсивных внутренних волн (ИВВ), вызывающих взаимодействие мод поля источника. Вдоль трассы протяженностью 17.95 км глубина изменялась в пределах 70–88 м. Ширина волнового фронта превышала длину трасс. Амплитуда ИВВ достигала значений 10 м, скорость распространения – 0.65 м/с, характерный временной масштаб изменчивости – 10 мин. Принимался сигнал пневмоисточника, размещенного на глубине 12 м, который ежеминутно излучал импульсы длительностью 0.2 с. Обработывалась информация с одиночного гидрофонов вертикальной антенны, расположенного на глубине 36 м.

Информационная технология обработки [2, 3] реализует когерентное накопление спектральной плотности вдоль локализованных полос частотно-временной интерференционной картины (интерферограммы), формируемой источником, которая далее подвергается двукратному преобразованию Фурье. Под интерферограммой понимается квадрат модуля звукового давления в переменных частота–время образованного интерференцией нормальных волн поля источника. Преобразованную спектральную плотность условно назовем голограммой, а саму обработку – голографической интерферометрией. Обработку можно рассматривать как линейное преобразование информации из одной формы в другую, более удобную для решения тех или иных задач. Такое, казалось бы, несущественное отличие от классической интерферометрии, как двумерное разложение интерферограммы, приводит ко многим важным следствиям. В частности, позволяет разрешать голограммы невозмущенного и возмущенного полей; фильтруя эти голограммы и применяя к ним обратные двукратные преобразования Фурье – добиваться реконструкции интерферограмм этих полей.

Возможность получения неискаженной информации при передаче ее через среду с неконтролируемыми океаническими неоднородностями основано на следующих физических принципах. При наличии гидродинамических возмущений вариации показателя преломления вызывают изменения горизонтальных волновых чисел (в широком смысле и амплитуд мод) по отношению к невозмущенным значениям. В результате результирующую интерферограмму, определяемую разностью горизонтальных волновых чисел, можно рассматривать как линейную суперпозицию двух независимых интерферограмм, порожденных невозмущенным и рассеянным полями. В этом случае двукратное преобразование Фурье интерферограммы, в силу линейности, формирует на голограмме две независимые локализованные спектральные области. Одна из них, обусловленная невозмущенным полем, концентрируется преимущественно в направлении оси времени, а вторая, вызванная гидродинамическим возмущением, – в направлении оси частоты или прямой, расположенной к ней под малым углом. Фильтрация областей локализации спектральных плотностей,

естественно, дает возможность получения отдельных голограмм невозмущенного и рассеянного полей. Применение к ним обратного двукратного преобразования Фурье позволяет реконструировать их интерферограммы. В первом случае интерферограмма формируется интерференцией мод невозмущенной среды, во-втором случае – гидродинамической изменчивостью среды.

Результаты данной обработки натурального эксперимента [1] представлены в работе [4]. Для двух диапазонов частот исходные интерферограммы и голограммы в присутствии ИВВ показаны на рис. 1. С целью повышения контрастности и информативности на интерферограммах вырезаны средние значения.

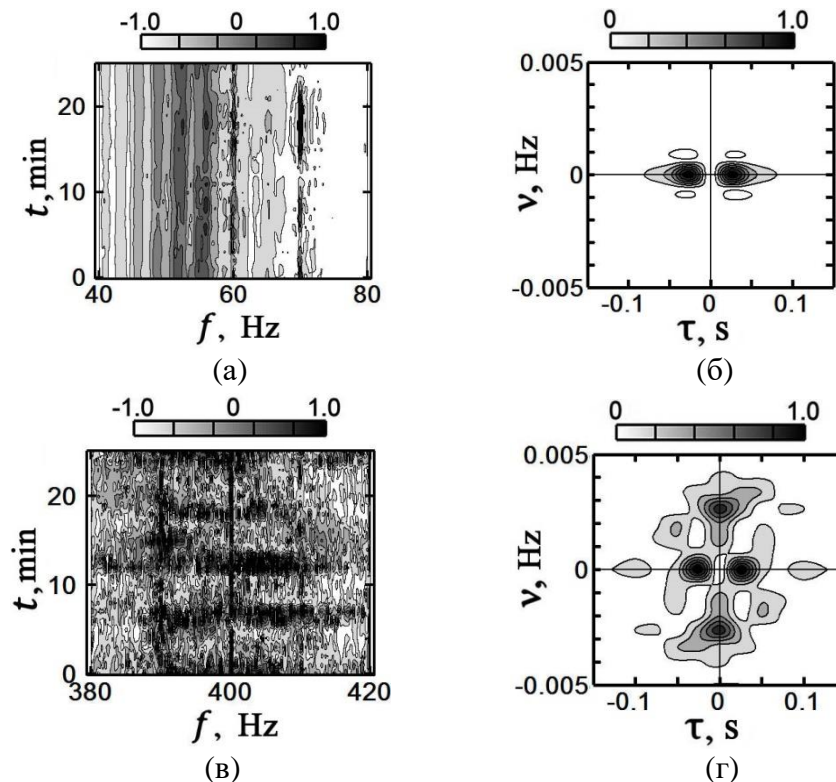


Рис. 1. Нормированные интерферограммы (а, в) и голограммы (б, г) для диапазонов частот 40–80 Гц и 380–420 Гц. На интерферограммах по оси ординат отложено время накопления сигнала источника.

На низких частотах, когда рассеяние на неоднородностях мало, в интерферограмме преобладают вертикальные локализованные полосы, присущие невозмущенному волноводу. С повышением частоты эффекты рассеяния возрастают, что усиливает вклад горизонтальных локализованных полос, поэтому интерференционная картина усложняется. Фокальные пятна голограмм расположены преимущественно на осях времени и частоты. Вне их спектральная плотность значительно подавлена. Наложение фокальных пятен максимальной интенсивности практически отсутствует, что делает возможным восстановление невозмущенного поля и наблюдение временной изменчивости среды.

Фильтрация фокальных пятен, расположенных по оси времени, и применение к ним обратного двукратного преобразования Фурье приведены на рис. 2. При фильтрации практически не обрезаются спектральные плотности в направлении оси частоты. Интерферограммы имеют вид вертикальных локализованных полос, что позволяет их считать появлением интерференции мод невозмущенного поля. С

возрастанием частоты увеличивается число мод звукового поля и наблюдается усиление мелкомасштабной изменчивости интерференционной картины.

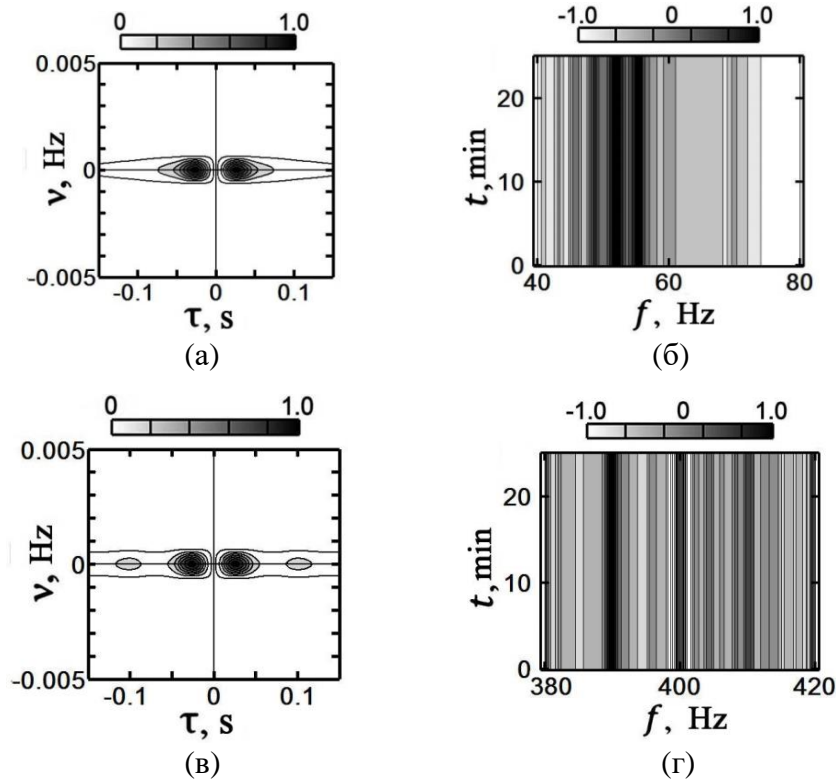


Рис. 2. Фильтрация спектральных плотностей голограмм, локализованных в окрестности оси времени (а, в), и восстановление интерферограмм (б, е).

Квадрат модуля передаточной функции волновода  $|G(f)|^2$  равен

$$|G(f)|^2 = \frac{I(f)}{|S(f)|^2}, \quad (1)$$

где  $S(f)$  – спектр излучаемого сигнала,  $I(f)$  – горизонтальное сечение реконструированной интерферограммы невозмущенного волновода. На рис. 3 приведены зависимости (1) от частоты. С возрастанием частоты, как отмечалось выше,

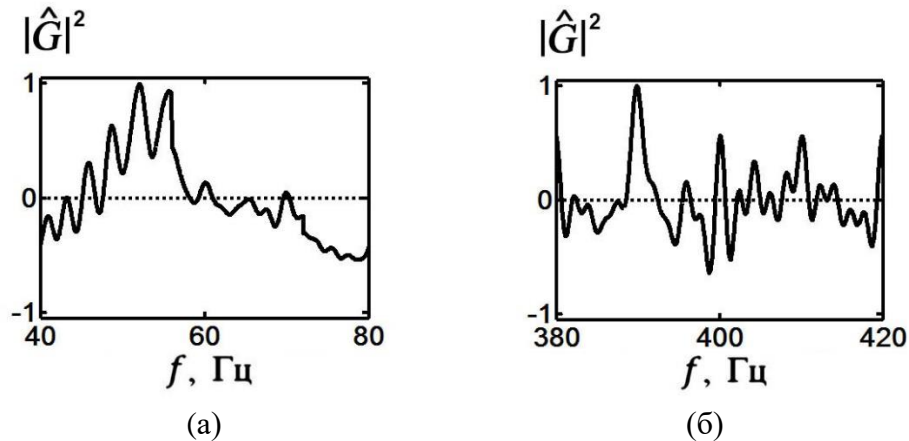


Рис. 3. Восстановленная частотная зависимость квадрата модуля передаточной функции невозмущенного волновода. Нормированные величины обозначены сверху знаком «крышка».

уменьшается частотный масштаб  $\chi$  осцилляций передаточной функции волновода. В области частот 40–80, 380–420 Гц он равен  $\chi = 3.2, 1.9$  Гц соответственно.

Неоднородности океанической среды приводят к искажениям передаваемого спектра сигнала источника. Избежать этих искажений для передачи модуля спектра позволяет голографическая интерферометрия. Предположим, что при наличии неоднородностей на одну голограмму записана интерферограмма опорного изображения  $|S_1(f)|$ , а на вторую голограмму – восстанавливаемого изображения  $|S(f)|$ . При считывании с голограмм этих изображений получаем интерферограммы  $I_1(f)$  и  $I(f)$  опорного и восстанавливаемого изображений. Тогда, согласно (1), для восстанавливаемого модуля спектра получаем

$$|S(f)| = |S_1(f)| \frac{\sqrt{I(f)}}{\sqrt{I_1(f)}}. \quad (2)$$

Следовательно, наличие неоднородностей среды никак не влияет на получение неискаженного восстанавливаемого изображения. Опорное изображение необходимо для получения модуля передаточной функции невозмущенной среды. Эта методика, несомненно, может найти широкое применение в тех случаях, когда не требуется фаза спектра сигнала.

Обобщая полученные результаты, можно предположить, что они применимы по отношению и к другим гидродинамическим возмущениям океанического шельфа, таким как фоновые внутренние волны, поверхностное волнение, приливные колебания. Таким образом, голографическая интерферометрия позволяет по-новому осмыслить те направления обработки информации в акустике океана, где играет роль интерференция волн, обусловленная широкополосным сигналом.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (проекты № 19-29-06075, № 19-38-90326).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. J.R. Apel et al. // IEEE J. Ocean. Eng. 1997. V. 22. P. 465.
2. Г.Н. Кузнецов, В.М. Кузькин, С.А. // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 4. С. 406.
3. И.В. Казначеев и др. // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 1. С. 33.
4. M. Badiey et al. // Phys. Wave Phenom. 2019. V. 27. No. 4. P. 313.

## Теоретическое моделирование и экспериментальное исследование теневой картины акустического поля, создаваемого ультразвуковым излучателем в жидкости

А.И. Цеханович, С.А. Петросян, С.А. Цысарь, О.А. Сапожников  
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия  
[tceghanovich.ai17@physics.msu.ru](mailto:tceghanovich.ai17@physics.msu.ru)

При исследовании характеристик различных акустических источников зачастую нужно иметь представление о структуре излучаемого ими поля, причем во многих случаях достаточно знать качественную картину, а не количественную. Важно, например, иметь представление о ширине фокальной перетяжки и о наличии боковых лепестков, знать ширину пучка, угол расхождения основного пучка и другие особенности структуры акустического поля.

Одним из перспективных методов, позволяющих визуализировать распределение плотности среды в пространстве при прохождении ультразвуковой волны, является теневой метод и его вариация – шпирен-метод, отличающийся использованием в установке непрозрачной диафрагмы («нож Фуко») [1]. Именно одна из модификаций шпирен-установки используется в настоящей работе.

В шпирен-методе пучок лучей от точечного или щелевого источника света, направляется линзой или системой линз и зеркал через исследуемый объект и фокусируется на непрозрачной острой кромке (ноже Фуко), так что изображение источника проецируется на самый край ножа. Если в исследуемом объекте нет оптических неоднородностей, то все лучи задерживаются ножом. При наличии оптических неоднородностей лучи будут испытывать рефракцию и часть из них, отклонившись, пройдет мимо ножа. Поставив за ножом объектив, можно спроецировать эти лучи на экран и получить изображение неоднородностей.

Первой частью настоящей работы являлся теоретический анализ теневой картины. Расчёт заключался в компьютерном моделировании процесса прохождения оптических лучей сквозь прозрачную среду, в которой распространяется акустическая волна, создаваемая цилиндрическим излучателем. Вычисления проводились в приближении слабой неоднородности, в рамках которого считалось, что в процессе распространения через область акустического поля лучи при прохождении не меняли направления, а влияние неоднородности заключалось лишь в различном набеге фаз для различных лучей.

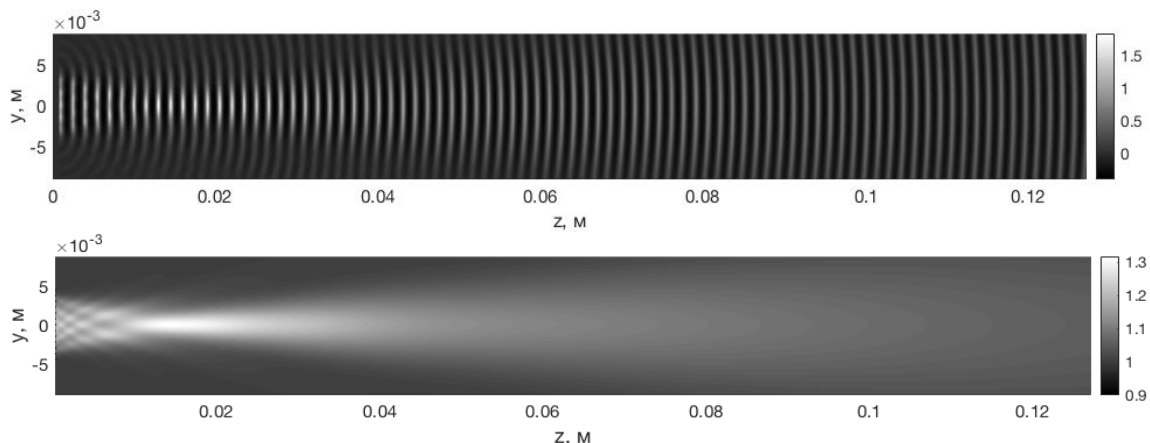


Рис. 1 а) Мгновенная теневая картина, т. е. распределение нормированной интенсивности света в плоскости экрана б) Распределение интенсивности в плоскости экрана при непрерывной подсветке.

С учётом того, что за время прохождения света по исследуемой области возмущения оптического показателя преломления, вызванные акустической волной, можно было считать неподвижными («замороженными»), были рассчитаны теневые картины в различные фиксированные моменты времени. На рис. 1а показан пример расчёта мгновенной теневой картины акустического поля, создаваемого в воде поршневым излучателем с частотой 1 МГц и диаметром 9 мм. Отчётливо видны отдельные волновые фронты, идущие с периодичностью 1.5 мм, что соответствует длине волны.

Для получения теневой картины при непрерывной оптической подсветке (ситуация, реализованная в описанном ниже эксперименте) указанные мгновенные картины усреднялись во времени. Использовались два способа усреднения – среднее арифметическое серии теневых картин в течение периода акустической волны и аналитическое усреднение. Теневая картина для вышеупомянутого источника показана на рис. 1б. Видно, что в отличие от рис. 1а, периодичность волны не прослеживается, но области повышенной амплитуды отчётливо проявляются в виде светлых областей, т.е. теневая картина даёт представление как об общей локализации поля, так и его неоднородности.

Второй частью работы было проведение экспериментов для получения теневых картин ультразвуковых пучков при непрерывной подсветке. На рис. 2 показана схема установки, использованная в настоящей работе [2]. Её особенностью является использование двух внеосевых параболических зеркал и двух плоских зеркал для создания коллимированного светового пучка и минимизации aberrаций при его фокусировке на нож Фуко. Оптические неоднородности создавались ультразвуковым полем, которое создавалось в воде пьезоэлектрическим излучателем.

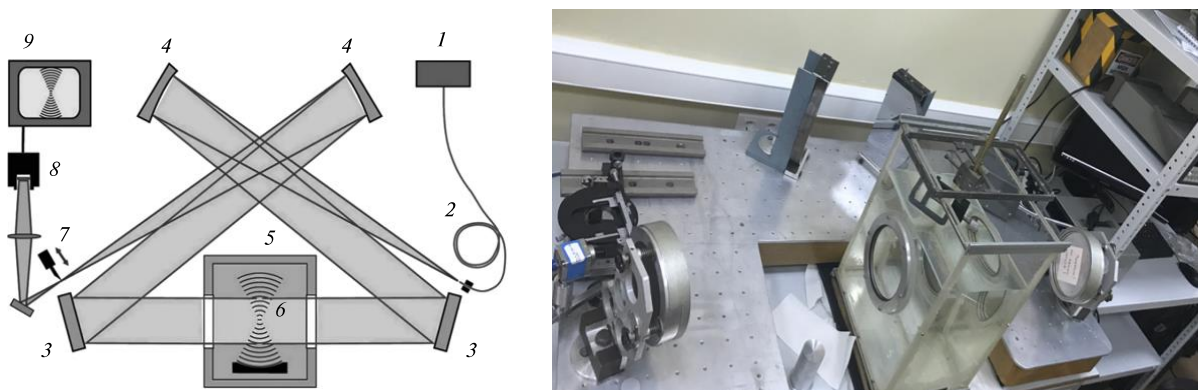


Рис. 2. Слева – схема установки по оптической визуализации ультразвуковых акустических полей. 1 – световой источник; 2 – оптоволокно; 3 – плоские зеркала; 4 – внеосевые параболические зеркала; 5 – бассейн с водой; 6 – исследуемое акустическое поле; 7 – нож Фуко; 8 – цифровая фотокамера. Справа – фотография установки.

На рис. 3а показана теневая картина вблизи поверхности цилиндрического излучателя диаметром 50 мм. Видно, что поперечный размер тени пучка соответствует диаметру излучателя. Проявляются также неоднородности ближнего поля, характер и размер которых зависит от частоты ультразвука. Отметим качественное соответствие наблюдаемой теневой картины теоретически рассчитанной и показанной на рис. 1б. На шпирен-изображении наблюдаются неоднородности интенсивности в области ближнего поля, которых нет в модели, полученной математическим расчётом и последующим усреднением. Предположительно, этот эффект – следствие неидеальности источника. В реальности не все точки источника колеблются синфазно и как единое целое.

Ещё более отчётливо структура ультразвукового пучка видна при использовании фокусирующего излучателя, особенно в фокальной области, где амплитуда волны заметно усиливается по сравнению с амплитудой на источнике. Для демонстрации этой особенности в эксперименте был использован сфокусированный пьезоэлектрический источник с радиусом кривизны 100 мм и диаметром 100 мм [3]. Теневая картина на различных частотах показана на рис. 3б,в. По полученным изображениям при изменении частоты электрического напряжения, подаваемого на излучатель, можно оценить резонансную частоту, фокусное расстояние и ширину фокальной перетяжки – основные характеристики структуры излучаемого акустического поля.

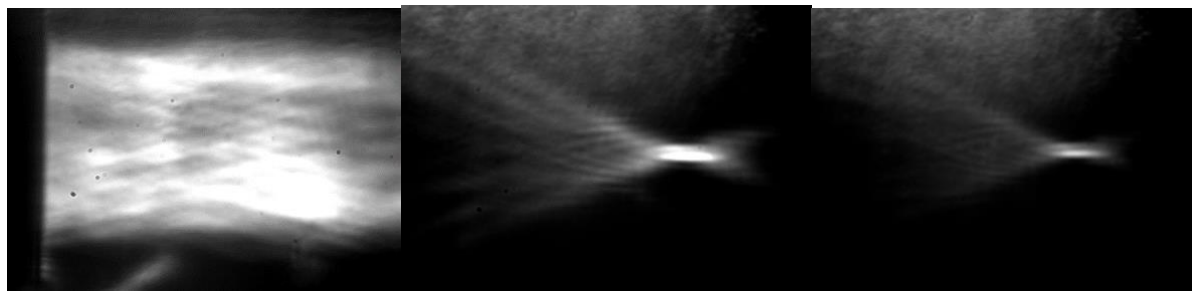


Рис. 3. а) Ближнее поле плоского излучателя (его тень видна слева). Длина области наблюдения 40 мм б),в) Шлирен-изображение сфокусированного акустического пучка при частоте излучателя 1100 (резонансная) и 1120 кГц.

Общим итогом работы является то, что создана теоретическая модель теневой картины, наблюдаемой при использовании шлирен-метода для визуализации ультразвуковых полей малой амплитуды. Модель была реализована в виде программы на языке Matlab. Экспериментально полученные шлирен-изображения акустических пучков показали, что разработанная модель правильно описывает особенности формирования изображения.

Планируется дальнейшая модернизация установки посредством написания компьютерного алгоритма для получения «мгновенных» изображений для различных типов акустических источников.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-02-00139.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. G.S. Settles “Schlieren and Schadowgraph Techniques. Visualizing Phenomena in Transparent Media” Springer, 2001.
2. М.А. Смагин “Измерение полей ультразвуковых медицинских преобразователей методами акустической голографии и оптической визуализации” Диссертация к.ф.-м.н. Физический факультет МГУ, 2007.
3. О.А. Сапожников, М.А. Смагин // Акустический журнал, 2015, том 61, номер 2, с. 199–206.

## Топологические законы и новая картина рассеяния волны Рэлея на сверхрешётке

В.Н. Чуков

Институт Биохимической Физики им. Н.М. Эмануэля РАН,  
Лаборатория Акустической Микроскопии

[vchukov@mail.ru](mailto:vchukov@mail.ru)

В литературе широко рассматривается задача рассеяния рентгеновских лучей, электромагнитных и акустических волн на сверхрешётке [1]-[7]. Новые закономерности такого рассеяния для поверхностных акустических волн Рэлея можно использовать для физических исследований волновых процессов и в акустоэлектронике [8, 9].

Новые топологические законы рассеяния поверхностной акустической волны Рэлея на цилиндрически симметричной шероховатости свободной поверхности изотропного твёрдого тела во всем диапазоне длин волн: от длинноволнового рэлеевского предела, когда длина волны  $\lambda = \lambda/(2\pi)$  много больше радиуса шероховатого участка  $d$ ,  $\lambda \gg d$ , до коротковолнового предела Лауэ-Брэгга-Вульфа  $\lambda \ll d$  получены в работе [9].

В настоящем докладе детально рассматривается новый обобщённый закон Лауэ-Брэгга-Вульфа о периодических резонансах рассеяния на произвольной неперриодической решётке, полученный в [9] в рамках указанных топологических законов рассеяния. С помощью этих законов дано объяснение и полная физическая картина рассеяния волны Рэлея на сверхрешётке, отсутствовавшая в литературе [1]-[8] до сих пор.

Пусть плоская поверхностная акустическая волна Рэлея [8, 9], распространяющаяся вдоль свободной поверхности однородного изотропного твёрдого тела, занимающего полупространство  $x_3 \geq 0$  прямоугольной декартовой системы координат  $(x_1, x_2, x_3)$ , падает вдоль оси  $x_1$  на шероховатый участок поверхности конечного радиуса  $d$ . Детерминированная шероховатость является трёхмерной, но имеет цилиндрическую симметрию:

$$x_3 = f(x_1, x_2) = \delta_0 f_0(x_{||}), \quad x_{||} = \sqrt{x_1^2 + x_2^2}. \quad (1)$$

Новые топологические законы рассеяния в брэгговском, то есть, коротковолновом, пределе рассеяния  $|\vec{k}_R - \vec{k}_{||}^{(0)}|L_m \gg 1$ ,  $m = 1, 2, \dots, N_L$ , где  $\vec{k}_{||}^{(0)}$ ,  $\vec{k}_R$  - волновые векторы падающей и рассеянной рэлеевских волн соответственно;  $k_R = |\vec{k}_R| = |\vec{k}_{||}^{(0)}| = \omega/c_R$ ;  $\omega$  - их угловая частота;  $c_{l,t,R}$  - скорости объёмных продольной, поперечной и поверхностной рэлеевской волн соответственно;  $L_m$  - координаты точек разрыва,  $N_L$  - их число, определяются следующей формулой для индикатрисы рассеяния [9] волны Рэлея

$$I_{||,3}^{(R)} = \frac{\beta^2 c_R^4 (k_R d)^5}{R_2^2 c_t^4 z^{2n_d+3}} A_{1,2}^2(k_R x_3) S_{N_L}(z) (1 - \cos \varphi_s)^2 (\gamma + \cos \varphi_s)^2, \quad (2)$$

где  $z(p, \varphi_s) \equiv |\vec{k}_R - \vec{k}_{||}^{(0)}|d \equiv p\sqrt{2(1 - \cos \varphi_s)} \equiv 2p \sin(\varphi_s/2)$ ;  $p \equiv k_R d \equiv d/\lambda$ ,

$$S_{N_L}(z) = \left( S_{N_L}^{(f)}(z) \right)^2 = \left\{ \sum_{m=1}^{N_L} F_m^{(L)}(n_d) \left( \frac{L_m}{d} \right)^{1/2} \cos \left( z \frac{L_m}{d} - \alpha_d \right) \right\}^2, \quad (3)$$

$$A_1(k_R x_3) = \exp(-\alpha k_R x_3) - \gamma \exp(-\beta k_R x_3);$$

$$A_2(k_R x_3) = \alpha \exp(-\alpha k_R x_3) - (\gamma/\beta) \exp(-\beta k_R x_3);$$

$$R_2 = (\alpha^2 + \beta^2 + 2\gamma^4 - 4\gamma^3)/\gamma^2; \quad \alpha = (1 - c_R^2/c_t^2)^{1/2}; \quad \beta = (1 - c_R^2/c_t^2)^{1/2}; \quad \gamma = 1 - c_R^2/(2c_t^2);$$



$\alpha\beta = \gamma^2$  – дисперсионное уравнение волны Рэлея, определяющее её скорость через скорости объёмных продольных и поперечных волн;  $\alpha_d = (n_d + 1)\pi/2 + \pi/4$  – дополнительная фаза обобщённого базиса Фурье (3), определяемая цилиндрической симметрией трёхмерной шероховатости (1) и целым числом  $n_d$  – наименьшим порядком ненулевой производной функции профиля шероховатости  $f_0(x_{||})$  хотя бы в одной точке разрыва  $x_{||} = L_m$ ,  $m = 1, 2, \dots, N_L$ . Число  $n_d$  определяется формой поверхностной шероховатости. Разрывы шероховатости (1) или её производных порядка  $n_d$  в (3) имеют следующую безразмерную амплитуду

$$F_m^{(L)}(n_d) = d^{n_d} \left[ \frac{d^{n_d}}{dx_{||}^{n_d}} f_0(x_{||}) \right] \Bigg|_{L_m+0}^{L_m-0}. \quad (4)$$

Полученный закон (2)-(4) даёт обобщённый ряд Фурье для амплитуды волны, рассеянной на произвольной решётке разрывов. Коэффициенты разложения есть соответствующие амплитуды разрывов (4) шероховатости (1), образующих решётку, с нормировочным множителем рассеяния [9]  $(L_m/d)^{1/2}$ , обусловленным цилиндрической симметрией шероховатости (1). Это позволяет получить произвольный спектр, описываемый произвольной финитной функцией, то есть, заданной на конечном участке параметра  $z$  (2), в частности, нарушающий классический закон Лауэ-Брэгга-Вульфа [1] - [9].

Пусть для произвольной непериодической решётки разрывов шероховатости (1) амплитуды всех разрывов (4) остаются равными друг другу, но координаты разрывов имеют следующие произвольные хаотические значения:

$$\frac{L_m}{d} = a_m \leq 1, \quad m = 1, 2, \dots, N_L; \quad (5)$$

где  $a_m$  – произвольные положительные вещественные числа.

Известно, что любое вещественное число можно представить в виде рационального числа с произвольной точностью:

$$a_m = \frac{a_m^{(n)}}{a_m^{(d)}} = \frac{n_m^{(a)}}{N^{(a)}}, \quad m = 1, 2, \dots, N_L, \quad (6)$$

где  $a_m^{(n)}$ ,  $a_m^{(d)}$ ,  $n_m^{(a)}$ ,  $N^{(a)}$  – положительные целые, т. е., натуральные, числа. При этом  $N^{(a)}$  – наименьший общий знаменатель рациональных чисел  $a_m^{(n)}/a_m^{(d)}$ ,  $m = 1, 2, \dots, N_L$ . Тогда аргумент обобщённого базиса Фурье (3), принимает следующий вид

$$z \frac{L_m}{d} = \frac{z}{N^{(a)}} n_m^{(a)} \equiv z_{N^{(a)}} n_m^{(a)}, \quad m = 1, 2, \dots, N_L. \quad (7)$$

Формулы (2) - (4) и (7) дают следующий обобщённый закон Лауэ-Брэгга-Вульфа для произвольной непериодической решётки разрывов (5), (6) шероховатости (1), имеющей равные, а также монотонные, как функции  $m$ , одного знака, амплитуды разрывов (4)

$$z_{N^{(a)}} = 2\pi n, \quad n = 1, 2, \dots. \quad (8)$$

Формула (8) есть условие периодических максимумов рассеяния на произвольной непериодической решётке разрывов (5), (6). Из (2) - (4) и (8) следует, что амплитуды этих резонансов равны амплитудам соответствующих резонансов при рассеянии на периодической решётке с тем же числом разрывов  $N_L$  [9]. Но также периодическая с периодом  $2\pi$  конфигурация осцилляций индикатрисы рассеяния между резонансами сильно зависит от взаимного расположения разрывов [9] и значительно отличается от классической брэгговской конфигурации этих осцилляций.

Из обобщённого закона (2), (8) следует, что даже при рассеянии на большом количестве хаотически расположенных разрывов шероховатости получается хорошо

коррелированная интерференционная картина из периодических резонансов в отличие от гипотез, цитирующихся в обзорах литературы [1, 3, 6].

Из (2), (8) следует обобщённый закон зеркального рассеяния Брэгга-Вульфа на системе протяжённостью  $d$  хаотически расположенных  $N_L$  параллельных плоскостей

$$\left( |\vec{k}_R - \vec{k}_i^{(0)}| d \right) / N^{(a)} = 2\pi n \text{ или } 2(d/N^{(a)}) \cos \theta = n\lambda, \quad n = 1, 2, \dots \quad (9)$$

Формула (9) есть условие периодически расположенных резонансов рассеяния на произвольной непериодической системе параллельных плоскостей. Резонансы имеют амплитуду равную соответствующей амплитуде резонансов рассеяния на периодической системе  $N_L$  параллельных плоскостей.

Из обобщённого ряда Фурье (2)-(4), (6), (7) следует, что при рассеянии на произвольной хаотической решётке разрывов  $L_m$ ,  $m = 1, 2, \dots, N_L$  с произвольным амплитудным форм-фактором решётки  $F_m^{(L)}(n_d)$  (4) спектр рассеяния (2) является строго периодической функцией по переменной  $z_{N^{(a)}}$  (7) с периодом  $2\pi$ . Но форма спектра в пределах одного периода может быть произвольной и определяется амплитудным форм-фактором решётки  $F_m^{(L)}(n_d)$  (4), что нарушает классический [9] и обобщённый (8), (9) законы Лауэ-Брэгга-Вульфа по положению максимумов рассеяния в пределах одного периода спектра индикатрисы рассеяния (2).

На примере рассеяния на сверхрешётке [3], т.е., классической периодической брэгговской решётке разрывов шероховатости (1), (4) с дополнительной периодической модуляцией координат разрывов, проследим действие новых топологических законов (2), (8) и новые закономерности рассеяния волн в брэгговском пределе  $z_{N_L} \gg 1$ . Пусть координаты разрывов шероховатости, образующих сверхрешётку, имеют следующий вид

$$\frac{L_m}{d} = \frac{m}{N_L} + \frac{\varepsilon}{N_L} f_m^{(s)}(b_L), \quad 0 < \varepsilon < 1, \quad m = 1, 2, \dots, N_L. \quad (10)$$

Пусть функция  $f_m^{(s)}(b_L)$  и амплитуды разрывов (4) в сверхрешётке имеют следующий вид

$$f_m^{(s)}(b_L) = \sin(b_L(m - N_L)); \quad F_m^{(L)} = \left( \frac{L_m}{d} \right)^{-1/2}, \quad m = 1, 2, \dots, N_L, \quad (11)$$

где  $b_L$  – волновое число сверхрешётки (10), (11). Таким образом, сверхрешётка (11) есть строго периодическая функция номера разрыва, но (10) – решётка разрывов с хаотически расположенными разрывами шероховатости (1). Интересно проследить действие обоих указанных факторов и амплитудного форм-фактора решётки (4) на рассеяние на сверхрешётке (10), (11). Это впервые позволяют сделать новые топологические законы (2)-(4), (8) [9].

Бесконечный ряд Тейлора для обобщённого базиса Фурье (Шверда-Лауэ [4, 5]) (3) по переменной  $\varepsilon z_{N_L} f_m^{(s)}(b_L)$  даёт следующее точное разложение справедливое при любом значении параметра  $\varepsilon z_{N_L}$

$$\cos \left( z \frac{L_m}{d} - \alpha_d \right) = \sum_{m_1=0}^{\infty} \left( 1 - \frac{1}{2} \delta_{m_1 0} \right) J_{m_1}(\varepsilon z_{N_L}) \left\{ \cos((z_{N_L} + m_1 b_L) m - m_1 N_L b_L - \alpha_d) + \right. \\ \left. (-1)^{m_1} \cos((z_{N_L} - m_1 b_L) m + m_1 N_L b_L - \alpha_d) \right\}, \quad m = 1, 2, \dots, N_L, \quad (12)$$

где  $\delta_{ik}$  –  $\delta$  – символ Кронекера,  $J_m(x)$  – функция Бесселя порядка  $m$  [9]. Из (2), (12) следует, что при рассеянии волны Рэлея на сверхрешётке (10), (11) индикатриса рассеяния (2)-(4) при любом  $\varepsilon z_{N_L}$  (10), (11) состоит из основных брэгговских пиков, соответствующих в (12) значению  $m_1 = 0$ , и следующих пиков-сателлитов, соответствующих значениям  $m_1 = 1, 2, 3, \dots$ ,

$$z_{N_L} \pm m_1 b_L = 2\pi n, \quad m_1 = 0, 1, 2, \dots; \quad n = 1, 2, \dots \quad (13)$$

Структура спектра рассеяния из-за модуляции пиков функцией Бесселя сильно зависит от значения параметра  $\varepsilon$ . Но из обобщённого закона Лауэ-Брэгга-Вульфа (8) следует, что в любом случае и, в частности, при рассеянии на сверхрешётке (10), (11), создающей хаотическое распределение координат разрывов, результирующий спектр рассеяния будет периодической функцией обобщённого параметра Лауэ-Брэгга-Вульфа  $z_{N^{(a)}}$  (5)–(7) с периодом  $2\pi$ . Следовательно он будет периодическим и по классическому параметру Лауэ-Брэгга-Вульфа  $z_{N_L}$ , но с периодом  $2\pi N^{(a)}/N_L$ , так как

$$z_{N^{(a)}} = z_{N_L} N_L / N^{(a)}. \quad (14)$$

Значение  $N^{(a)}$  (5)–(7) находится из эксперимента по периоду полученного спектра либо задаётся заранее при моделировании спектра рассеяния. Это – глобальное поведение спектра рассеяния на сверхрешётке в широком диапазоне изменения классического параметра Лауэ-Брэгга-Вульфа  $z_{N_L}$ .

В литературе [3], [6]–[8] вызывает большой интерес локальное поведение спектра рассеяния на сверхрешётке (10), (11) в окрестности одного конкретного классического резонанса Лауэ-Брэгга-Вульфа. Из формул (2), (12) следует, что при малом значении параметра  $\varepsilon \ll 1$ , то есть, при малой модуляции (10), (11), из-за степенной асимптотики функций Бесселя при малых значениях аргумента  $J_{m_1}(\varepsilon z_{N_L}) \sim (\varepsilon z_{N_L})^{m_1} / (2^{m_1} m_1!)$  амплитуды пиков-сателлитов  $m_1 = 1, 2, 3, \dots$  (12), окружающих основной брэгговский пик  $m_1 = 0$ , с ростом их номера  $m_1$  сильно уменьшаются. Поэтому в эксперименте наблюдаются только несколько соседних с брэгговским пиков-сателлитов [3]. Спектр остаётся периодическим и локально по классическому параметру  $z_{N_L}$  с периодом  $2\pi$  по положению пиков, хотя их амплитуды меняются при изменении  $z_{N_L}$  из-за модуляции (11).

При увеличении параметра  $\varepsilon$  и приближении его значения к единице  $\varepsilon \leq 1$ , т. е., при немалой модуляции (10), (11), происходит перестройка спектра рассеяния на сверхрешётке. Основной брэгговский пик может уменьшаться, но появляется большое количество пиков-сателлитов (13) при  $m_1 \geq 1$ . Локальная периодичность спектра по классическому параметру  $z_{N_L}$  с периодом  $2\pi$  заметно нарушается. Но в целом спектр остаётся строго периодическим по обобщённому параметру Лауэ-Брэгга-Вульфа  $z_{N^{(a)}}$  с периодом  $2\pi$  (8) и по  $z_{N_L}$ , но с периодом  $2\pi N^{(a)}/N_L$  (14).

Амплитудный форм-фактор решётки  $F_m^{(L)}$  (4), впервые учтённый в (2) [9], отличный от (11), т. е., от монотонного и одного знака, может сильно изменять характер спектра рассеяния на сверхрешётке (10), (11) по форме пиков рассеяния и по их положению в пределах периода спектра.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] I.K. Robinson, D.J. Tweet // Rep. Prog. Phys. 1992. V. 55. P. 599.
- [2] J. Miao, T. Ishikawa, I.K. Robinson, M.M. Murnane // Science 2015. V. 348. P. 530.
- [3] Ю.П. Хапачев, А.А. Дышечков “Теория динамической рентгеновской дифракции в сверхрешётках”. С. 16, 17. Нальчик, 2002.
- [4] F.M. Schwerd “Die Beugungserscheinungen Aus Den Fundamentalgesetzen der Undulationstheorie”, Mannheim, 1835.
- [5] М. Лауэ “История физики”. М.: Гостехтеориздат, 1956.
- [6] М.А. Кривоглаз “Теория рассеяния рентгеновских лучей и тепловых нейтронов реальными кристаллами”. С. 102, 115. М.: Наука, 1967.
- [7] А.А. Карабутов (мл.), Ю.А. Косевич, О.А. Сапожников // Акуст. ж. 2013. Т. 59. № 2. С. 158.
- [8] А.С. Багдасарян, Ю.В. Гуляев, С.А. Доберштейн, Т.В. Сеницына // Техника радиосвязи 2017. V. 3. № 34. С.72.
- [9] В.Н. Чуков // ISBN: 978-5-600-02483-0. 2019. Секция 3. С. 48–52.

## Топологическое объединение акустических спектроскопий Брюкке-Фарадея-Тиндаля-Рэля, Лява-Ми, Лауэ-Брэгга-Вульфа

В.Н. Чуков

*Институт Биохимической Физики им. Н.М. Эмануэля РАН,  
Лаборатория Акустической Микроскопии  
[vchukov@mail.ru](mailto:vchukov@mail.ru)*

Теоретически рассматриваются акустические аналогии волновых процессов, изучаемых оптической и рентгеновской спектроскопией, не имеющими до сих пор аналогичных результатов [1-4]. Рассеяние акустических волн широко используется в науке и технологиях [1-23].

Получено, что новые топологические законы рассеяния [8-23] поверхностной акустической волны Рэля на шероховатом участке поверхности изотропного твёрдого тела осуществляют топологическое объединение хорошо известных [5-7] спектроскопий Брюкке-Фарадея-Тиндаля-Рэля, Лява-Ми и Лауэ-Брэгга-Вульфа в длинноволновом, когда длина волны много больше радиуса шероховатого участка  $\lambda \gg d$ , резонансном  $\lambda \sim d$  и коротковолновом  $\lambda \ll d$  пределах соответственно. Данное объединение они производят путём топологической калибровки длинноволновой и коротковолновой спектроскопии рассеяния, задавая топологию рассеяния, соответствующую разным новым законам рассеяния, полученным в данной работе для указанных пределов рассеяния; путём задания топологической инвариантности рассеяния, когда один и тот же спектр рассеяния или закон рассеяния соответствует множеству, т.е., топологии, рассеивающих шероховатостей [23]. Топологическое объединение означает взаимодействие длинноволновой, резонансной и коротковолновой спектроскопий, когда специально заданный спектр длинноволнового рассеяния определяет спектр коротковолнового и резонансного рассеяния [9-22]. Аналогично коротковолновой спектр может определять длинноволновую и резонансную спектроскопию [23]. В качестве примеров [8-23] рассматриваются: моделирование осциллирующего частотного и анизотропного углового спектров индикатрисы рассеяния в рэлеевском пределе, нарушающее законы рэлеевской спектроскопии; влияние топологической калибровки в рэлеевском пределе на угловой спектр в коротковолновом пределе; полученная впервые зависимость спектра рассеяния на произвольной хаотической решётке разрывов шероховатости от амплитудного форм-фактора решётки, т.е., зависимости разности левого и правого значений шероховатости или её производных по координате в точках разрыва от номера разрыва в решётке, дающая строго периодический спектр коротковолнового рассеяния на произвольной хаотической решётке разрывов; обобщённый закон Лауэ-Брэгга-Вульфа для непериодической решётки разрывов и его применение к рассеянию на сверхрешётке, позволившее впервые получить полную физическую картину данного рассеяния; саб-брэгговское рассеяние, когда резонансные пики спектрограммы рассеяния лежат вне классического закона Лауэ-Брэгга-Вульфа, данное явление является рядовым в рамках новых топологических законов; псевдо-брэгговское рассеяние на решётке разрывов шероховатости и на непрерывной шероховатости, имеющей единственный разрыв на конце шероховатого участка, последнее сопровождается гигантской модуляцией рассеяния; влияние топологической калибровки коротковолновой спектроскопии на рэлеевскую и резонансную спектроскопию.

Получено, что топологическая калибровка спектроскопии с помощью построения базисных функций амплитуды рассеяния, соответствующих разным законам рассеяния в длинноволновом и коротковолновом пределах, полностью решает обратную задачу рассеяния [2] для моделирования произвольного наперёд заданного спектра рассеяния, необходимого, например, в акустоэлектронике и акустооптике [1-4]. Полученные закономерности определяют конструктивные аналогии и подходы к решению задач оптической и рентгеновской спектроскопии и визуализации, сейсмологии, физики метаматериалов, дающей новые эффекты физики твёрдого тела, акустической микроскопии и других физических исследований.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.В. Гуляев, А.А. Потапов // Радиотехника и электроника 2019. Т. 64. С. 839.
2. I.K. Robinson, D.J. Tweet // Rep. Prog. Phys. 1992. V. 55, P. 599.
3. В.А. Гусев, О.В. Руденко // Акуст. журн. 2019. Т. 65, № 2. С. 166.
4. С.Н. Антонов // Акуст. журн., 2018. Т. 64, № 4. С. 432.
5. И.А. Хвостиков // УФН 1940. Т. 24. № 2. С. 165-227.
6. Г.В. Розенберг // УФН 1960. Т. 71. № 2. С. 173-213.
7. Lord Rayleigh. "Harmonic echoes" // Nature 1873. P. 319-320.
8. Чуков В.Н. "Новые топологические законы и физические явления в рассеянии волны Рэлея поверхностной шероховатостью твёрдого тела" / XVII Всероссийская школа-семинар "Физика и применение микроволн" им. проф. А.П. Сухорукова. 26-31 мая 2019, г. Можайск, Московская область. Тезисы докладов. Секция 3: "Волновые процессы в неоднородных средах". Секция 3. С. 48-52. ISBN: 978-5-600-02483-0.
9. В.Н. Чуков "Диссертация к.ф.-м.н.", "Автореферат" М: МИФИ, 1994.
10. В.Н. Чуков // ФТТ 1997. Т. 39. № 2. С. 267. (Испр. опечатки: [www.scribd.com](http://www.scribd.com).)
11. В.Н. Чуков "О законах рэлеевского, резонансного и коротковолнового рассеяния волны Рэлея" М.: Препринт/ИБХФ РАН, 2002.
12. В.Н. Чуков "Структура неоднородности и законы рэлеевского рассеяния волны Рэлея" М.: Препринт/ИБХФ РАН, 2003.
13. В.Н. Чуков "Структура поверхностной шероховатости и законы рэлеевского рассеяния волны Рэлея" М.: Препринт/ИБХФ РАН, 2003.
14. В.Н. Чуков "Рассеяние волны Рэлея трёхмерной и двумерной статистической шероховатостью с коррелятором, аппроксимируемым экспоненциально модулированными полиномами Чебышёва-Лагерра" М.: Препринт/ИБХФ РАН, 2004.
15. V.N. Chukov "Oscillations of statistical scattering in Rayleigh limit" Moscow: Preprint/IBCP RAS, 2010.
16. V.N. Chukov "Oscillations of scattering in Rayleigh limit" Moscow: Preprint/IBCP RAS, 2010.
17. V.N. Chukov // Solid State Comm. 2009. V. 149. P. 2219.
18. V.N. Chukov // Ultrasonics 2012. V. 52. P. 5.
19. V.N. Chukov "Rayleigh wave scattering by deterministic cylindrical roughness with spatial statistical symmetry of an arbitrary order" / Int. Conf. "Days on Diffraction 2009", May 26 - 29 2009, St. Petersburg, Russia. Abstracts, p. 27, [www.scribd.com](http://www.scribd.com).
20. V.N. Chukov "On violation of Rayleigh and Bragg laws of scattering" / Proc. Int. Conf. "Days on Diffraction 2011", May 30 - June 3, 2011, St. Petersburg, Russia. P. 55-62. DOI: 10.1109/DD.2011.6094365.
21. V.N. Chukov "Connection between violation of the Rayleigh law of scattering and the resonance scattering" Moscow: Preprint/IBCP RAS, 2014.
22. V.N. Chukov "The Rayleigh law violation and its influence on the wave scattering" Lambert Academic Publishing, 2017. ISBN: 978-3-330-03857-8.
23. V.N. Chukov "Topological laws of the Rayleigh wave scattering" Lambert Academic Publishing, OmniScriptum Publishing Group, 2018. ISBN: 978-613-9-84837-9.

## Исследование динамических атрибутов акустического отклика системы свая-грунт с использованием численного моделирования

А.А. Чуркин<sup>1</sup>, В.В. Капустин<sup>2</sup>, И.Н. Лозовский<sup>3</sup>, Р.А. Жостков<sup>4</sup>

<sup>1</sup>ООО «ЭГЕОС», г. Москва, Россия

<sup>2</sup>Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия

<sup>3</sup>Центр геоэлектромагнитных исследований – филиал Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Троицк, г. Москва, Россия

<sup>4</sup>Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

[chaa92@mail.ru](mailto:chaa92@mail.ru)

Поверхностный сейсмоакустический метод — широко применяющийся неразрушающий метод контроля качества железобетонных свай. Методика испытаний основана на возбуждении ударного импульса и регистрации отраженного сигнала на поверхности исследуемой конструкции и предназначена для контроля качества отдельно стоящих свайных фундаментов [1]. Контролируемыми параметрами является глубина заложения (длина) и сплошность (однородность) материала сваи.

Анализ материалов сейсмоакустического метода может проводиться как во временной, так и в частотной области. Динамические атрибуты, характеризующие регистрируемый отклик, могут быть использованы для оценки контактных условий системы свая-грунт [2].

Получение качественной характеристики контактных условий для набора свай в пределах одного фундамента позволяет инженеру целенаправленно выбирать аномальные по поведению отклика сваи для проведения прямых контрольных испытаний (статическими или динамическими нагрузками). В общем случае для свай, удовлетворяющих ряду требований (совпадение геометрических параметров и свойств материала, отсутствие дефектов, заглубление в одинаковые вмещающие грунты), выполняется условие: чем хуже контакт — тем выше энергия отклика.

Влияние параметров системы свая-грунт на поведение динамических атрибутов исследовано для серии трехмерных численных моделей. Серии численных моделей [3-6] разделены на 4 группы (рис. 1).

В качестве объектов моделирования выбраны бетонные цилиндрические сваи с ненарушенной сплошностью или с включением грунтового материала (дефектом), изготовленные в различных грунтовых условиях. Диаметр свай — 0.4 м, длина — 6.0 м.

Физические свойства моделируемых материалов приведены в Табл. 1-3. В связи с малой амплитудой деформаций элементов модели бетон и грунт приняты линейно-упругими [7].

Табл. 1. Свойства материала сваи

Материал	Бетон
Плотность, $\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	2300
Скорость продольных ( $V_p$ ) и поперечных ( $V_s$ ) волн, м/с	4000; 2442

В сериях моделей 1.1 и 1.2 свая изготовлена в однородном вмещающем грунте, акустическая жесткость которого значительно ниже акустической жесткости бетона сваи. Расчеты выполнены для 10 вариантов акустических свойств вмещающего грунта, с постепенным снижением контраста акустической жесткости бетона и грунта (грунт 1.1-1.10, табл. 2).

В качестве дефекта в серии 1.2 задано сужение ствола сваи до половины площади ее поперечного сечения (радиус сваи в области дефекта — 141 мм) в пределах отметок 2-3 м (относительно верха сваи).

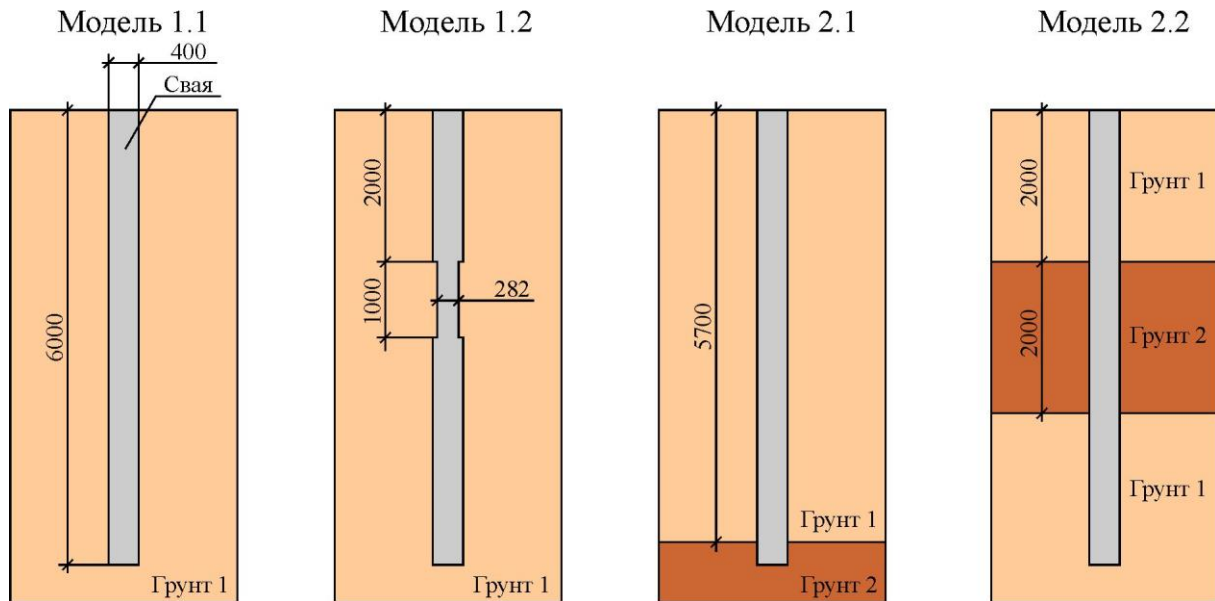


Рис. 1. Схемы базовых моделей

Табл. 2. Изменение свойств Грунта 1

Грунт	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6	1.7	1.8	1.9	1.10
$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	1500	1500	1550	1550	1600	1600	1650	1650	1700	1700
$V_P$ ; $V_S$ , м/с	600; 120	720; 144	840; 168	960; 192	1080; 216	1200; 240	1320; 264	1440; 288	1560; 312	1680; 336

Табл. 3. Изменение свойств Грунта 2

Грунт	2.1	2.2	2.3	2.4	2.5	2.6	2.7	2.8	2.9	2.10
$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	2200	2200	2250	2250	2300	2300	2350	2350	2400	2400
$V_P$ ; $V_S$ , м/с	2700; 810	2835; 850	2970; 890	3105; 930	3240; 970	3375; 1010	3510; 1050	3645; 1090	3780; 1130	3915; 1170

Серия моделей 2.1 представляет сваю во вмещающем грунте 1.1, нижний торец которой опирается на залегающий ниже грунт 2 (обладающий более высоким акустическим импедансом, чем грунт 1.1). Свая погружена в грунт 2 на 0.3 м. Характеристики грунта 2 постепенно меняются (грунт 2.1-2.10, Табл. 3), его акустическая жесткость возрастает.

В серии моделей 2.2 свая прорезает три геологических слоя: грунт 1.1, грунт 2 и грунт 1.1. Отметка кровли второго слоя (грунт 2) — 2 м, его мощность — 2 м. Физические свойства грунта 2 изменяются в моделях серии согласно табл. 3. Так мы оказываемся в ситуации геологического разреза, в котором чередуются слои грунта различной контрастности (пример соответствующей геологической обстановки — моренные отложения, мерзлота).

Для полученных наборов сигналов построены графики изменения атрибутов нормированной площади спектра ( $S_n$ ), нормированной энергии сигнала ( $E_n$ ), средневзвешенной частоты ( $f_s$ ) и отношения площади спектра к средневзвешенной частоте ( $S_n/f_s$ ). Отдельно выведена атрибутивная диаграмма «нормированная площадь — средневзвешенная частота» (рис. 2). Подобные атрибуты используются в сейсмологии для характеристики физико-механических свойств грунтов и применяются для анализа результатов инженерно-геофизических изысканий (сейсмоакустических и радиолокационных).

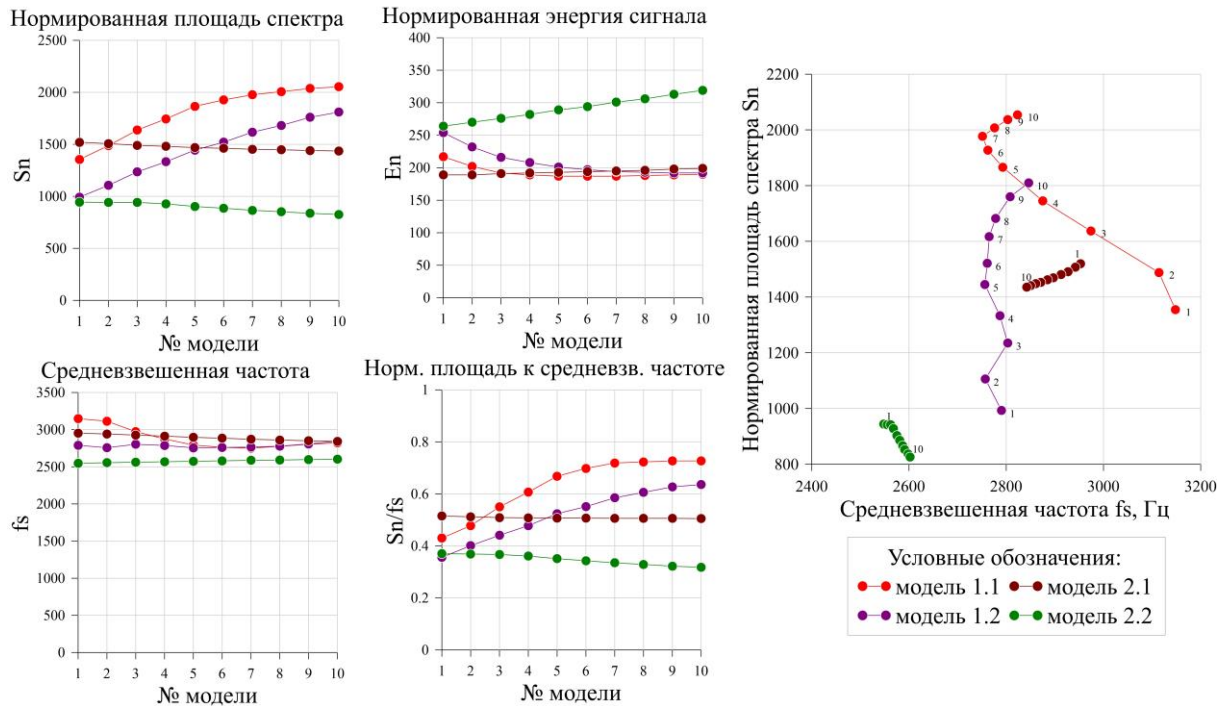


Рис. 2. Поведение динамических атрибутов акустического сигнала при изменении свойств вмещающих грунтов и атрибутивная диаграмма «Нормированная площадь спектра – Средневзвешенная частота»

Результаты численного моделирования позволяют сделать ряд наблюдений о поведении динамических атрибутов для случаев заглубления свай в грунты с сильным и слабым контрастом акустических свойств, сравнить отклик свай с нарушенной и не нарушенной сплошностью.

Полученные в результате моделирования сигналы близки к данным натурных измерений на сваях с аналогичными характеристиками, что позволяет использовать полученные выводы для анализа полевых данных. Подготовленные серии моделей будут использованы в качестве основы для дальнейшего уточнения методики интерпретации динамических атрибутов отклика системы свая-грунт.

Работа выполнена в рамках госзадания ИФЗ РАН.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.В. Капустин, и др. // Геотехника. 2018. № 5-6. С. 62-71.
2. В.В. Капустин, А.А. Чуркин // Материалы XV Общероссийской научно-практической конференции «Перспективы развития инженерных изысканий в строительстве в Российской Федерации», г. Москва, 26 – 29 ноября 2019 г. 2019. С. 353-358.
3. И.Н. Лозовский, А.А. Чуркин, Р.А. Жостков. // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2020. Т. 84. №2. С. 272–277.
4. Р.А. Жостков свидетельство о регистрации прав на ПО № 2019665509.
5. Р.А. Жостков свидетельство о регистрации прав на ПО № 2019665449.
6. Р.А. Жостков свидетельство о регистрации прав на ПО № 2018662840.
7. R.P.S. Pasqual, A.C.M. Kormann // Multi-Science Journal. 2019. Vol. 2. P. 1-8.